



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7211

Großflächige quasi freistrahloptische Mikrospektrometer

C.-J. Moran-Iglesias, A. Last, J. Mohr
Institut für Mikrostrukturtechnik

August 2006

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7211

**Großflächige quasi freistrahloptische
Mikrospektrometer**

Carlos-Javier Moran-Iglesias^{*)}, Arndt Last, Jürgen Mohr

Institut für Mikrostrukturtechnik

^{*)} von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2006

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-072117

Großflächige quasi freistrahloptische Mikrospektrometer

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften

von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe

genehmigte

Dissertation

von Dipl.-Phys. Carlos-Javier Moran-Iglesias
aus Mieres/Spanien

Tag der mündlichen Prüfung: 4. November 2005

Hauptreferent: Prof. Dr. V. Saile
Korreferent: Prof. Dr. H. Reinecke

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues UV / VIS-Gitter-Mikrospektrometer in Rowland-Kreisordnung entwickelt, das einen spektralen Wellenlängenbereich von 300 nm bis 950 nm abdeckt, ein Auflösungsvermögen besser als 5 nm hat und eine Dispersion kleiner als 0,08 nm / μm aufweist.

Um diesen Forderungen gerecht zu werden, war es notwendig, die optischen Weglängen innerhalb des Spektrometers zu vergrößern. Dies hat jedoch zur Folge, dass die Außenmaße des Systems vergrößert werden. Das System wurde mit Hilfe des LIGA-Verfahrens realisiert. Da die Größe der LIGA-Masken technisch beschränkt ist, wurde ein Umlenkspiegel in das Spektrometer integriert, dessen Funktion es ist, den Strahlengang des Spektrometers räumlich zu falten. Dadurch können die Außenmaße des Systems – bei konstanten optischen Weglängen innerhalb des Spektrometers – klein gehalten werden.

Die Vergrößerung der optischen Weglängen führt, bei gleich bleibender Höhe des Hohlwellenleiters, zu einer Zunahme der Anzahl an Reflexionen im Hohlwellenleiter und damit zu einem Intensitätsverlust innerhalb des Systems durch Fresnel-Verluste. Um eine Reduzierung der Spektrometerempfindlichkeit zu vermeiden, wurde die Höhe des Wellenleiters so vergrößert, dass das Verhältnis zwischen der Höhe des Hohlwellenleiters und der optischen Weglängen praktisch unverändert bleibt. Wie in der vorliegenden Arbeit gezeigt wurde, hat diese Vergrößerung der Gitterhöhe von 340 μm auf 750 μm keinen negativen Einfluss auf die Qualität des Gitters bei röntgentiefenlithographisch hergestellten Spektrometern.

Um die Effizienz der Lichteinkopplung ins Spektrometer zu steigern, wurde das Licht über sechs übereinander liegende 125/105 μm -Fasern eingekoppelt. So nimmt der Transmissionskoeffizient durch den Eintrittsspalt und damit auch die Empfindlichkeit des Spektrometers im Vergleich zu den bisherigen Systemen zu. Die Montage und die Verklebung dieser sechs Fasern wurde durch einen neuen Entwurf des Faserhalteschachts ermöglicht. Die dadurch erzielte Empfindlichkeitssteigerung - bezogen auf das in die Faser eingekoppelte Licht - liegt bei bis zu 110%.

Das Licht soll im Wellenleiter quasi freistrahloptisch geführt werden, um die mittlere Zahl an Reflexionen im Wellenleiter zu senken. Dazu wurde eine Kollimatorlinse entwickelt, die das aus der Lichtleitfaser austretende Licht so bündelt, dass das Licht im Wellenleiter weitgehend parallel zum Wellenleiter läuft und so weniger oft reflektiert wird.

Die Effizienz der Lichtauskopplung aus dem Spektrometer wurde verbessert. Zum einen wurde die Strukturhöhe des Auskoppelspiegels vergrößert. Dies hat den Vorteil, dass alles Licht aus dem Wellenleiter den Auskoppelspiegel auch trifft. Zum anderen wurde die Oberfläche des Auskoppelspiegels als Hohlspiegel ausgelegt, so dass das vom Auskoppelspiegel reflektierte Licht auf den Detektor fokussiert und dadurch die Überstrahlung des Detektors deutlich reduziert wird. Die Verwendung eines optimierten Auskoppelspiegels mit einer Höhe von 1230 μm führt somit zu einer Steigerung der Empfindlichkeit um über 40%.

Es wurde eine für die Herstellung des neuen Spektrometers angepasste Beryllium-Maskentechnik erarbeitet und ein neues Verfahren zur galvanischen Herstellung von Abformwerkzeugen entwickelt, das es ermöglicht in einem einzigen Formeinsatz LIGA- und Nicht-LIGA-Strukturen zu realisieren und somit Strukturen unterschiedlicher Höhe mit einem Abformwerkzeug herstellen zu können.

Abstract

In the context of this work a new UV / VIS grating microspectrometer in Rowland configuration was developed, which covers a wavelength range from 300 nm to 950 nm, has a resolving power better than 5 nm and exhibits a dispersion smaller than 0.08 nm / μm .

In order to satisfy these requirements, it was necessary to increase the optical path length within the spectrometer. This has however the important consequence, that the external dimensions of the system are increased. The system was realised by means of the LIGA-process. Since the size of the LIGA-masks is limited technically, a deflecting mirror was integrated in the spectrometer. Its function is to fold spatially the optical path of rays within the spectrometer. Thus the external dimensions of the system – keeping the optical path length constant within the spectrometer - can be kept small.

The enlargement of the optical path length leads, with the same height of the hollow waveguide, to an increase of the number of reflections in the hollow waveguide and thus to an intensity loss within the system by Fresnel reflection losses. In order to avoid a reduction of the spectrometer sensitivity, the height of the waveguide was increased so the relationship between the height of the hollow waveguide and the length of the optical path remains practically unchanged. As it was shown in the present work, this enlargement of the grating height of 340 μm to 750 μm does not have a negative influence on the quality of the grating in spectrometers manufactured with X-ray deep lithography.

To increase the efficiency of coupling light into the spectrometer, the light was coupled by means of six 125 / 105 μm fibres stacked one above the other. This increases the transmission through the entrance slit and concomitantly the sensitivity of the spectrometer compared with the existing systems. The assembly and the fixation of these six fibres were performed by means of a new design of the support structures holding the optical fibres. The thereby obtained sensitivity increases - related to the light coupled into the fibre - up to 110%.

The light should be led like quasi free space propagation in the waveguide, in order to reduce the average number of reflections within the waveguide. A collimator lens was developed to bundle the divergent light coming from the optical fibre so that the light propagates nearly parallel to the waveguide surfaces and so it is less frequently reflected.

The light decoupling efficiency of the spectrometer was improved. On one hand the height of the decoupling mirror was increased. The advantage is that all light coming from the waveguide meets the decoupling mirror. On the other hand the surface of the decoupling mirror was designed as a hollow mirror, so that the light reflected by this decoupling mirror is focused on the detector and thereby the amount of light missing the detector is clearly reduced. The use of an optimized decoupling mirror with a height of 1230 μm thus leads to an increase of the sensitivity above 40%.

A beryllium mask technology adapted to the manufacturing of the new spectrometer was worked out. A new process was developed for the galvanic fabrication of mold insert tools, which enables to realize LIGA and non-LIGA structures in a single mold insert tool and thus to be able to manufacture structures of different heights with one molding tool.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung.....	1
2	LIGA-Verfahren	4
3	Funktion des Spektrometers	8
3.1	Prinzipieller Aufbau des Mikrospektrometers	8
3.2	Konzept des quasi freistrahloptischen Spektrometers.....	9
3.3	Einkoppeloptik	13
3.3.1	Lichteinkopplung und Eintrittsspalt	13
3.3.2	Kollimator.....	16
3.4	Wellenleiter	28
3.5	Umlenkspiegel	30
3.6	Gitter.....	31
3.7	Auskoppelspiegel.....	33
3.8	Kollimator vor dem Detektor	34
3.9	Hilfsstrukturen.....	46
3.10	Detektor	48
4	Herstellungsverfahren des Spektrometers	49
4.1	Berylliummaskentechnik.....	49
4.1.1	Resist aus Anisol-PMMA	51
4.1.2	Gegossener Resist	53
4.2	Maskentechnik mit Titan-Abhebewafer.....	56
4.3	Formeinsatz mit Strukturen verschiedener Höhe	58
4.4	Kollimatorlinse	62
4.5	Umlenkspiegel	64
4.5.1	Umlenkspiegel in LIGA-Technik	64
4.5.2	Umlenkspiegel aus Silizium	65
5	Charakterisierung der Spektrometerkomponenten	68
5.1	Einfluss der einzelnen optischen Komponenten auf ein Spektrometer	68
5.1.1	Einfluss einer Kollimatorlinse	68
5.1.2	Einfluss des Umlenkspiegels	73
5.1.3	Einfluss des Auskoppelspiegels	74
5.2	Charakterisierung des Gesamtsystems	75
6	Zusammenfassung und Ausblick	77
7	Literatur	82

TABELLENVERZEICHNIS

Tab. 3-1:	Zusammenfassung der Ergebnisse aller Simulationen; die Werte geben die Steigerung der Intensität in der Mitte des Gitters gegenüber einem System ohne Kollimator an	28
Tab. 5-1:	Numerische Werte der Reflexionskoeffizienten für die parallele und senkrechten Komponente des Lichts innerhalb des Wellenleiters	71
Tab. 5-2:	Verbesserungen der optischen Eigenschaften des neuen Spektrometers gegenüber einem VIS-Spektrometer mit Layout Nummer 0603-05-A5	76

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abb. 2-1:	Die wichtigsten Schritte des LIGA-Verfahrens	7
Abb. 3-1:	Skizze eines Spektrometersystems in Rowland-Kreisanordnung	8
Abb. 3-2:	Lichtweg innerhalb eines Mikrospektrometers	9
Abb. 3-3:	Positionierung des Umlenkspiegels in dem Spektrometer mit Rowland-Kreisanordnung	11
Abb. 3-4:	Skizze der Fokuslinie in einem Rowland-Kreis mit Radius 38 mm (links) und mit Radius 19 mm (rechts). Im rechten Bild wird die Abweichung der Fokuslinie von der Oberfläche des Detektors für die erste Beugungsordnung durch Pfeile gezeigt.	12
Abb. 3-5:	Skizze der wichtigsten Elemente des Spektrometers	13
Abb. 3-6:	Lichteinkopplung über sechs Fasern mit einem Kerndurchmesser d_K von 105 μm und einem Manteldurchmesser d_M von 125 μm (links) und über eine Faser mit einem Kerndurchmesser d_K von 300 μm und einem Manteldurchmesser d_M von 330 μm (rechts). Die Breite des Eintrittsspalt B_S beträgt in beiden Fällen 50 μm .	15
Abb. 3-7:	Skizzen zur Einkoppelstruktur; die Kollimatorlinse unten links im Bild ist Gegenstand von Kapitel 3.3.2	16
Abb. 3-8:	Skizze einer plan-asphärischen Kollimatorlinse	17
Abb. 3-9:	Querschnitt der asphärischen Oberfläche der Kollimatorlinse (links) und Änderung der numerische Apertur über dem sagitalen Radius (rechts)	19
Abb. 3-10:	Dreidimensionale graphische Darstellung der Intensitätsverteilung (links) auf dem Beugungsgitter und Spotdiagramm (rechts). Oben für ein Spektrometer ohne Kollimatorlinse, unten für ein System mit einer plan-asphärischen Kollimatorlinse. Die für diese Simulation benutzte Lichtquelle besteht aus einer 105 μm -Faser.	20
Abb. 3-11:	Skizze einer zylindrisch-asphärischen Kollimatorlinse	21
Abb. 3-12:	Graphische Darstellung des Transmissionskoeffizienten der plan-asphärischen (gestrichelte Linie) und der zylindrisch-asphärischen (durchgehende Linie) Kollimatorlinse	24
Abb. 3-13:	Lage der Beleuchtungsfaser für die drei Simulationsfälle: mit einer 105 μm -Faser (links), mit drei Fasern (Mitte) und mit sechs Fasern (rechts)	25
Abb. 3-14:	Dreidimensionale graphische Darstellung der simulierte Intensitätsverteilung auf dem Beugungsgitter (oben) und Spotdiagramm (unten) für ein Spektrometer ohne Kollimationslinse. Lichtquellen: eine (links), drei (Mitte) und sechs 105 μm -Fasern (rechts).	25
Abb. 3-15:	Dreidimensionale graphische Darstellung der simulierte Intensitätsverteilung auf dem Beugungsgitter (oben) und Spotdiagramm (unten) für ein Spektrometer mit	

	einer zylindrisch-asphärischen Kollimationslinse. Lichtquellen: eine (links), drei (Mitte) und sechs 105 μm -Fasern (rechts).	26
Abb. 3-16:	Skizze einer rein zylindrischen Kollimatorlinse aus Glas	26
Abb. 3-17:	Dreidimensionale graphische Darstellung der simulierte Intensitätsverteilung auf dem Beugungsgitter (oben) und Spotdiagramm (unten) für ein Spektrometer mit einer zylindrischen Kollimationslinse. Lichtquellen: eine (links), drei (Mitte) und sechs 105 μm -Fasern (rechts).	27
Abb. 3-18:	Wirkung der Zylinderlinse auf Licht aus den ganz oben (bzw. ganz unten) liegenden Lichtleiter	28
Abb. 3-19:	Skizze des Wellenleiters	29
Abb. 3-20:	LIGA-Umlenkspiegel (links) und der mit der Haltestruktur zu den LIGA-Anschlägen positionierte Silizium-Umlenkspiegel (rechts)	31
Abb. 3-21:	Skizze zum Beugungseffekt an einem Gitter	32
Abb. 3-22:	Links das Auflösungsvermögen des Beugungsgitters für den Wellenlängenbereich von 300 nm bis 900 nm; rechts die spektrale Empfindlichkeit für den selben Wellenlängenbereich	33
Abb. 3-23:	Skizze des Auskoppelspiegels	34
Abb. 3-24:	Skizze zur Überstrahlung des Detektors	35
Abb. 3-25:	Skizze des Auskoppelspiegels mit Koordinatensystemen zur Berechnung des analytischen Ausdrucks für die Spiegelform	36
Abb. 3-26:	Skizze des Auskoppelspiegels mit der Annahme, dass das Licht den Wellenleiter annähernd parallel verlässt	40
Abb. 3-27:	Sagittalschnitt des parabolischen Auskoppelspiegels. Nur der Bereich zwischen etwa $z = -1000 \mu\text{m}$ und $z = 0 \mu\text{m}$ wird als Auskoppelspiegel benutzt.	42
Abb. 3-28:	Skizze des kreisförmigen Auskoppelspiegels	43
Abb. 3-29:	Simulationsergebnis zum Auskoppelspiegel mit ebener 40° -Kante	45
Abb. 3-30:	Simulationsergebnis zum parabolischen Auskoppelspiegel	45
Abb. 3-31:	Simulationsergebnis zum zylindrischen Auskoppelspiegel	46
Abb. 3-32:	Skizze der Hilfsstrukturen des Spektrometers	47
Abb. 3-33:	Skizze des vorderen Teils des Einkoppelschachts mit Eintrittsspalt und Anschlägen für die Kollimatorlinsen	47
Abb. 4-1:	Absorberstrukturen des Beugungsgitters (links) und des Umlenkspiegels (rechts) der auf der Basis von Anisol-PMMA hergestellten Arbeitsmaske mit der Losnummer 02441	52
Abb. 4-2:	Skizzen des Röntgendosisverlaufs unter einer Arbeitsmaske mit scharfen Kanten (links) und mit verrundeten Kanten (rechts)	52
Abb. 4-3:	Beugungsgitter eines 750 μm hohen direktlithographischen Bauteils, das mit der auf Anisol-PMMA-Basis hergestellten Arbeitsmaske strukturiert wurde (links) im Vergleich mit den Absorberstrukturen auf der Zwischenmaske (rechts)	53
Abb. 4-4:	Umlenkspiegel (links) und die Spitze der Trennwand (rechts) eines 750 μm hohen direktlithographischen Bauteiles, das mit der auf der Basis von Anisol-PMMA hergestellten Arbeitsmaske strukturiert wurde	53
Abb. 4-5:	Absorberstrukturen des Beugungsgitters (links) und des Umlenkspiegels (rechts) der auf der Basis von gegossenem PMMA hergestellten Arbeitsmaske mit Losnummer 02549	56
Abb. 4-6:	Absorberstrukturen des Beugungsgitters (links) und des Umlenkspiegels (rechts) der auf der Basis von gegossenem PMMA hergestellten Arbeitsmaske	57

Abb. 4-7: Auf der Basis von gegossenem PMMA hergestellte Titan-Arbeitsmaske (Losnummer 02548)	58
Abb. 4-8: Prozessschritte des Verfahrens zur Integration unterschiedlich hoher Strukturen in einem LIGA-Formeinsatz	60
Abb. 4-9: Ansicht einer übergalvanisierten Teststruktur aus PMMA	61
Abb. 4-10: Abgezogene Nickelhaut: an den Rändern lässt sich die Qualität des Übergangs zwischen der übergalvanisierten Teststruktur und dem Substrat beurteilen	61
Abb. 4-11: Skizze zur Schrumpfung der übergalvanisierten Teststruktur	62
Abb. 4-12: Ansicht der Kontur der Nickel-Struktur nach der Galvanik (Fokus 1 links, Fokus 2 rechts)	62
Abb. 4-13: Photographische Aufnahmen zweier unterschiedlicher sphärisch-asphärischer Kollimatorlinsen; jeweils unten im Bild ist die Spiegelung der Linse im Siliziumsubstrat zu sehen	64
Abb. 4-14: Seitenwand des Umlenkspiegels eines 1,5 mm hohen direktlithographischen Spektrometers	65
Abb. 4-15: Graphische Darstellung des Ergebnis der ANSYS-Simulation der Haltestruktur	67
Abb. 5-1: Gemessene Intensitätsverteilung des Lichtes in einem System ohne Kollimatorlinse (links) und mit optimierter zylindrisch-asphärischer LIGA-Kollimatorlinse (rechts); oben: photographische Aufnahmen, unten: mit dem Nahfeldmesssystem gemessene Intensitäten	69
Abb. 5-2: Graphische Darstellung des Reflexionskoeffizienten der parallel und der senkrecht zur Wellenleiteroberfläche polarisierten Komponente des ins Spektrometer eingekoppelten Lichtes	70
Abb. 5-3: Vergleich der wichtigsten Streulichtquellen nahe der Einkoppelstruktur: ohne Kollimatorlinse (links unten) und mit Linse (rechts unten); oben zur Übersicht eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Struktur	72
Abb. 5-4: Aufnahme des Reflexes bei Laserbeleuchtung des Umlenkspiegels eines direktlithographischen Spektrometers mit einer Strukturhöhe von 750 μm	73
Abb. 5-5: Aufnahme des Reflexes bei Laserbeleuchtung einer Seitenwand eines direktlithographischen Spektrometers mit einer Strukturhöhe von 750 μm (oben) und eines Spektrometers mit einer Strukturhöhe von 1500 μm (unten)	74
Abb. 5-6: Aufnahme des Reflexes bei Laserbeleuchtung des Umlenkspiegels aus Silizium	74
Abb. 5-7: Beugungsbild bei direkter Laserbeleuchtung des gefrästen Auskoppelspiegels	75

1 Einleitung

Das Studium des Lichtes ist zweifellos eines der bedeutendsten Arbeitsgebiete der naturwissenschaftlichen Geschichte. Das grundsätzliche Verständnis der Natur des Lichtes der Physiker auf den Gebieten der Optik, der Astrophysik und der Festkörperphysik [Jam69], [Fra23], [Fra24], [New52], [Rit03], [Rit86], [Sch87] und [You03] hat nicht nur im wissenschaftlichen, sondern auch im industriellen Bereich ein breites Spektrum an Möglichkeiten eröffnet. Insbesondere die Tatsache, dass die spektrale Verteilung des Lichtes durch die Wechselwirkung mit Materie charakteristische Veränderungen erfährt, eröffnete weite Möglichkeiten in der Analytik und Sensorik. Insofern wird auch in der Zukunft das Spektrometer als Messinstrument und folglich als Informationsquelle eine wesentliche Rolle spielen. Für eine breite Anwendung ist allerdings die Miniaturisierung der Systeme eine notwendige Voraussetzung. Durch die Einführung von kleinen Handgeräten werden spektrale Analysesysteme Eingang in das tägliche Leben finden und damit die Möglichkeiten in der medizinischen Vorsorgeuntersuchung oder in der persönlichen Qualitätskontrolle deutlich erweitern.

Seit den 90er Jahren wird die Mikrosystemtechnologie für die weltweit größten Industriekonzerne wie Robert Bosch GmbH als technologischer Schlüssel des 21. Jahrhunderts betrachtet [Bos05]. Die Forderung nach möglichst kleinen Systemen und natürlich auch von Fertigungsverfahren zu deren Herstellung ist eine tägliche Herausforderung für viele Forschungs- und Entwicklungsgruppen die an Anwendungen auf den Gebieten der Medizintechnik, der Analytik, der Transportsysteme oder der Telekommunikation, um nur die Wichtigsten zu nennen, arbeiten. Es werden zuverlässige, flexible Herstellungsverfahren benötigt, welche die Fertigung von neuen Mikrosensoren mit hoher Qualität ermöglichen.

In diesem Zusammenhang muss die in den letzten 20 Jahren am Institut für Mikrostrukturtechnik (IMT) des Forschungszentrums Karlsruhe im Bereich Mikrosystemtechnik geleistete Forschungsarbeit hervorgehoben werden. Im Bereich Mikrooptik hat das IMT das weltweit kleinste Gitterspektrometer entwickelt [Boe05], bei dem alle optischen Elemente in einem einzigen Baustein integriert sind. Es wurden Gitter-Mikrospektrometer für den VIS-, NIR- und MIR-Bereich realisiert. Alle diese optischen Systeme werden mittels des am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelten LIGA-Verfahrens gefertigt. LIGA steht für Lithographie, Galvanik und Abformung und ist eines der wichtigsten Fertigungsverfahren im Bereich der Mikrosystemtechnik.

Mit dem LIGA-Verfahren können Mikrostrukturkomponenten mit hohem Aspektverhältnis in Polymer oder Metall gefertigt werden. Aufgrund der hohen Präzision und der geringen Rauigkeit der Strukturseitenwände können diese Komponenten als optische Elemente eingesetzt werden und daraus auch komplexe integriert optische Bänke aufgebaut werden. In Kombination mit anderen Mikrostrukturtechnologien und -komponenten können innovative, komplexe Mikrosysteme hergestellt werden, wobei die benötigten Systemkomponenten von verschiedenen Firmen gefertigt und anschließend montiert werden [Las05]. Im Falle des Mikrospektrometers sind dies Detektoren und Beleuchtungselemente sowie elektrische Platinen, die zusammen mit der mikrooptischen Bank das Mikrospektrometersystem in der Größe eines Handys bilden.

Die am IMT entwickelten Mikrospektrometer werden von der Firma Boehringer Ingelheim microParts GmbH erfolgreich vertrieben und besitzen ein sehr breites Anwendungsfeld. Die Farbkontrolle in der Automobil-, Lack- und Druckindustrie, die Gelbsuchtfrüherkennung und die Zahnfarbkontrolle in der Medizintechnik, Qualitätskontrollen in der Pharma-, Chemie-, Lebensmittel- und Kosmetikindustrie sowie in der Umweltmesstechnik sind gute Beispiele der zahlreichen Anwendungsgebiete dieser Spektrometer [Boe05].

Die industrielle Fertigung von mikrooptischen Sensoren erfordert nicht nur eine stetige Reduzierung der Produktionspreise, sondern auch eine Verbesserung der Funktionalität und eine Erweiterung der Einsatzgebiete. In einem kontinuierlichen Entwicklungsprozess werden am IMT die optischen Eigenschaften der optischen Systeme verbessert. Für Mikrospektrometer sind die charakteristischen Zielgrößen, welche die optischen Eigenschaften beeinflussen: der spektrale Wellenlängenbereich, das Auflösungsvermögen, die Dispersion und die Empfindlichkeit.

Das heutige Standard-Mikrospektrometer für den sichtbaren Wellenlängenbereich ist ein geblaztes Gitterspektrometer in Rowland-Kreisanordnung, das einen spektralen Wellenlängenbereich von 350 nm bis 850 nm, ein Auflösungsvermögen von 8 nm und eine Dispersion von 0,14 nm / μm aufweist. Obwohl sich dieses Mikrospektrometer bereits gut im Markt etablieren konnte, ist für eine breitere Marktdurchdringung insbesondere eine Verbesserung hinsichtlich der Auflösung und des Fehllichtverhaltens notwendig.

Ziel dieser Arbeit ist es, basierend auf den bisherigen Erfahrungen ein neues UV / VIS-Mikrospektrometer, das deutlich bessere optische Eigenschaften hat als das jetzige System besitzt, zu entwickeln. In diesem Zusammenhang soll ein Mikrospektrometer hergestellt werden, das im UV / VIS-Bereich einen spektralen Wellenlängenbereich größer als 500 nm abgedeckt, sowie ein Auflösungsvermögen besser als 5 nm und eine Dispersion kleiner als 0,08 nm / μm aufweist. Dazu soll das neue Spektrometer über eine spektrale Empfindlichkeit verfügen, die größer als im jetzigen Spektrometer ist.

Um diesen Forderungen gerecht zu werden, ist es notwendig über Konzepte nachzudenken, die im Rahmen der Möglichkeiten des LIGA-Verfahrens eine Vergrößerung des Spektrometers erlauben. Außerdem müssen Ansätze diskutiert werden, die eine Reduktion der das Fehllicht beeinflussenden Effekte ermöglichen. Zur Realisierung fortgeschrittenes Spektrometer auf der Basis des LIGA-Verfahrens müssen entsprechende Fertigungstechnologien entwickelt werden. Zum Verständnis der technologischen Möglichkeiten und Beschränkungen wird in Kapitel 2 eine kurze Übersicht über das LIGA-Verfahren gegeben.

In Kapitel 3 werden der Aufbau und die Funktionen des neuen Spektrometers beschrieben. Dabei werden geeignete Schritte zur Verbesserung der optischen Eigenschaften des Spektrometers diskutiert. Außerdem werden die einzelnen Komponenten des neuen Spektrometers vorgestellt, ihre optischen Funktionen erklärt und ihre Auslegung mit physikalischen und mathematischen Prinzipien begründet.

In Kapitel 4 werden die Prozessvarianten des Herstellungsverfahrens beschrieben, die für die Fertigung des neuen Mikrospektrometers notwendig waren. Das Kapitel fokussiert sich hauptsächlich auf die Maskentechnik und den Galvanikschrift des LIGA-Verfahrens.

In Kapitel 5 wird der Einfluss der einzelnen optischen Komponenten auf das Spektrometer dargestellt.

2 LIGA-Verfahren

Das in dieser Arbeit entwickelte Spektrometer wird mittels des LIGA-Verfahrens [Moh88] hergestellt. Unter dem LIGA-Verfahren versteht man die Kombination der drei Fertigungsschritte Lithographie mit Röntgenstrahlung, Galvanik und Abformung. Mit diesem Verfahren können Mikrostrukturen aus verschiedenen Kunststoffen, Metallen oder Keramik gefertigt werden. Dieses Kapitel gibt eine Übersicht über das LIGA-Verfahren.

Der erste Schritt des LIGA-Verfahrens ist die Röntgenlithographie mit Synchrotronstrahlung. Dabei wird eine mehrere hundert Mikrometer bis zu einige Millimeter starke Resistschicht unter Verwendung einer so genannten Röntgenarbeitsmaske strukturiert. Die entstehenden Strukturen können ein hohes Aspektverhältnis und eine große Detailtreue aufweisen, da auf Grund der sehr kleinen Wellenlänge (0,2 bis 2 nm) der Synchrotronstrahlung und der großen Strahlparallelität (≤ 1 mrad) bei der Kopie der Röntgenmaske in den Resist kaum Abbildungsfehler auftreten. Die Arbeitsmaske besteht aus einer auf einen Rahmen gespannten, dünnen Membran, die für Röntgenlicht möglichst durchsichtig ist und welche die zu kopierenden Strukturen in Form von Röntgenabsorbern trägt. Die Membranfolie kann aus Kunststoffen, Diamant, Silizium oder Metallen mit niedriger Ordnungszahl wie Beryllium oder Titan bestehen. Als Absorber werden am IMT Goldstrukturen verwendet, da sich Gold sehr gut galvanisch abscheiden lässt. Damit der Röntgenkontrast der Maske ausreichend hoch ist, um bis zu einige Millimeter hohe Resistschichten strukturieren zu können, muss die Membran dünn (z.B. 2 μm Titan) aber noch mechanisch stabil sein und die Goldabsorber müssen eine Mindesthöhe (z.B. 40 μm) aufweisen. Diese Absorberdicken lassen sich nicht in einem Arbeitsschritt erzeugen. Daher erfolgt die Fertigung der Arbeitsmaske über den Zwischenschritt der Fertigung einer so genannten Zwischenmaske.

Die Zwischenmaske ist prinzipiell ähnlich aufgebaut wie die Arbeitsmaske: Sie besteht aus eine röntgentransparenten Membran, die Goldabsorberstrukturen trägt. Diese Maske wird in folgenden Schritten gefertigt [Bac91b], [Bec86], [Sch90]:

Auf einen Siliziumwafer werden erst einige Hilfsschichten aufgebracht, die später die Trennung der Maske von dem Wafer erleichtern. Dann wird eine etwa 2 μm dicke Titanschicht aufgesputtert. Darauf wird eine etwa 3,5 μm starke Resistschicht aufgebracht. In diesen Resist wird anschließend die im Layout der gewünschten Struktur festgelegte Geometrie mit Hilfe eines Elektronenstrahlschreibers (am IMT derzeit das Modell Philips, Typ EBPB 4) belichtet. Dabei wird bei 100 kV Beschleunigungsspannung gearbeitet, damit die Flanken der Strukturen möglichst parallel werden. Der Resist wird entwickelt und in den entstehenden Löchern wird danach galvanisch Gold abgeschieden. Die Goldhöhe liegt dabei unterhalb der Resistdicke. So haben die Goldstrukturen genau die Form der in den Resist strukturierten Löcher. Der verbleibende Resist wird entfernt und die Zwischenmaske auf einen Trägerrahmen geklebt. Als letztes wird die Titanmembran von dem Siliziumwafer getrennt.

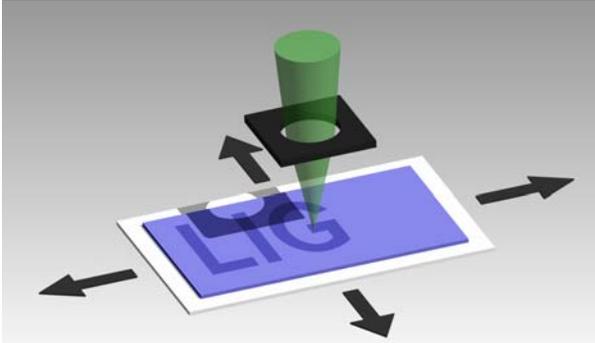
Die Arbeitsmaske entsteht als röntgenlithographische Kopie der Zwischenmaske. Dabei wird ein z.B. 60 μm hoher Resist strukturiert. Um den bestrahlten Resist im folgenden Entwicklungsschritt vollständig entfernen zu können, muss in der Tiefe des Resist eine Mindstdosis, Grenzdosis genannt, abgelagert werden. Diese Grenzdosis D_G beträgt zirka 4 kJ/cm^3 .

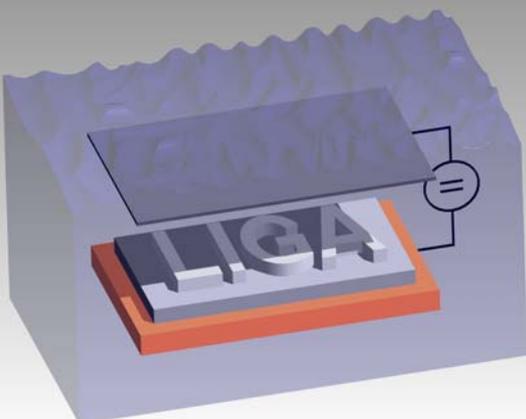
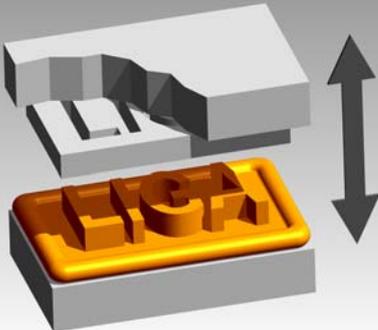
Gleichzeitig darf die Oberflächendosis D_O , die an der Oberfläche der Resistoberseite abgelagert wird, 20 kJ/cm^3 nicht überschreiten, da dies sonst zu Materialschäden wie Blasenbildung führt. Die im PMMA unter den Absorber abgelagerte Dosis darf $0,1 \text{ kJ/cm}^3$ nicht übersteigen. Diese Dosis wird Schädigungsdosis D_S genannt.

Nach der Entwicklung [Zan98] und [Moh88] werden die entstandenen Strukturen galvanisch mit Gold gefüllt. Durch diesen Umkopierschritt erreicht man die notwendige Goldabsorberdicke. Eine direkte Strukturierung eines etwa $60 \mu\text{m}$ hohen Resists mit dem Elektronenstrahlschreiber wäre nicht möglich.

Der zweite Schritt des LIGA-Verfahrens ist die Galvanik [Bac98], [Har88] und [Man87]. Das galvanische Auffüllen der nach der Belichtung entwickelten Strukturen ermöglicht die Herstellung einer komplementären Struktur, beispielsweise aus Nickel. Wird die Primärstruktur vollständig übergalvanisiert und vom Substrat getrennt, so kann diese Kopie nach einer mechanischen Bearbeitung der Außenmaße als Abformwerkzeug zur kostengünstigen Herstellung weiterer Strukturen dienen.

Der dritte Schritt des LIGA-Verfahrens ist die Abformung. Dabei wird das Nickelabformwerkzeug beheizt und bei der Abformung in einen Thermoplasten (z.B. Polymethylmetacrylat oder Polycarbonat) gedrückt [Bac91b], [Bec86] und [Vol87] oder bei der Spritzgusstechnik mit flüssigem Kunststoff befüllt [Ney93] und [Rup04]. Der Kunststoff muss dabei über seine Glasübergangstemperatur oder Schmelztemperatur erwärmt werden. Das Werkzeug wird vor der Abformung evakuiert, um einer Korrosion des Werkzeugs vorzubeugen und damit der Kunststoff das Werkzeug ohne Lufteinschlüsse befüllen kann. Nach einer teilweisen Abkühlung des Werkzeugs wird das Abformteil entnommen und eventuell mechanisch nachbearbeitet. In Abbildung 2-1 werden die wichtigsten Schritte des LIGA-Verfahrens skizziert [Las03].

	<p>Herstellung der Röntgenzwischenmaske</p> <ul style="list-style-type: none"> • Belackung einer Trägerfolie aus $2 \mu\text{m}$ dickem Titan mit einem etwa $3,5 \mu\text{m}$ dicken Resist • Belichtung der in der CAD-Zeichnung festgelegten Layoutstrukturen in den Resist durch den Elektronenstrahlschreiber • Entwicklung der belichteten Schicht und galvanisches Auffüllen der entstandenen Vertiefungen mit etwa $2 \mu\text{m}$ Gold
---	--

	<p>Herstellung der Röntgenarbeitsmaske</p> <ul style="list-style-type: none"> • Belackung einer Trägerfolie aus Titan ($2\ \mu\text{m}$) oder Beryllium ($500\ \mu\text{m}$) mit einem $60\ \mu\text{m}$ starken Resist • Belichtung des Resists mit parallelem Röntgenlicht aus einer Synchrotronquelle über eine Zwischenmaske • Entwicklung der belichteten Schicht und Auffüllung der entstandenen Vertiefungen mit etwa $30\ \mu\text{m}$ Gold durch galvanische Abscheidung
	<p>Herstellung des Abformwerkzeugs</p> <ul style="list-style-type: none"> • Aufkleben eines hier $750\ \mu\text{m}$ bzw. $1500\ \mu\text{m}$ starken Resists auf das Substrat, das normalerweise aus Kupfer hergestellt wird • Belichtung des Resists mit Röntgenlicht aus einer Synchrotronquelle über eine Röntgenarbeitsmaske • Entwicklung der belichteten Bereiche und Übergalvanisieren der entstandenen Vertiefungen mit etwa $5\ \text{mm}$ Nickel • Trennung von Substrat und Nickelplatte und mechanische Nachbearbeitung
	<p>Abformung der Strukturen</p> <ul style="list-style-type: none"> • Vakuum-Heißprägen bzw. Vakuum-Spritzgießen von Kunststoff. Es werden üblicherweise Kunststoffe wie Polymethylmetacrylat oder Polycarbonat verwendet.

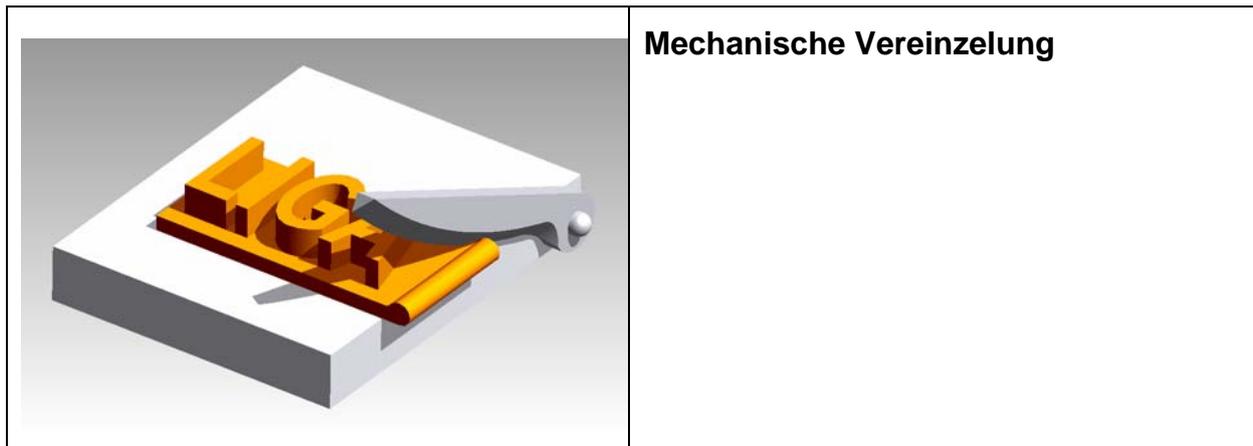


Abb. 2-1: Die wichtigsten Schritte des LIGA-Verfahrens

Das LIGA-Verfahren liefert Strukturen mit einer Höhe von bis zu einigen Millimetern, die sich dadurch auszeichnen, dass die Form der Strukturkonturen – bis auf wenige technisch bedingte Einschränkungen – sich völlig frei wählen lassen. Die Seitenwände der Strukturen sind quasi senkrecht und haben eine so geringe Rauigkeit, so dass sie nach einer Metallisierung als optische Spiegel dienen können. Da sich auch komplexe Strukturen mit einer Maske zugleich strukturieren lassen, bietet dieses Verfahren die Möglichkeit unterschiedliche optische Elemente zu einem mikrooptischen System zu integrieren. So werden beispielsweise in einem Mikrospektrometer unter anderem das Gitter, der Eintrittsspalt und der Auskoppelspiegel in einem Schritt strukturiert, so dass der Montageaufwand gering ist. Durch die Möglichkeit der Massenfertigung über ein Abformwerkzeug sinken die Fertigungskosten auf ein Maß, das den kommerziellen Vertrieb der Systeme ermöglicht.

3 Funktion des Spektrometers

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Mikrospektrometer [Sen99] und [Was48] basiert auf dem Aufbau der bisher am IMT gefertigten Gitter-Mikrospektrometer. In diesem Kapitel wird der Aufbau dieser Spektrometer beschrieben und anschließend das Konzept eines großflächigen, quasi freistrahloptischen Mikrospektrometers.

3.1 Prinzipieller Aufbau des Mikrospektrometers

Bisherige LIGA-Spektrometer funktionieren in der so genannten Rowland-Kreisanordnung [Hut82], [Loe97] und [And90] (Abbildung 3-1). Das Spektrometer wird aus LIGA-Strukturen auf einem Substrat gebildet, die verspiegelten Seitenwände der Strukturen haben die Funktion optischer Spiegel. Das zu analysierende Licht wird über eine Lichtleitfaser und durch einen 50 μm breiten Eintrittsspalt in das Spektrometer eingekoppelt. Innerhalb des Spektrometers wird das Licht in einem aus dem Substrat und einem ebenfalls verspiegelten Deckel gebildeten, 340 μm hohen Hohlwellenleiter zum Gitter geführt. Das Gitter mit einer Gitterkonstante von 4,7 μm bildet optisch den Eintrittsspalt auf den Detektor ab. Das Gitter ist gekrümmt und verhält sich wie ein Hohlspiegel, der das Licht beugt und fokussiert. Der Radius des Gittergrundkreises ist doppelt so groß wie der Radius des Rowland-Kreises. Dadurch wird erreicht, dass das Zentrum des Eintrittspaltes vom Beugungsgitter auf Punkte des Rowland-Kreises abgebildet wird.

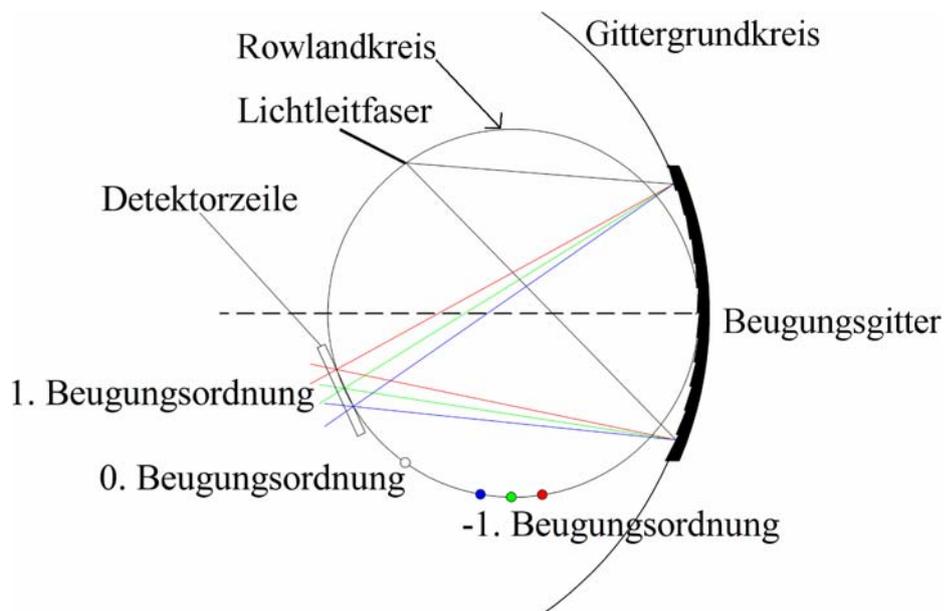


Abb. 3-1: Skizze eines Spektrometersystems in Rowland-Kreisanordnung

Diese Anordnung hat sich bewährt und weist eine besonders kleine Drift der optischen Werte bei Temperaturänderungen auf. Das aus dem Hohlwellenleiter austretende Licht wird mit Hilfe eines unter 40° zum Substrat stehenden Auskoppelspiegels zum Detektor reflektiert (siehe Abbildung 3-2). Als Detektor dient eine Photodiodezeile mit 256 Pixeln, von denen jedes 25 μm breit und 500 μm hoch ist. Der Wellenlängenbereich liegt im Sichtbaren bei 380-850 nm, die spektrale Auflösung bei etwa 8 nm und die Dispersion bei 0,14 nm / μm . Ein

ebenfalls entwickeltes Infrarotspektrometer deckt den Wellenlängenbereich von 1200-1850 nm ab bei einer Auflösung von zwischen 15 nm und 25 nm.

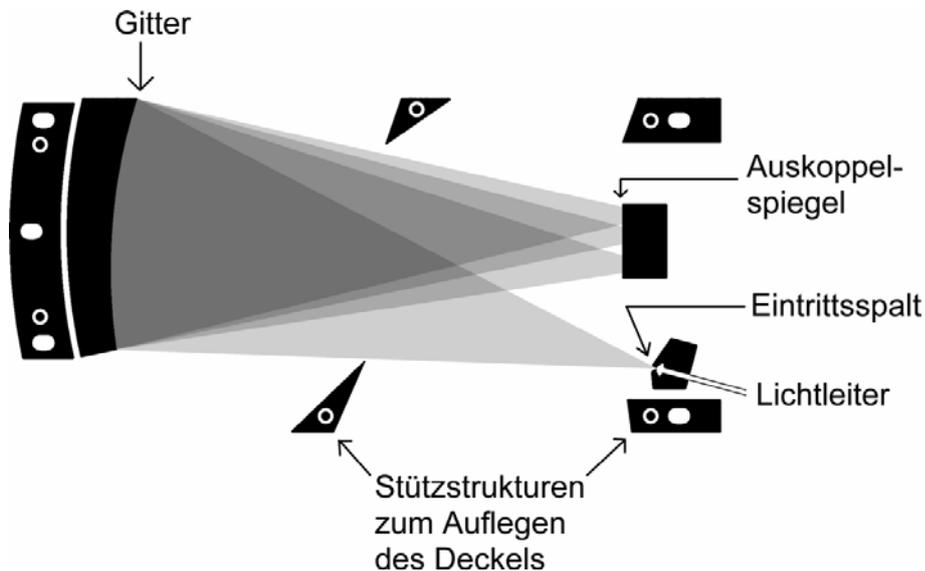


Abb. 3-2: Lichtweg innerhalb eines Mikrospektrometers

3.2 Konzept des quasi freistrahloptischen Spektrometers

Am IMT wurden bereits mehrere Typen von LIGA-Mikrospektrometern bis zur Marktreife entwickelt. Da die Anforderungen stetig steigen, ist es notwendig, die optischen Eigenschaften der Spektrometer immer weiter zu verbessern. Bei den bisherigen Konzepten ist eine Grenze erreicht, über die hinaus weitere Verbesserungen nur mit grundlegend anderen Ansätzen möglich zu sein scheinen.

Im Rahmen dieser Arbeit sollte ein über den sichtbaren Wellenlängenbereich noch hinausgehender Spektralbereich von 300 nm bis 950 nm abgedeckt werden. Die optischen Eigenschaften, die es zu verbessern gilt, sind vor allem die spektrale Auflösung und die Empfindlichkeit der Spektrometer. Die spektrale Auflösung des bisherigen LIGA-Mikrospektrometers für den sichtbaren Wellenlängenbereich liegt bei etwa 8 nm. Dieser Wert soll auf unter 5 nm verbessert werden. Die Empfindlichkeit der existierenden Systeme ist stark wellenlängenabhängig und liegt in relativen Einheiten wie sie im Labor am IMT benutzt werden ($\text{countsumme}/(\text{nW}\cdot\text{ms})$) bei 54 bei 460 nm und bei 8,5 bei 780 nm. Diese sollte durch neuartige Ansätze vergrößert werden. Dabei dürfen die Außenmaße des Spektrometers maximal so geändert werden, dass die Strukturierung mit dem LIGA-Verfahren noch möglich ist.

In dieser Arbeit werden verschiedene Konzepte diskutiert und analysiert, wie – ausgehend von den bisherigen Mikrospektrometern in Rowland-Kreisordnung – die oben genannten Größen weiter verbessert werden können. Dabei stand die Erhöhung des spektralen Auflösungsvermögens und die Erhöhung der Empfindlichkeit gegenüber den bisherigen Spektro-

metern im Vordergrund. Bei allen Konzepten war es nötig, die bisher verwendeten Fertigungstechniken zu erweitern, um die Konzepte realisieren zu können. Im folgenden Abschnitt werden die wesentlichen Überlegungen und Gründe dargelegt, die bei der Auslegung des Spektrometers eine Rolle gespielt haben und die schließlich verfolgt wurden, um die optischen Eigenschaften des Gesamtsystems zu optimieren.

Das spektrale Auflösungsvermögen des Spektrometers wird grundsätzlich durch die Breite des Eintrittsspalt, die Dispersion des Beugungsgitters, das Abbildungsverhältnis zwischen Eintrittsspaltbreite und Spaltbildbreite auf dem Detektor und die Breite der Detektorpixel bestimmt.

Die Breite der Detektorpixel begrenzt die spektrale Auflösung nur, wenn der Pixelabstand („Pitch“) nicht deutlich kleiner ist als die Breite des Bildes des Eintrittsspalt auf dem Detektor. Aus wirtschaftlichen Überlegungen wurde als Detektor ein Fotodiodenzeilenarray ausgewählt mit 512 Pixeln, die jeweils 25 μm breit und 500 μm hoch sind. Damit kann im Gegensatz zu den bisher verwendeten Detektorzeilen mit 256 Pixeln ein breiteres Spektrum detektiert werden.

Die Auflösung wird weiterhin durch die Breite des Eintrittsspalt bestimmt. Je schmaler der Eintrittsspalt ist, umso größer ist die erreichbare spektrale Auflösung des Spektrometers. Es muss allerdings berücksichtigt werden, dass bei einem sehr engen Eintrittsspalt die Empfindlichkeit des Spektrometers stark abnimmt. Deswegen kann die Eintrittsspaltbreite des Spektrometers nur in gewissen Grenzen variiert werden. Es ist notwendig, einen Kompromiss zwischen der Verbesserung der spektralen Auflösung und einer Verringerung der Empfindlichkeit zu finden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde als Kompromiss eine Eintrittsspaltbreite von 50 μm gewählt. Diese Breite entspricht der doppelten Detektorpixelbreite. Würde die Spaltbreite noch geringer gewählt, so würde sich dies nicht nur in einer sinkenden Empfindlichkeit des Spektrometers bemerkbar machen, sondern auch zu einer stark schwankenden Linienbreite führen, je nachdem, ob eine Spektrallinie genau auf einem Detektorpixel oder zwischen zwei Detektorpixeln liegt.

Die Dispersion des Beugungsgitters ist eine wirkliche Variable durch die das spektrale Auflösungsvermögen des Spektrometers deutlich verbessert werden kann. Eine Erhöhung der linearen Dispersion führt zu einer Verbesserung des Auflösungsvermögens des Spektrometers. Eine größere Dispersion eines Gitterspektrometers lässt sich durch eine Verringerung der Gitterkonstante oder durch die Vergrößerung der optischen Wege im Spektrometer erreichen. Eine geringere Gitterkonstante bringt auf Grund der kleineren Gitterzähne fertigungstechnische Herausforderungen mit sich. Daher wurde der Weg beschritten, den Durchmesser des Rowland-Kreises zu vergrößern. Eine Verdoppelung des Rowland-Kreisradius verdoppelt auch die optischen Weglängen im Spektrometer. Dadurch wird auch der lineare Abstand zwischen den verschiedenen Lichtwellenlängen auf dem Detektor verdoppelt. Mit der Verdopplung der linearen Dispersion steigt auch das Auflösungsvermögen des Spektrometers auf das Doppelte. Daher wurde in diesem Konzept der Durchmesser des Rowland-Kreises verdoppelt. Der neue Radius der Rowland-Kreises beträgt 38 mm gegenüber 19 mm im bisherigen Layout. Dies bewirkt theoretisch eine Verbesserung der spektralen Auflösung von 8 nm auf 4 nm. Die Dispersion wurde auf 0,0668 nm/ μm oder 1,67 nm/Pixel festgelegt.

Die Vergrößerung des Radius des Rowland-Kreises hat jedoch zur Folge, dass die Ausmaße des Systems von bisher 20 x 45 mm auf 40 x 90 mm vergrößert werden, wenn am Grundkonzept des Layouts nichts geändert wird. Es darf nicht vergessen werden, dass die Ausmaße des Spektrometers ein entscheidendes Kriterium sind; nicht nur, weil es sich um ein Mikrosystem handelt, das auch von der Baugröße her konkurrenzfähig sein muss, sondern auch aus fertigungstechnischen Gründen. Ein LIGA-Mikrospektrometer mit einer Länge von 90 mm ist am IMT technisch nicht realisierbar, da die Maskentechnik für die Strukturierung einer 90 mm breiten Fläche nicht ausgelegt ist.

Um diese Schwierigkeit zu umgehen, wird ein Umlenkspiegel in das Spektrometer integriert (Abbildung 3-3). Die Funktion dieses Spiegels ist es, den Strahlengang des Spektrometers räumlich zu falten, so dass sich die Außenmaße des Systems – bei konstanten optischen Weglängen innerhalb des Spektrometers – verringern. So lässt sich eine hohe spektrale Auflösung bei zugleich kleinen Außenmaßen erreichen. Der Eintrittsspalt und der Detektor liegen – gegenüber dem bisherigen Layout – spiegelsymmetrisch zu dem Umlenkspiegel. Durch die Verwendung des Umlenkspiegels verringern sich die Ausmaße des Spektrometers auf 55 x 56 mm.

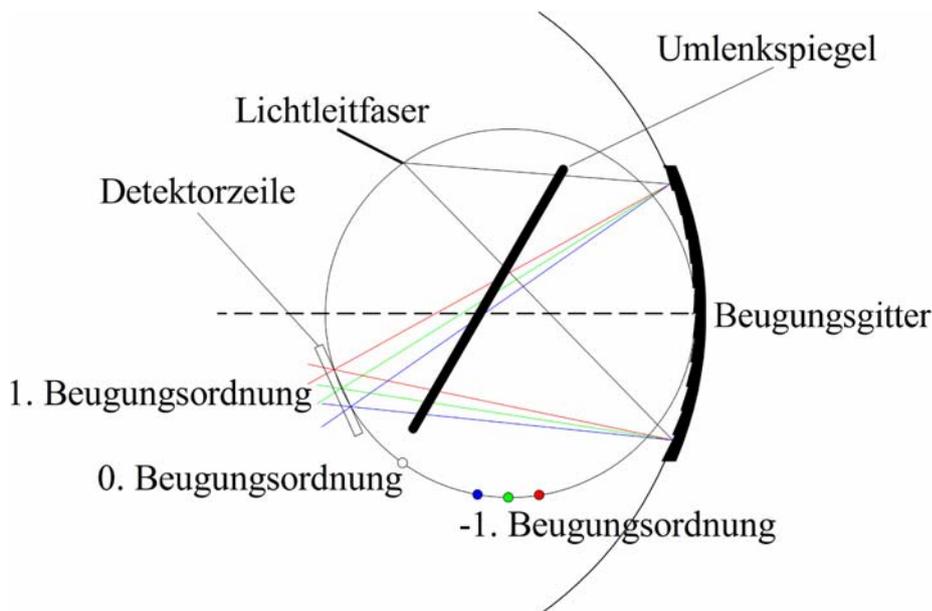


Abb. 3-3: Positionierung des Umlenkspiegels in dem Spektrometer mit Rowland-Kreisanordnung

In der Rowland-Kreisanordnung ist die Fokuslinie des Gitters keine Gerade. Die Fokuspunkte liegen auf dem Rowland-Kreis. Idealerweise sollte jeder Punkt der Fokuslinie genau auf der fotoempfindlichen Oberfläche des Detektor liegen. Die Photodioden sind jedoch linear angeordnet und deswegen liegen nicht alle Punkte der gekrümmten Fokuslinie auf der Oberfläche des Detektors. Um die gekrümmte Fokuslinie des Gitters der ebenen Oberfläche des Detektors anzunähern und damit die Auflösung des Systems optimieren zu können, wird die Form des Gitters durch Addition eines optimierten Polynoms vierter Ordnung zu dem Gittergrundkreis korrigiert. Die Fokuslinie wird dadurch im Bereich der Detektorzeile in eine annähernd lineare Form gebracht.

Mit der Verdoppelung des Radius des Rowland-Kreises nimmt die Krümmung der Fokuslinie ab, so dass die Fokuslinie mit der ebenen Oberfläche des Detektors leichter zur Deckung gebracht werden kann (Abbildung 3-4). Außerdem ermöglicht die Verdoppelung des Radius des Rowland-Kreises die Verwendung einer breiteren Detektorzeile mit 512 Pixeln, ohne dass damit die Auflösung an den Rändern des Spektralbereiches zu stark verschlechtert wird. Erst damit ist die Erweiterung des Wellenlängenbereichs des Spektrometers möglich.

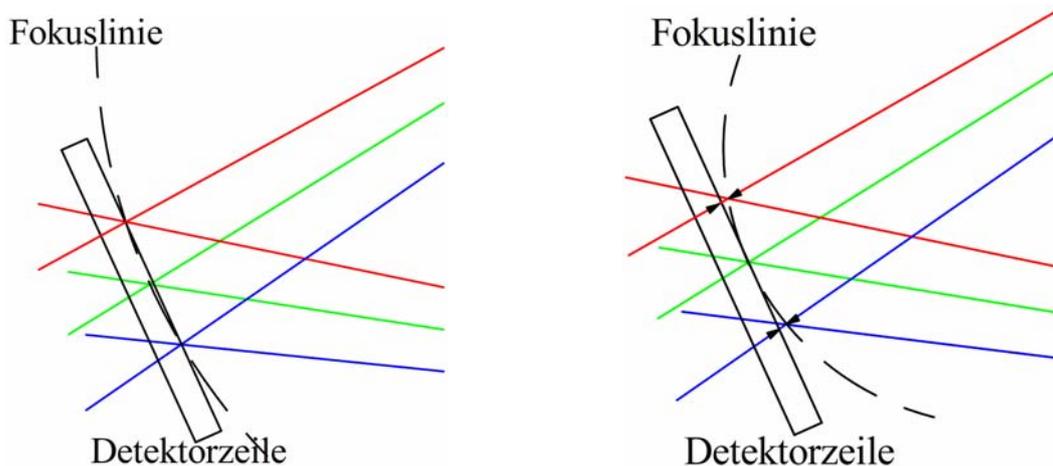


Abb. 3-4: Skizze der Fokuslinie in einem Rowland-Kreis mit Radius 38 mm (links) und mit Radius 19 mm (rechts). Im rechten Bild wird die Abweichung der Fokuslinie von der Oberfläche des Detektors für die erste Beugungsordnung durch Pfeile gezeigt.

Die Vergrößerung des optischen Wegs, den das Licht innerhalb des Spektrometers durchlaufen muss, führt jedoch bei gleicher Höhe des Hohlwellenleiters zu einer Zunahme der Anzahl von Reflexionen innerhalb des Wellenleiters. Je größer die Anzahl von Reflexionen ist, umso größer ist der Intensitätsverlust innerhalb des Spektrometers durch Fresnel-Verluste. Diese Lichtverluste innerhalb des Systems führen zur Verschlechterung der Spektrometerempfindlichkeit. Um dies zu vermeiden, wird die Höhe des Wellenleiters auf 750 μm vergrößert, so dass das Verhältnis zwischen Höhe des Hohlwellenleiters und der optischen Weglänge – und damit die Zahl der Reflexionen im Wellenleiter – praktisch unverändert bleibt.

Um die mittlere Zahl an Reflexionen im Wellenleiter weiter zu senken, soll das Licht im Wellenleiter quasi freistrahloptisch geführt werden. Dazu wird eine Kollimatorlinse verwendet, die das aus der Lichtleitfaser austretende Licht so bündelt, dass das Licht im Wellenleiter weitgehend parallel zum Wellenleiter läuft und so weniger oft reflektiert wird. Bei freistrahloptischen Systemen müssen die optischen Komponenten normalerweise aufwändig zueinander justiert werden. Im Falle des LIGA-Spektrometers existiert dieser Nachteil jedoch nicht. Die Kollimatorlinse wird einfach an mechanische Anschlüsse angelegt, die bei der Herstellung des Spektrometers mitgefertigt werden, und dann verklebt.

Um die Effizienz der Lichteinkopplung ins Spektrometer zu steigern, wird das Licht anderes als in bisherigen Mikrospektrometern eingekoppelt. Bei der bisher üblichen Einkopplung über eine Faser mit 300 μm Kerndurchmesser wird am 50 μm breiten Eintrittsspalt etwa 80% des Lichts in die Faser zurück reflektiert. Den Anteil des in das Spektrometer gelangenden Lichts

kann man steigern, wenn man über sechs übereinanderliegende Fasern mit jeweils $105\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser eingekoppelt. Dadurch nimmt der Transmissionskoeffizient durch den Eintrittsspalt und damit auch die Effizienz der Lichteinkopplung im Vergleich zu den bisherigen Spektrometern deutlich zu. Wird diese Linse mit Hilfe des LIGA-Verfahrens hergestellt, so kann sie hinsichtlich der optischen Anforderungen optimal geformt werden.

Um die Effizienz der Lichtauskopplung aus dem Wellenleiter zu verbessern, wurde nach Wegen gesucht, den Auskoppelspiegel so zu formen, dass möglichst viel Licht aus dem Wellenleiter auch auf den Detektor reflektiert wird.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das neue Spektrometer (Abbildung 3-5) im Wesentlichen aus folgenden Elementen besteht: den Faserhaltestrukturen für die Aufnahme mehrerer Fasern, dem Eintrittsspalt, einer Kollimationslinse, die in die Einkoppelstruktur integriert wird, dem Umlenkspiegel, dem Gitter und einem eventuell fokussierenden Auskoppelspiegel. Darüber hinaus verfügt das Spektrometer über eine Trennwand, die Licht aus höheren Beugungsordnungen beziehungsweise direkt vom Eintrittsspalt kommendes Licht vom Detektor fern hält. Solche Lichtanteile würden nur zum Fehllichtanteil des Spektrums beitragen.

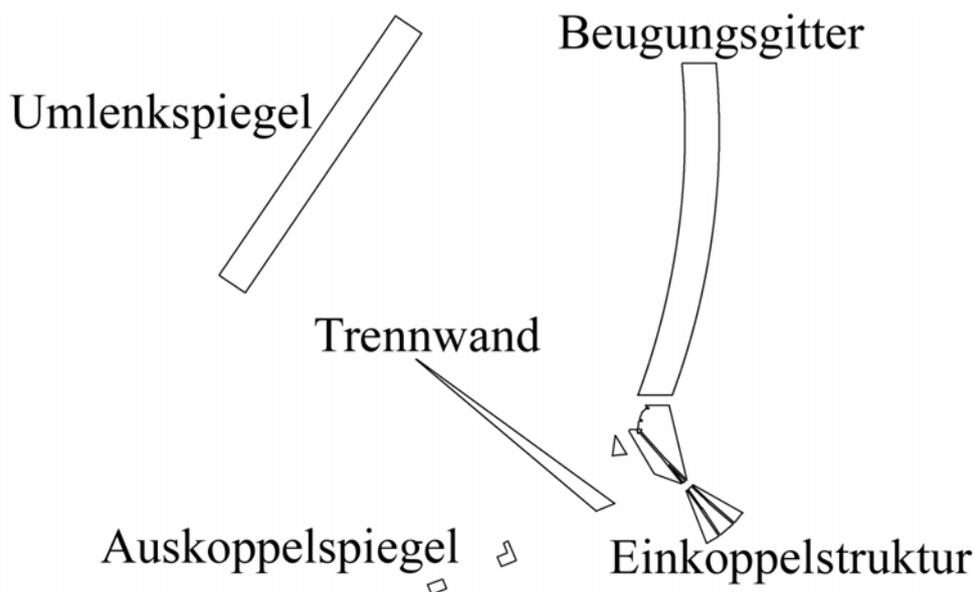


Abb. 3-5: Skizze der wichtigsten Elemente des Spektrometers

3.3 Einkoppeloptik

Der Entwurf der Einkoppeloptik zielt auf die Erhöhung der Empfindlichkeit des Spektrometers und damit auf die Erhöhung der Dynamik des Systems.

3.3.1 Lichteinkopplung und Eintrittsspalt

Es ist notwendig, einen Kompromiss zu finden zwischen einem schmalen Eintrittsspalt zur Erzielung einer hohen optischen Auflösung und einem breiteren Eintrittsspalt, der eine höhere Empfindlichkeit des Spektrometers ermöglicht.

Idealerweise wird ein Spektrometer den Eintrittsspalt im Maßstab eins zu eins auf den Detektor abbilden, so dass der beleuchtete Fleck auf dem Detektor ebenso breit ist wie der Eintrittsspalt. Die Pixelbreite des Detektors muss geringer sein als die Breite des Spaltbildes auf dem Detektor, damit auch eine monochromatische Spektrallinie auf mehrere Detektorpixel abgebildet wird. Sind die Pixel breiter, so hängt die gemessene Linienbreite von der Lage der Linie zum Detektor ab. Sind im Extremfall die Detektorpixel breiter als das Spaltbild, so erscheint eine Spektrallinie, die genau zwischen zwei Pixeln liegt, doppelt so breit wie eine, die genau auf einem Pixel liegt. Die kommerziell sinnvoll einsetzbaren Detektorzeilen haben Pixelbreiten von 25 μm . Damit ist eine Eintrittsspaltbreite deutlich unter 50 μm nicht sinnvoll. Da ein breiterer Spalt zur Verringerung des spektralen Auflösungsvermögens führt, ist ein 50 μm breiter Eintrittsspalt ein guter Kompromiss [Kri99].

Bei den bisherigen LIGA-Mikrospektrometern wird das Licht über einen einzigen multimodigen Lichtleiter mit einem Manteldurchmesser von 330 μm und einem lichtführenden Kern von 300 μm Durchmesser eingekoppelt. In guter Näherung kann man annehmen, dass die Leuchtdichte an der Stirnfläche der Faser über dem Durchmesser der Kernschicht konstant ist. Bei einer Eintrittsspaltbreite von 50 μm wird dabei ein Großteil des Lichts am Eintrittsspalt ausgeblendet. Eine Lichteinkopplung über mehrere Einzelfasern, die übereinander liegend den Eintrittsspalt beleuchten, erscheint deshalb günstiger. Für diesen Fall lässt sich der Transmissionskoeffizient für eine Faser aus dem Verhältnis der Fläche des durchleuchteten Eintrittsspalts zu der leuchtenden Faserstirnfläche berechnen (3.1).

$$\begin{aligned} \tau(x, y) &= \frac{1}{\pi \cdot d_k^2} \cdot \left(\pi \cdot d_k^2 - 2 \cdot \left(\int_{-\frac{d_k \cdot \sin \frac{\phi}{2}}{2}}^{\frac{d_k \cdot \sin \frac{\phi}{2}}{2}} \int_{-\frac{d_k \cdot \cos \frac{\phi}{2}}{2}}^{\frac{d_k \cdot \cos \frac{\phi}{2}}{2}} \sqrt{d_k^2 - x^2} \, dy \cdot dx \right) \right) \\ &= \frac{B_S \cdot d_K}{2} \cos \left(\arcsin \left(\frac{B_S}{d_K} \right) \right) + \pi d_K^2 \cdot \frac{\arcsin \left(\frac{B_S}{d_K} \right)}{360^\circ} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Wobei $\tau(x, y)$ der Transmissionskoeffizient durch den Eintrittsspalt ist, B_S die Eintrittsspaltbreite und d_K der Kerndurchmesser der verwendeten Lichtleiter (Abbildung 3-6). Die Strukturhöhe h wird für Spektrometer mit einer einzigen Einkopplungsfaser gleich dem Fasermanteldurchmesser d_M gewählt.

Die Höhe des Wellenleiters wurde von den bisher üblichen 340 μm auf 750 μm erhöht, um die Zahl der Reflexionen und damit die Reflexionsverluste nicht durch die größeren optischen Weglängen im neuen Layout ansteigen zu lassen. Damit kann die Lichteinkopplung in das Spektrometer über sechs Stufenindexfasern mit einem Kerndurchmesser von 105 μm und einem Manteldurchmesser von 125 μm erfolgen.

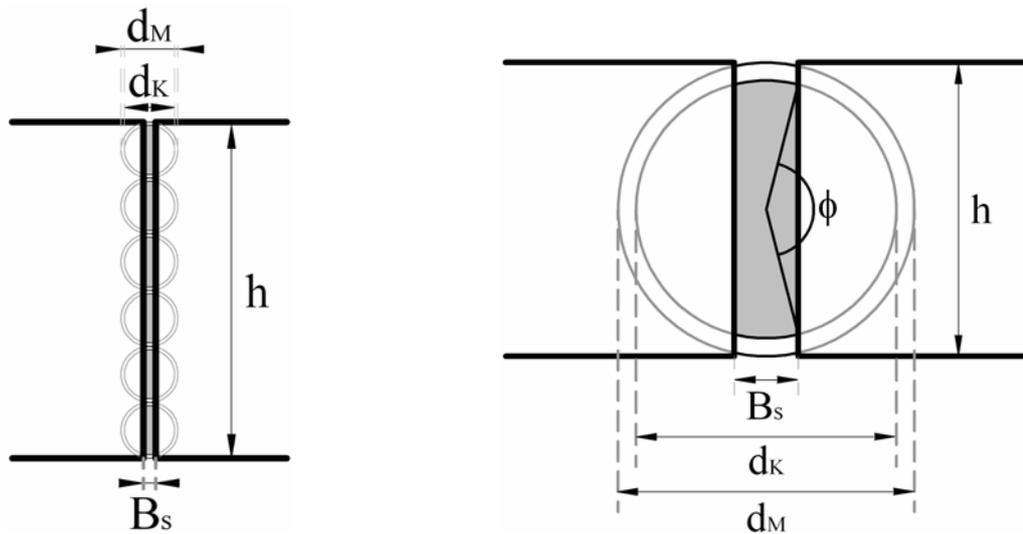


Abb. 3-6: Lichteinkopplung über sechs Fasern mit einem Kerndurchmesser d_K von $105\ \mu\text{m}$ und einem Manteldurchmesser d_M von $125\ \mu\text{m}$ (links) und über eine Faser mit einem Kerndurchmesser d_K von $300\ \mu\text{m}$ und einem Manteldurchmesser d_M von $330\ \mu\text{m}$ (rechts). Die Breite des Eintrittsspalt B_S beträgt in beiden Fällen $50\ \mu\text{m}$.

Nach Gleichung (3.1) ergibt sich für die Einzelfaser mit einem Kerndurchmesser von $300\ \mu\text{m}$ bei einer Spalthöhe von $340\ \mu\text{m}$ und einer Spaltbreite von $50\ \mu\text{m}$ eine Spalttransmission von etwa 21%. Für die Einkopplung über $105\ \mu\text{m}$ -Fasern beträgt die Transmission bei gleicher Spaltbreite fast 60%. Das ist eine dreimal so hohe Transmission. Dieser Vorteil gilt allerdings nur, wenn in der speziellen Anwendung das Licht beispielsweise über eine $105\ \mu\text{m}$ -Faser in den Lichtleiter des Spektrometers eingekoppelt wird. Für den Fall, dass die Einkopplungsfasern z.B. auf eine selbstleuchtende Fläche gerichtet werden, so dass jede einzelne Faser voll ausgeleuchtet wird, macht sich bemerkbar, dass die $300\ \mu\text{m}$ -Faser eine 36% größere Stirnfläche hat als sechs $105\ \mu\text{m}$ -Fasern zusammen. Durch einen $50\ \mu\text{m}$ breiten und $750\ \mu\text{m}$ hohen Eintrittsspalt wird mit sechs Fasern mit $105\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser dann immer noch insgesamt ca. 110% mehr Licht eingekoppelt als mit einer Faser mit $300\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser und einem $340\ \mu\text{m}$ hohen Eintrittsspalt.

Die sechs Fasern haben zum mechanischen Schutz eine Kunststoffummantelung von $250\ \mu\text{m}$ Durchmesser. Diese Ummantelung wird auf den ersten Zentimetern entfernt, um die Faserstirnflächen sauber schneiden und die Fasern in entsprechende Faserschächte einlegen zu können. Würde man versuchen, die sechs Fasern mit ihrer Kunststoffummantelung in einem Faserschacht übereinander zu legen, so würde der Faserstapel $1500\ \mu\text{m}$ hoch werden und der Deckel des Hohlwellenleiters ließe sich nicht mehr auflegen. Daher wurde ein neuer Faserschacht entworfen, der in Abbildung 3-7 gezeigt wird. Die Strukturen **a** und **b** in Abbildung 3-7 bilden zwei Kanäle **r** und **l**. Beide Kanäle treffen sich in der Struktur, in der Abbildung 3-7 mit **a** bezeichnet ist und enden in einem einzigen Kanal, an dessen Stirnseite sich der Eintrittsspalt befindet. In diesem Endkanal der Faserhaltesstruktur liegen immer abwechselnd eine Faser aus dem rechten Kanal und eine Faser aus dem linken Kanal übereinander. Der Freiraum **c** zwischen den Strukturen **a** und **b** erleichtert den Zugang zu den Fasern während des Einlegens und Verklebens der Fasern mit dem Substrat.

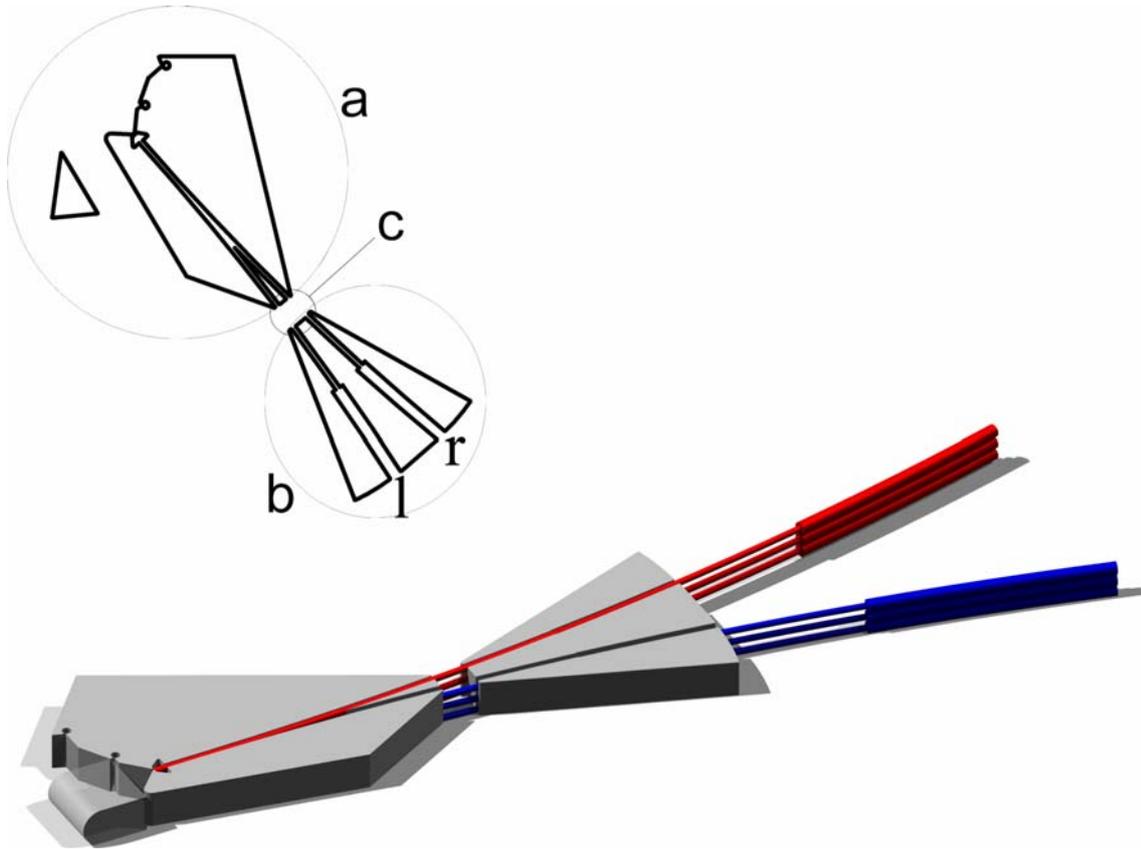


Abb. 3-7: Skizzen zur Einkoppelstruktur; die Kollimatorlinse unten links im Bild ist Gegenstand von Kapitel 3.3.2

3.3.2 Kollimator

Das Licht breitet sich hinter dem Eintrittsspalt entsprechend der Numerischen Apertur der Einkoppelfaser aus. In der Richtung parallel zum Substrat wird das Licht vom gekrümmten Gitter wieder fokussiert. In der Richtung senkrecht dazu wird es von dem Hohlwellenleiter geführt. Da jede Reflexion im Wellenleiter zu Absorptionsverlusten führt, sollte die Zahl der Reflexionen gering gehalten werden. Dazu wird ein Kollimator in Form einer zylindrischen Linse eingeführt, mit dem ein quasi freistrahloptisches System realisiert werden soll.

Solche Mikrolinsen sollten eine möglichst einfache Geometrie aufweisen und dürfen daher nur eine begrenzte Anzahl von Oberflächen haben. Die Linsen müssen sorgfältig ausgelegt werden, da sie hohe Anforderungen an die optische Qualität erfüllen müssen. Im Folgenden werden verschiedenen Linsentypen untersucht und verglichen, um die geeignetste Geometrie zu finden.

Zylinderlinsen mit asphärischen Oberflächen weisen häufig im Vergleich zu solchen mit sphärischen Oberflächen größere Öffnungsverhältnisse und eine verbesserte Abbildungsqualität auf. Dieser Vorteil sollte genutzt werden, um möglichst mit einer einzigen Linse auszukommen. Dadurch können Justageprobleme und Reflexionsverluste an den Linsenoberflächen vermieden werden. Die Herstellung von nur wenigen Millimetern großer, eventuell auch noch asphärischer Linsen mit den klassischen Mitteln der Linsenfertigung ist allerdings

schwierig. Dennoch wurde eine einfache Zylinderlinse in den Vergleich möglicher Lösungen mit einbezogen.

Das LIGA-Verfahren ermöglicht die Herstellung von hochkomplizierten Geometrien, die durch Schleifen und Polieren von Glas oder Kunststoff nicht oder nur aufwändig zu erreichen sind. Um diese Freiheiten beim Design der Kollimatorlinse zu nutzen, wurde das LIGA-Verfahren zur Fertigung der benötigten Mikrolinsen vorgesehen.

Im Folgenden werden drei mögliche Kollimatorlinsen berechnet und ihre Wirksamkeit miteinander verglichen. Als erstes werden zwei Kollimatorlinsen berechnet, die im LIGA-Verfahren gefertigt werden können: eine plan-asphärische und eine zylindrisch-asphärische Linse. Anschließend wird eine rein zylindrische Linse betrachtet, die aus einem Glaszylinder geschliffen werden kann.

Zur Berechnung der plan-asphärischen Linse wird eine Linse mit Brechungsindex n entworfen, die aus einer Ebene und einer sphärischen Oberfläche besteht (Abbildung 3-8). Dafür wird die Hamiltonsche optische Theorie benutzt [Lun64], [Buc70], [Flü48], [Alo95], [Vel87]. Die Funktion dieser Linse ist es, die von der Lichtquelle kommende sphärische Wellenfront in eine ebene Wellenfront umzuwandeln.

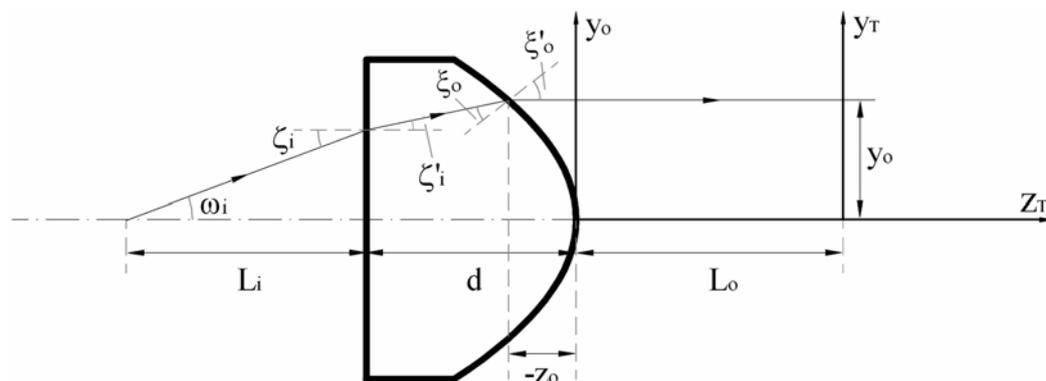


Abb. 3-8: Skizze einer plan-asphärischen Kollimatorlinse

Der größtmögliche Wert des Abstands L_i der ersten Oberfläche der Linse zum Eintrittsspalt ist indirekt durch das Fertigungsverfahren begrenzt. Die Linse kann im LIGA-Verfahren nur bis zu einer Länge bis zu 1,5 mm (senkrecht zur Bildebene in Abbildung 3-8) in hoher Qualität gefertigt werden. Bei einer Höhe des Wellenleiters von $750 \mu\text{m}$ und einer vorgegebenen Numerischen Apertur der Lichtleiter von $NA = 0,22$ ergibt sich ein maximaler Abstand zwischen Eintrittsspalt und Linse von $L_{i, \max} = 750 \mu\text{m} / (2 \cdot \tan(\arcsin 0,22)) = 1663 \mu\text{m}$, wenn der eintretende Lichtstrahl vor Eintritt in die Linse nicht am Wellenleiter reflektiert werden soll. Die Simulationen ergaben für die LIGA-Linsen einen optimalen Abstand von $L_i = 530 \mu\text{m}$ und für die zylindrische Glaslinse von $L_i = 1000 \mu\text{m}$.

Die gemischte Charakteristische Funktion $W(p, z_T)$ innerhalb der Linse, d. h. innerhalb des Mediums mit Brechungsindex n ist gegeben durch

$$W(p, z_T) = L_i \cdot \sqrt{1 - p^2} + z_T \cdot \sqrt{n^2 - p^2} \quad (3.2)$$

wobei p der so genannte optische Richtungskosinus ist, n der Brechungsindex der Kollimatorlinse, L_i ist der Abstand zwischen der Lichtquelle und der ersten Oberfläche der Kollimatorlinse und z_T ist die Ausbreitungsrichtung des Lichtes.

Die Charakteristische Funktion $V(p, z_T)$ ergibt sich zu

$$V(p, z_T) = W(p, z_T) - p \cdot \frac{\partial W(p, z_T)}{\partial p} = \frac{L_i}{\sqrt{1 - p^2}} + z_T \cdot \frac{n^2}{\sqrt{n^2 - p^2}} \quad (3.3)$$

und hängt von den Variablen p und z_T ab.

Dabei stellen $V(p, z_T) = L_i$ die Wellenfront innerhalb der Linse und $\psi = z_T + C$ die nötige Wellenfront innerhalb des Mediums hinter der Linse dar. Man kann die Kontinuitätsbedingung anwenden und findet als Gleichung der asphärischen Oberfläche

$$V(p, z_T) - z_T = C \quad (3.4)$$

Durch Kombination der Gleichung (3.4) mit der Gleichung (3.3) gelangt man zu

$$\frac{L_i}{\sqrt{1 - p^2}} - z_T \cdot \left(1 - \frac{n^2}{\sqrt{n^2 - p^2}} \right) = C \quad (3.5)$$

Aus

$$y = - \frac{\partial W(p, z_T)}{\partial p} \quad (3.6)$$

ergibt es sich, dass

$$y = \frac{L_i \cdot p}{\sqrt{1 - p^2}} + \frac{p}{\sqrt{n^2 - p^2}} \cdot z_T \quad (3.7)$$

Aus (3.5) bis (3.6) findet man $y = y(p)$ und $z_T = z_T(p)$, das heißt den Querschnitt der asphärischen Oberfläche in parametrischer Form.

Man kann diese asphärische Oberfläche als gemeinsame Funktion der Punkte $(y(p), z_T(p))$ ausdrücken, so dass

$$y(p) = p \cdot \left[\frac{L_i}{\sqrt{1-p^2}} + \frac{C - \frac{L_i}{\sqrt{1-p^2}}}{n^2 - \sqrt{n^2 - p^2}} \right] \quad (3.8)$$

und

$$z_T(p) = \frac{C - \frac{L_i}{\sqrt{1-p^2}}}{n^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{n^2 - p^2}} - 1 \quad (3.9)$$

Die Konstante C ist gegeben durch die Bedingung, dass $z_T = L_i + d$ für $p = 0$. Es folgt

$$C = n \cdot L_i + (n - 1) \cdot d \quad (3.10)$$

Die Abbildung 3-9 stellt graphisch die wichtigsten geometrischen Eigenschaften dieser asphärischen Oberfläche dar.

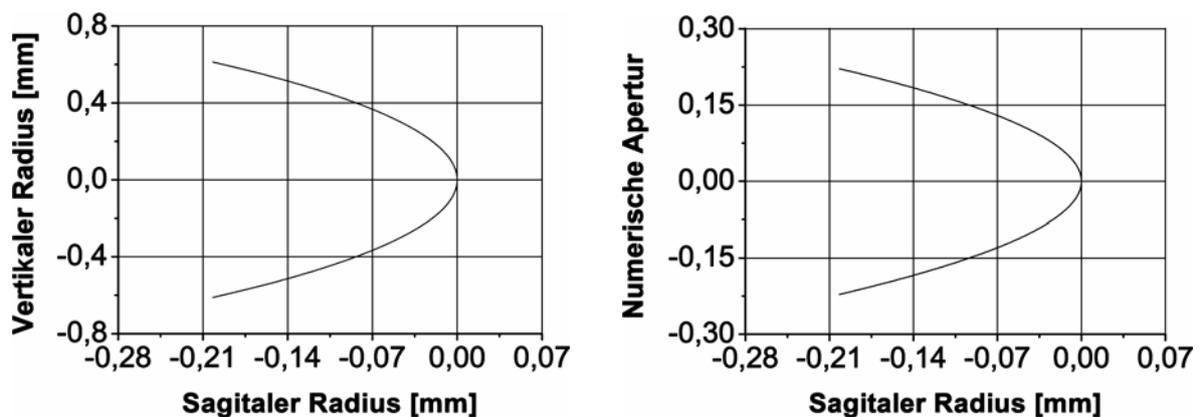


Abb. 3-9: Querschnitt der asphärischen Oberfläche der Kollimatorlinse (links) und Änderung der numerische Apertur über dem sagitalen Radius (rechts)

Die Intensitätsverteilung des Lichts in einem Abstand zum Eintrittsspalt, welcher dem Abstand des Beugungsgitters zum Eintrittsspalt entspricht wurde durch Anwendung der Monte Carlo-Methode mit Hilfe der Software Zemax für verschiedene Fälle simuliert. Abbildung 3-10 zeigt die Ergebnisse dieser Simulationen für ein Spektrometer ohne Kollimator und für eines mit einer plan-asphärischen Kollimatorlinse.

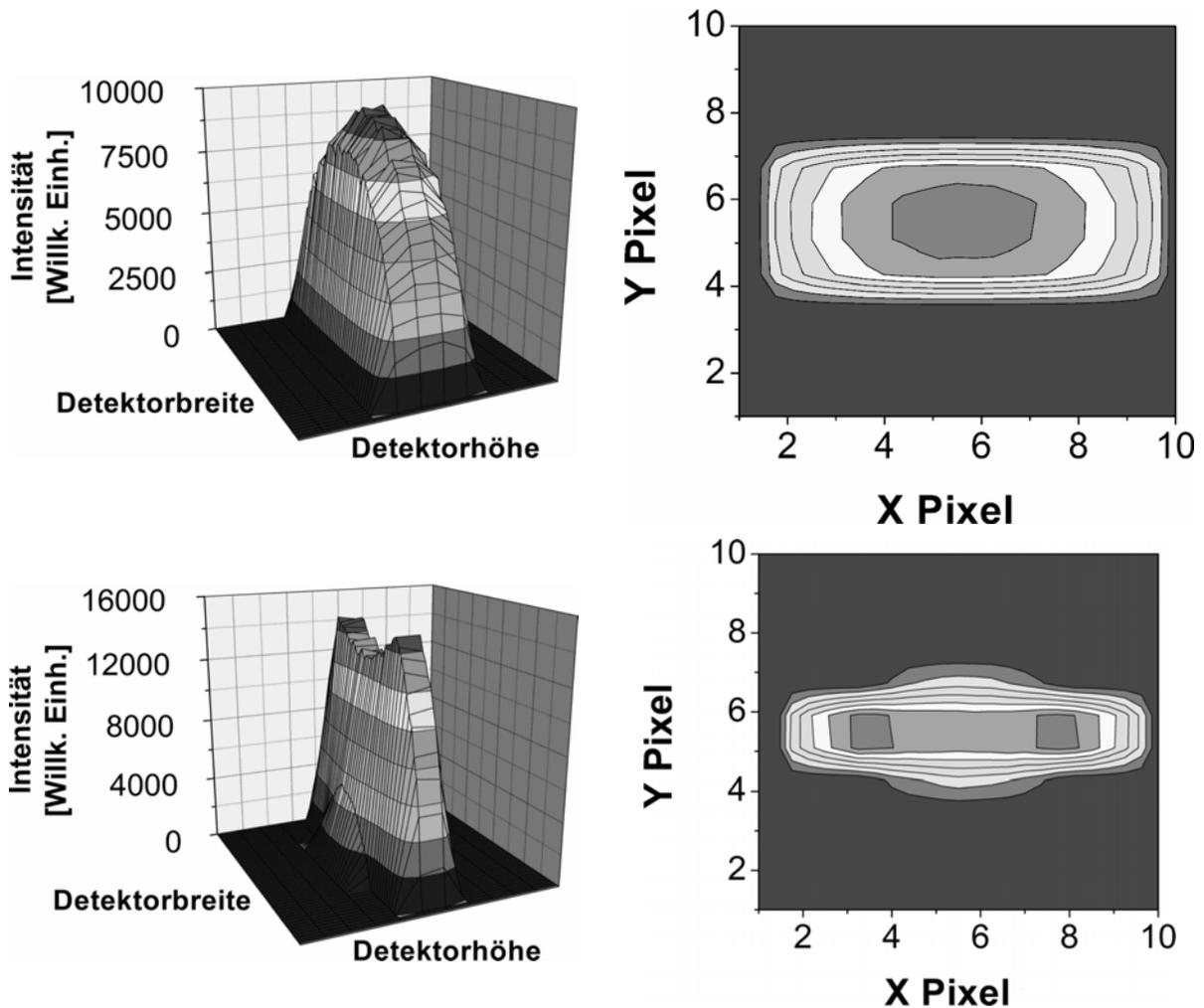


Abb. 3-10: Dreidimensionale graphische Darstellung der Intensitätsverteilung (links) auf dem Beugungsgitter und Spotdiagramm (rechts).
 Oben für ein Spektrometer ohne Kollimatorlinse, unten für ein System mit einer plan-aspärischen Kollimatorlinse. Die für diese Simulation benutzte Lichtquelle besteht aus einer 105 μm -Faser.

Der Vergleich beider Simulationen zeigt deutlich die Verbesserung, die durch die Verwendung einer plan-aspärischen Kollimatorlinse in einem 750 μm hohen Spektrometer erzielt wird. Bei dem quasi freistrahloptischen Spektrometer mit einer plan-aspärischen Kollimatorlinse, das mit einer in der Mitte orientierten Faser beleuchtet wird, erreicht 55% mehr Licht das Beugungsgitter als bei einem Spektrometer ohne Kollimator.

Die Reflexionsverluste an der ersten Oberfläche des plan-aspärischen Kollimators führen zu einer Abnahme der Kollimationseffizienz der Linse. Der Transmissionskoeffizient der Linse nimmt mit der numerischen Apertur ab. Der entworfene plan-aspärische Kollimator weist einen Transmissionskoeffizient von 93% für eine numerische Apertur kleiner 0,3 auf. Für eine numerische Apertur von 0,7 weist er einen Transmissionskoeffizient von 91% auf.

Um den Transmissionskoeffizienten bei großer numerische Apertur weiter zu steigern, kommen zylindrisch-asphärische Linsen in Frage. Eine solche Linse wird im Folgenden mit den Methoden der geometrischen Optik [Apo96], [Bra79], [Sen99] und [Was48] berechnet.

Da die Lichtquelle nicht punktförmig ist, sondern eine ausgedehnte Oberfläche, ist es auch interessant einen Kollimator zu haben, der den Abbe'schen Sinussatz möglichst genau erfüllt und damit eine große Sehfeldblende aufweist. Die beiden Oberflächen des Kollimators beeinflussen sowohl den Transmissionskoeffizient als auch die optische Kollimation und müssen deswegen zusammen behandelt werden. Um dieses Problem mathematisch zu vereinfachen, müssen allerdings die Freiheitsgrade, die jede Oberfläche bietet, mit einer optischen Funktion zusammengeführt werden. Deshalb wird die Hauptfunktion der ersten Oberfläche die Optimierung des optischen Transmissionskoeffizienten sein und die Hauptfunktion der zweiten Oberfläche wird in der Optimierung der optischen Kollimation liegen. Das bedeutet, dass in einem ersten Schritt jede Oberfläche durch eine Differentialgleichung beschrieben wird, so dass ihre optische Hauptfunktion möglichst erfolgreich erfüllt wird. Dann werden die beiden Differentialgleichungen analytisch gekoppelt und als einzige Differentialgleichung gelöst.

In Abbildung 3-11 ist ein Randstrahl durch das System von der Mitte der Lichtquelle bis zur Objektebene mit Eintrittswinkel ω_i skizziert.

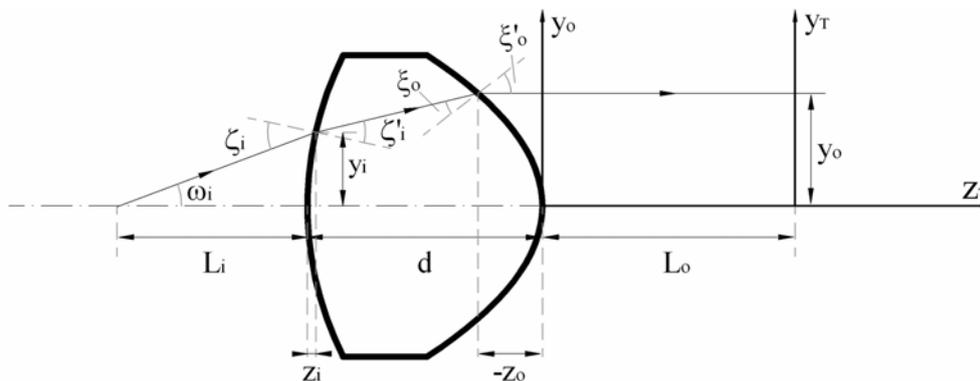


Abb. 3-11: Skizze einer zylindrisch-asphärischen Kollimatorlinse

R_i ist der Radius der ersten, zylindrischen Oberfläche. L_i ist der Abstand zwischen der Lichtquelle und der ersten Oberfläche der Kollimatorlinse und L_o ist der Abstand zwischen der zweiten, sphärischen Oberfläche der Linse und dem Gitter. Das Winkelverhältnis zwischen ω'_i , ζ_i , ζ'_i und ω_i kann man einfach durch das geometrische Verhältnis und das Snell'sche Gesetz erhalten:

$$\sin \zeta_i = \left(1 + \frac{L_i}{r_i}\right) \cdot \sin \omega_i \quad (3.11)$$

$$\sin \zeta'_i = \left(1 + \frac{L_i}{r_i}\right) \cdot \frac{\sin \omega_i}{n} \quad (3.12)$$

$$\omega_i' = \zeta_i' + \omega_i - \zeta_i \quad (3.13)$$

$$\tan \zeta_o' = \frac{1}{L_o - z_o} \cdot \left[R - r_i \cdot \sin(\zeta_i - \omega_i) - r_i \cdot \cos(\zeta_i - \omega_i) \cdot \tan \omega_i' - (d - r_i + z_o) \tan \omega_i' \right] \quad (3.14)$$

wobei ω_i' den Brechungswinkel der ersten Oberfläche bezeichnet. Auf der zweiten Oberfläche gilt, dass

$$y_i = r_i \cdot \sin(\zeta_i - \omega_i) \quad (3.15)$$

$$z_i = r_i \cdot [1 - \cos(\zeta_i - \omega_i)] \quad (3.16)$$

Innerhalb der Linse hat man das folgende Verhältnis zwischen y_i und y_o

$$y_o = y_i + (d - z_i + z_o) \cdot \tan(\omega_i') \quad (3.17)$$

Aus der ersten Ableitung der Gleichung (3.17) nach ω_i ergibt sich

$$\frac{dy_o}{d\omega_i} = \frac{dy_i}{d\omega_i} + \frac{(d - z_i + z_o)}{\cos^2 \omega_i'} \cdot \frac{d\omega_i'}{d\omega_i} + \tan \omega_i' \cdot \left(-\frac{dz_i}{d\omega_i} + \frac{dz_o}{d\omega_i} \right) \quad (3.18)$$

Nach dem Snell'schen Gesetz ist

$$\frac{dy_o}{dz_o} = -\frac{n \cdot \cos \omega_i' - \cos \omega_o}{n \cdot \sin \omega_i' - \sin \omega_o} \quad (3.19)$$

Wobei ω_o die Brechungswinkel an der zweiten Oberfläche bezeichnet. Aus der ersten Ableitung der Gleichungen (3.12), (3.13) und (3.14) nach ω_i und durch Anwendung von (3.17) ergibt sich

$$\frac{dy_i}{d\omega_i} = r_i \cdot \cos(\zeta_i - \omega_i) \cdot \left[\left(1 + \frac{L_i}{r_i} \right) \cdot \frac{\cos \omega_i}{\cos \zeta_i} - 1 \right] \quad (3.20)$$

$$\frac{dz_i}{d\omega_i} = r_i \cdot \sin(\zeta_i - \omega_i) \cdot \left[\left(1 + \frac{L_i}{r_i} \right) \cdot \frac{\cos \omega_i}{\cos \zeta_i} - 1 \right] \quad (3.21)$$

$$\frac{d\omega_i'}{d\omega_i} = \left(\frac{\cos \zeta_i}{n \cdot \cos \zeta_i'} - 1 \right) \cdot \left[\left(1 + \frac{L_i}{r_i} \right) \cdot \frac{\cos \omega_i}{\cos \zeta_i} \right] + 1 \quad (3.22)$$

$$\frac{dy_o}{d\omega_i} = \frac{dy_o}{dz_o} \cdot \frac{dz_o}{d\omega_i} = -\frac{n \cdot \cos \omega_i' - \cos \omega_o}{n \cdot \sin \omega_i' - \sin \omega_o} \cdot \frac{dz_o}{d\omega_i} \quad (3.23)$$

Die Gleichungen (3.21) bis (3.24) werden in die Gleichung (3.19) eingesetzt und man erhält

$$\frac{dy_o}{d\omega_i} = - \frac{1}{\frac{n \cdot \cos \omega_i' - \cos \omega_o}{n \cdot \sin \omega_i' - \sin \omega_o} + \tan \omega_i'}$$

$$\left\{ r_i \cdot \cos(\zeta_i - \omega_i) \cdot \left[\left(1 + \frac{L_i}{r_i} \right) \cdot \frac{\cos \omega_i}{\cos \zeta_i} - 1 \right] \cdot \left(1 - \tan \omega_i' \cdot \frac{\sin(\zeta_i - \omega_i)}{\cos(\zeta_i - \omega_i)} \right) + \right. \quad (3.24)$$

$$\left. \left[\left(\frac{\cos \zeta_i}{n \cdot \cos \zeta_i'} - 1 \right) \cdot \left[\left(1 + \frac{L_i}{r_i} \right) \cdot \frac{\cos \omega_i}{\cos \zeta_i} \right] + 1 \right] \cdot \frac{d - r_i \cdot [1 - \cos(\zeta_i - \omega_i)] + z_o}{\cos^2 \omega_i'} \right\}$$

Nach folgendem Variablenwechsel

$$\alpha_1 = \frac{n \cdot \cos \omega_i' - \cos \omega_o}{n \cdot \sin \omega_i' - \sin \omega_o} \quad (3.25)$$

$$\alpha_2 = r_i \cdot \cos(\zeta_i - \omega_i) \cdot \left[\left(1 + \frac{L_i}{r_i} \right) \cdot \frac{\cos \omega_i}{\cos \zeta_i} - 1 \right] \quad (3.26)$$

$$\alpha_3 = \left(\frac{\cos \zeta_i}{n \cdot \cos \zeta_i'} - 1 \right) \cdot \left[\left(1 + \frac{L_i}{r_i} \right) \cdot \frac{\cos \omega_i}{\cos \zeta_i} \right] + 1 \quad (3.27)$$

lässt sich Gleichung (3.24) ausdrücken als

$$\frac{dy_o}{d\omega_i} = - \frac{1}{\alpha_1 + \tan \omega_i'} \cdot \left[\alpha_2 \cdot \left(1 - \tan \omega_i' \cdot \frac{\sin(\zeta_i - \omega_i)}{\cos(\zeta_i - \omega_i)} \right) + \alpha_3 \cdot \frac{d - r_i \cdot [1 - \cos(\zeta_i - \omega_i)] + z_o}{\cos^2 \omega_i'} \right] \quad (3.28)$$

Die neu entworfene zylindrisch-asphärische Linse weist einen Transmissionskoeffizienten von 96,4% für eine numerische Apertur kleiner als 0,4 auf. Für eine numerische Apertur von 0,7 weist sie immer noch einen Transmissionskoeffizient von 96% auf (siehe Abbildung 3-12). Der Transmissionskoeffizient der zylindrisch-asphärischen Linse ist also größer und stabiler gegenüber Veränderungen der numerischen Apertur als bei der plan-asphärischen Linse.

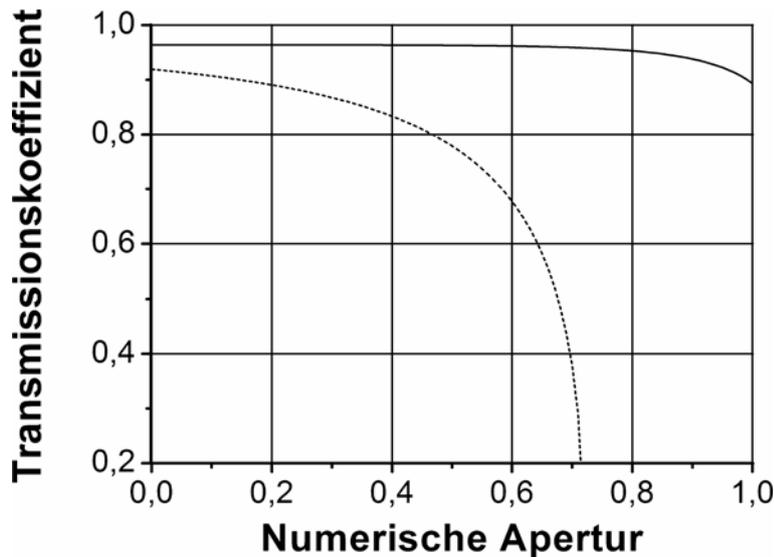


Abb. 3-12: Graphische Darstellung des Transmissionskoeffizienten der plan-asphärischen (gestrichelte Linie) und der zylindrisch-asphärischen (durchgehende Linie) Kollimatorlinse

Aus der Optimierung dieser zylindrisch-asphärischen LIGA-Linse ergibt sich eine 1,5 mm lange Linse, deren zylindrische Oberfläche einen Radius von 5 mm aufweist und deren asphärische Oberfläche einen Radius von 0,3 mm und eine Exzentrizität von -1 hat. Die Ergebnisse der mit Hilfe der Software Zemax durchgeführten Simulation der Intensitätsverteilung in einem Abstand zum Eintrittsspalt, welcher dem Durchmesser des Rowland-Kreises entspricht, werden in Abbildung 3-15 gezeigt.

Da die Lichteinkopplung ins Spektrometer über sechs übereinanderliegende Stufenindex-Fasern erfolgen soll, muss das Verhalten der Kollimatorlinse nicht nur für eine einzelne Einkoppelfaser sondern auch für mehrere Fasern simuliert werden. Die Simulationen wurden mit einer, drei bzw. sechs 105 μm -Einkoppelfasern durchgeführt. Abbildung 3-13 zeigt die Lage der Fasern im Faserschacht im jeweiligen Simulationsfall.

Alle Simulationen sind für einen Hohlwellenleiter mit Deckel gerechnet. Dies ist in den Abbildungen 3-14, 3-15 und 3-17 an der Beschränkung des beleuchteten Bereichs über der Detektorfläche zu erkennen. Der beleuchtete Bereich ist in den Fällen einer guten Kollimation in der Höhe noch weiter eingeschränkt, d.h. das Gitter wird nicht einmal in voller Höhe ausgeleuchtet. Die Reflexionsverluste durch die Aluminiumverspiegelung des Hohlwellenleiters wurden in den Simulationen berücksichtigt.

Eine für die Beleuchtung mit sechs Fasern optimierte Linse wird bei Beleuchtung mit nur einer Linse keine optimalen Ergebnisse liefern und umgekehrt. Dies liegt daran, dass beim Einsatz mehrerer Fasern übereinander die paraxiale Näherung nicht mehr erfüllt ist und Abbildungsfehler dritter Ordnung stark zunehmen. Die Simulationen ergaben den besten Kompromiss mit Linsen, die für die Beleuchtung mit nur einer Faser optimiert wurden.

Die Kollimationsfähigkeit einer Linse verschlechtert sich erheblich mit der Zunahme der Anzahl der Einkoppelfasern. Je höher die Faseranzahl ist, umso großflächiger ist die Lichtquelle, deren Strahlung kollimiert werden muss. Diese Abweichung von der idealen Bedingungen der Punktlichtquelle führt zu einem Verlust der Kollimationseffizienz.

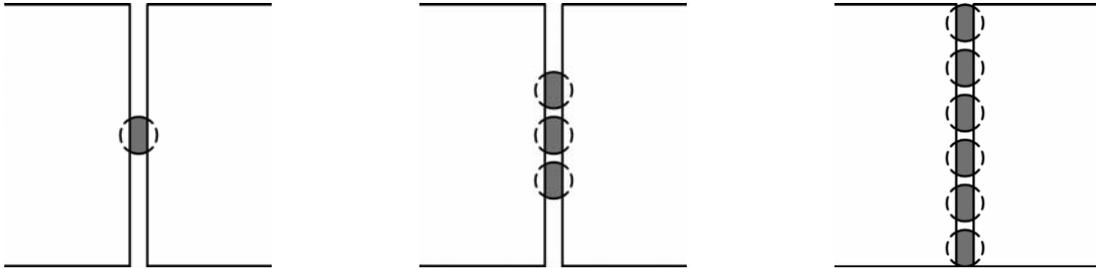


Abb. 3-13: Lage der Beleuchtungsfaser für die drei Simulationsfälle: mit einer 105 μm -Faser (links), mit drei Fasern (Mitte) und mit sechs Fasern (rechts)

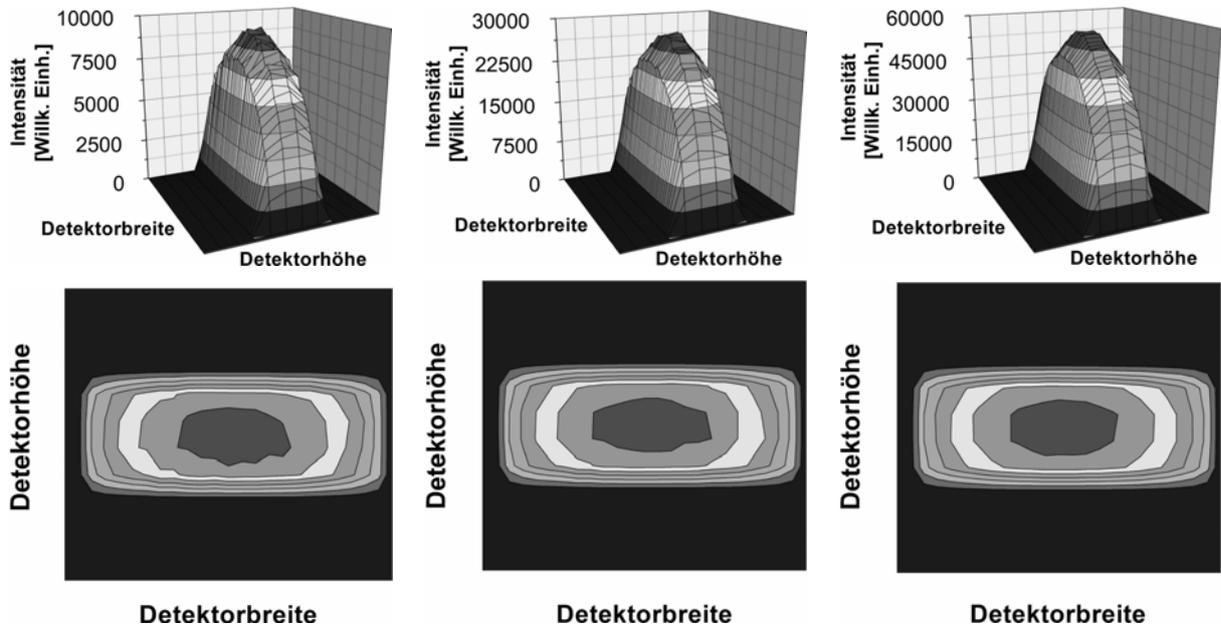


Abb. 3-14: Dreidimensionale graphische Darstellung der simulierte Intensitätsverteilung auf dem Beugungsgitter (oben) und Spotdiagramm (unten) für ein Spektrometer ohne Kollimationslinse.
Lichtquellen: eine (links), drei (Mitte) und sechs 105 μm -Fasern (rechts).

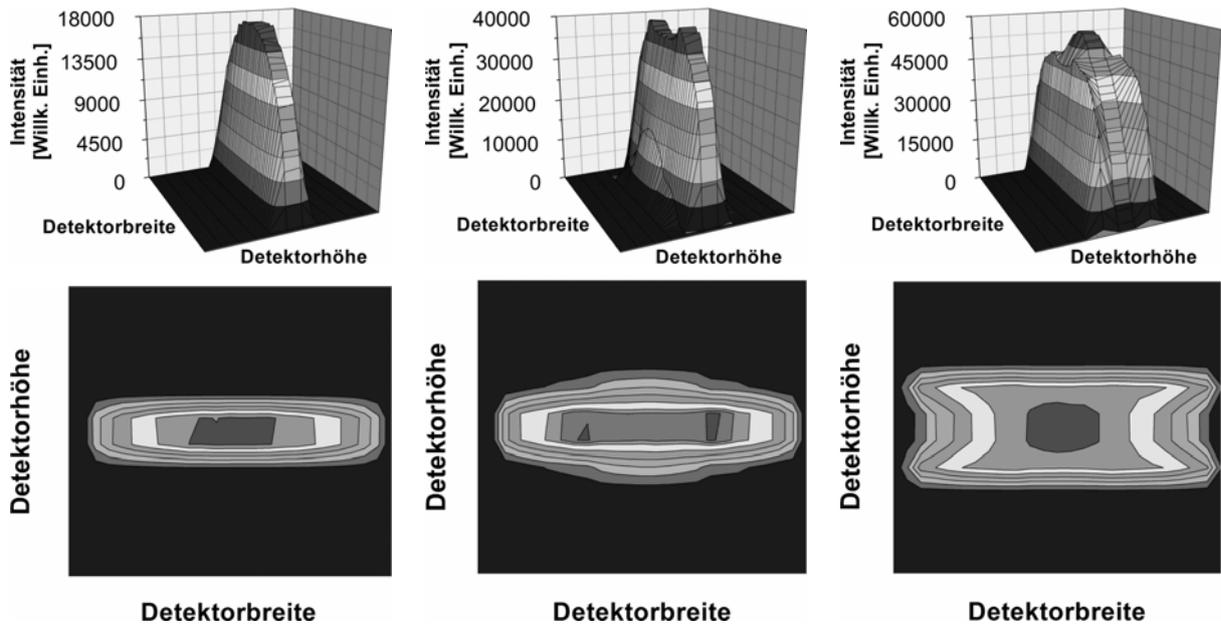


Abb. 3-15: Dreidimensionale graphische Darstellung der simulierte Intensitätsverteilung auf dem Beugungsgitter (oben) und Spotdiagramm (unten) für ein Spektrometer mit einer **zylindrisch-asphärischen** Kollimationslinse.
Lichtquellen: eine (links), drei (Mitte) und sechs 105 μm -Fasern (rechts).

Die hervorragenden Eigenschaften der LIGA-Linsen als Kollimator wird im Vergleich mit Kollimatorlinsen aus Glas noch deutlicher. Deshalb werden sowohl Simulationsergebnisse als auch die charakteristischen Messwerte der LIGA-Kollimatorlinsen mit denen einer zylindrischen Linse aus Glas verglichen (siehe Abbildung 3-16). Die Linse kann aus einem Glaszylinder passenden Durchmessers durch beidseitiges Polieren gefertigt werden. Das Polieren auf die der LIGA-Strukturhöhe entsprechende Dicke von 750 μm ist notwendig, damit die Linse mittig beleuchtet wird und der Deckel auf das Spektrometer gelegt werden kann. Die Länge der Linse wurde auf 4 mm festgelegt, damit die Fertigung der Linse nicht zu aufwändig wird.

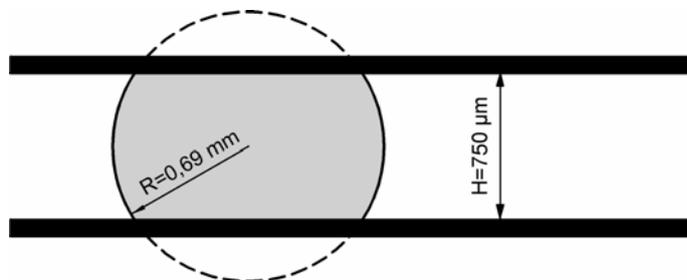


Abb. 3-16: Skizze einer rein zylindrischen Kollimatorlinse aus Glas

Die Optimierung der zylindrischen Linse aus Glas ergibt eine Linse, deren Radius 0,69 mm beträgt. Die Simulationsergebnisse zu der Linse aus Glas werden in Abbildung 3-17 präsentiert.

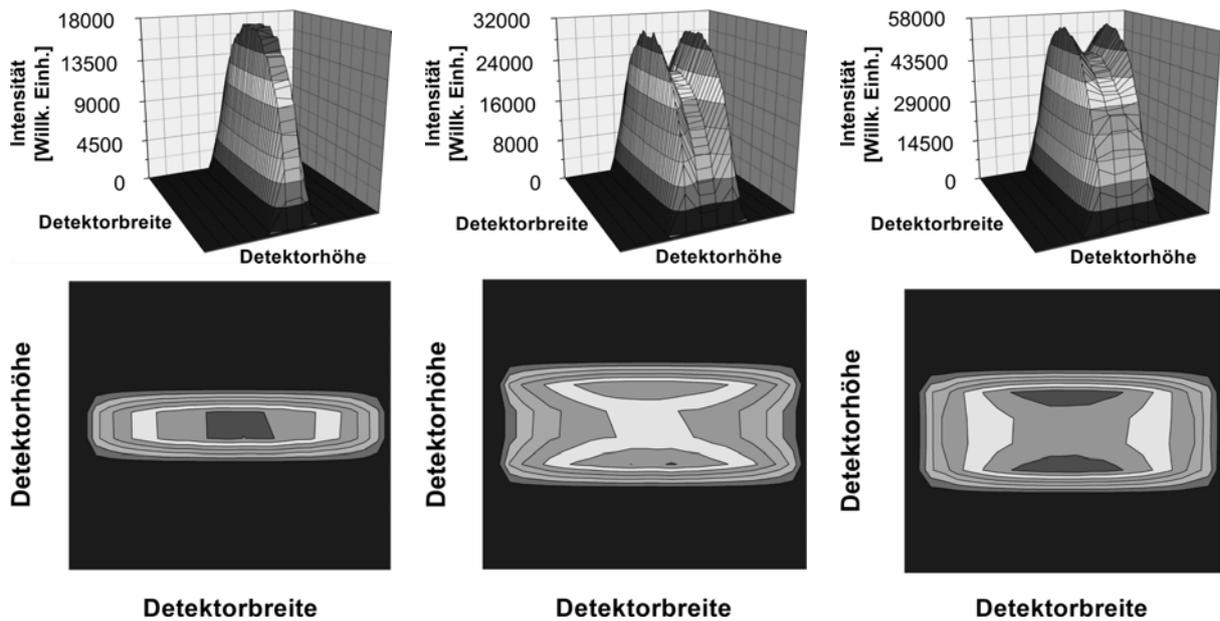


Abb. 3-17: Dreidimensionale graphische Darstellung der simulierte Intensitätsverteilung auf dem Beugungsgitter (oben) und Spotdiagramm (unten) für ein Spektrometer mit einer **zylindrischen** Kollimationslinse.
Lichtquellen: eine (links), drei (Mitte) und sechs 105 µm-Fasern (rechts).

Als Ergebnis der Simulationen lässt sich festhalten: in einem quasi freistrahloptischen Spektrometer mit zylindrisch-asphärischer Kollimatorlinse wird 92% mehr Licht das Beugungsgitter erreichen als in einem Spektrometer ohne Kollimatorlinse. Mit der zylindrischen Kollimatorlinse aus Glas wird 89% mehr Licht das Beugungsgitter erreichen als in einem Spektrometer ohne Kollimator.

Die Ergebnisse der Simulationen mit drei Einkoppelfasern zeigen, dass in einem quasi freistrahloptischen Spektrometer mit zylindrisch-asphärischer Kollimatorlinse 39% mehr Licht das Beugungsgitter erreichen wird als in einem Spektrometer ohne Kollimator. Mit der zylindrischen Kollimatorlinse aus Glas wird 6% mehr Licht das Beugungsgitter erreichen als in einem Spektrometer ohne Kollimator.

Die Ergebnisse der Simulationen mit sechs Einkoppelfasern zeigen, dass in einem quasi freistrahloptischen Spektrometer mit zylindrisch-asphärischer Kollimatorlinse 2% mehr Licht das Beugungsgitter erreichen wird als in einem Spektrometer ohne Kollimator. Mit einer zylindrischen Linse aus Glas würde 15% weniger Licht das Beugungsgitter erreichen als in einem Spektrometer ohne Kollimator. Das liegt daran, dass die Zylinderlinse das Licht aus der obersten und aus der untersten der sechs Lichtleitfasern so stark bricht, dass die Anzahl der Reflexionen für diese Lichtstrahlen innerhalb des Hohlwellenleiters anstatt abzunehmen sogar extrem zunimmt. Diese Wirkung der Zylinderlinse auf diese Strahlbereiche führt zu einem großen Intensitätsverlust. In Abbildung 3-18 ist der Unterschied in der Führung der

„Randstrahlen“ im Wellenleiter ohne Zylinderlinse (durchgezogene Linie) und mit Zylinderlinse (gestrichelte Linie) skizziert.

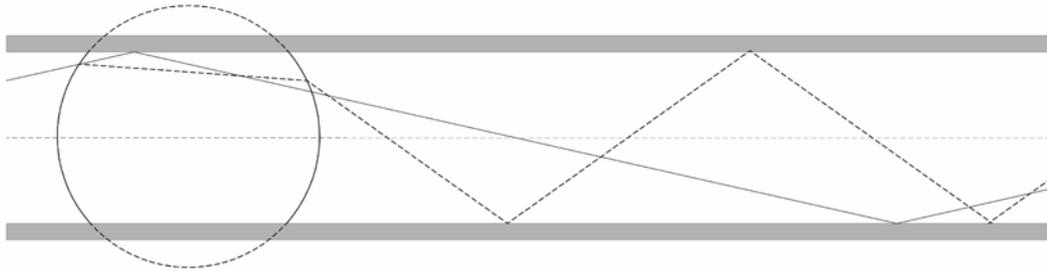


Abb. 3-18: Wirkung der Zylinderlinse auf Licht aus den ganz oben (bzw. ganz unten) liegenden Lichtleiter

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass eine zylindrisch-asphärische Kollimatorlinse besonders für die Lichtstrahlen aus dem obersten und untersten Bereich des Eintrittsspalts deutliche Vorteile bringt und daher einem Ansatz mit einer zylindrischen Kollimatorlinse vorzuziehen ist.

Die Ergebnisse aller Simulationen sind in Tabelle 3-1 zusammengefasst.

	1 Einkoppelfaser	3 Einkoppelfasern	6 Einkoppelfasern
Plan-asphärische LIGA-Kollimatorlinse	54,6%	nicht betrachtet	nicht betrachtet
Zylindrische Glas-Kollimatorlinse	89,2%	5,9%	-15,1%
Zylindrisch-asphärische LIGA-Kollimatorlinse	91,5%	39,2%	2,0%

Tab. 3-1: Zusammenfassung der Ergebnisse aller Simulationen; die Werte geben die Steigerung der Intensität in der Mitte des Gitters gegenüber einem System ohne Kollimator an

3.4 Wellenleiter

Der Wellenleiter besteht aus einem Hohlraum, der von zwei mit Aluminium verspiegelten Oberflächen begrenzt wird. Die eine Oberfläche ist das Substrat, auf dem die LIGA-Strukturen stehen. Die andere ist ein Deckel. Diese zwei Oberflächen sind parallel zueinander montiert. Das Licht wird in diesem Hohlraum durch Fresnel-Reflexion an beiden metallischen Oberflächen zum Gitter geführt. Das am Gitter gebeugte Licht wird ebenfalls im Hohlwellenleiter weiter bis zum Auskoppelspiegel geführt.

Da die Herstellung von Hohlwellenleitern durch Abformung oder Spritzgießen in einem einzigen Kunststoff erfolgen kann, ist die Fertigung einfach und preiswert. Darüber hinaus hat der Hohlwellenleiter den Vorteil, dass innerhalb des Hohlraums keine Absorptionsverluste auftreten. Damit sind Spektrometer in Hohlwellenleiterbauweise auch für den infraroten Wellenlängenbereich geeignet, wo Spektrometer in Folienwellenleiterbauweise versagen. Dafür treten im Hohlwellenleiter Absorptionsverluste bei den Reflexionen an den verspiegelten Wänden auf. Diese Absorptionsverluste hängen von dem Material ab, mit dem die Oberflächen verspiegelt wurden, vom Auftreffwinkel des Lichts auf die Oberfläche, von der Polarisationsrichtung und der Wellenlänge des Lichts.

Ein Beobachter, der sich in der Z-Richtung (Abbildung 3-19) innerhalb des Wellenleiters mit der Wellenfrontgeschwindigkeit bewegt wird einfach ein ebene Welle sehen, die sich von oben nach unten und von unten nach oben verschiebt. Es ist jedoch nicht jeder Strahl, der in den Hohlwellenleiter eingekoppelt wird, ausbreitungsfähig. Nur die aus einer konstruktiven Interferenz resultierende Wellen, d.h. Wellen die aus Phaseninterferenzen zwischen vielfach reflektierten Wellen stammen, werden sich innerhalb des Wellenleiters ausbreiten. Infolgedessen können sich nur Wellen ausbreiten, die unter bestimmten Winkeln auf die Deckplatten des Wellenleiters treffen. Jede innerhalb des Lichtwellenleiters erlaubte Welle wird Ausbreitungsmodus oder einfacher Modus genannt. Jeder dieser Moden hat eine eigene Energie. Diese Energie wird parallel zur reflektierenden Oberflächen übertragen. In der Richtung orthogonal zu den verspiegelten Oberflächen verhalten sich die Moden wie stehende Wellen.

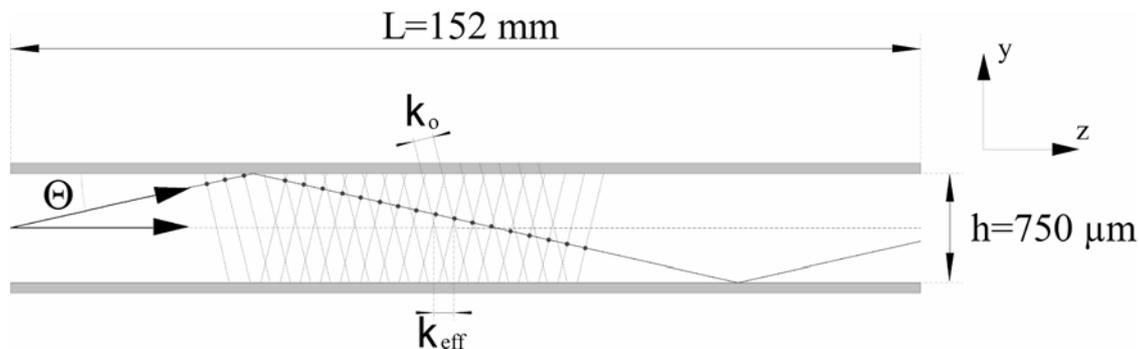


Abb. 3-19: Skizze des Wellenleiters

Durch die Ausbreitung der Moden im Hohlwellenleiter entsteht eine modenabhängige Abbildungsunschärfe. Diese werden als Intermodendispersion oder einfacher Modendispersion bezeichnet.

Die Beschreibung dieser Modendispersion erfolgt durch eine Projektion des Wellenvektors in eine zu den reflektierenden Oberflächen parallele Ebene. Diese Ausbreitungsebene der Energie wird auch als Wellenleiterebene bezeichnet (Abbildung 3-19). Durch diese Projektion wird der scheinbare Wellenvektor verkürzt, deshalb kann man die sogenannten effektiven Modenwellenlängen einführen [Reu83].

$$k_{eff} = k_0 \cos \Theta \quad \text{mit} \quad k_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda_{eff}} \quad \text{folgt} \quad \lambda_{eff} = \frac{2\pi}{k_{eff}} = \frac{2\pi}{k_0 \cos \Theta} \quad (3.29)$$

Die maximale Modendispersion lässt sich wie folgt ausdrücken:

$$\Delta\lambda(\Theta) = \lambda \cdot \left(\frac{1}{\cos \Theta_{\max}} - 1 \right) \quad (3.30)$$

Nehmen wir an, dass die numerische Apertur der optischen Glasfasern $NA = 0,22$ ist. Daraus folgt ein maximaler Auftreffwinkel der Strahlung auf die reflektierenden Oberflächen von $\Theta_{\max} = 12,7^\circ$. Für die größte Wellenlänge $\lambda = 900$ nm in dem Spektralbereich folgt eine maximale Modendispersion von $\Delta\lambda = 22,6$ nm. Die Modendispersion bewirkt, dass sich ein Teil der Intensität der Wellenlänge 900 nm im Bereich der Position der Wellenlängen 900 nm bis 922,6 nm im gemessenen Spektrum wiederfindet. Diese Linienverbreiterung reduziert das durch die Eintrittsspaltbreite und die Abbildungseigenschaften des Gitters gegebene Auflösungsvermögen des Spektrometers.

Für einen Gesamtweg von $L = 152$ mm innerhalb des Hohlwellenleiters, dessen Strukturhöhe 750 μm beträgt und mit $NA = 0,22$ eingekoppeltem Licht treten 45 Reflexionen [Las03] für die Lichtstrahlen mit dem größten Einfallswinkel von $12,7^\circ$ zur Oberfläche auf. Da die hier verwendeten Aluminiumoberflächen einen Reflexionskoeffizient von $0,97$ aufweisen, liegen die Gesamtverluste für diese Strahlen im Hohlwellenleiter bei etwa 49% . Diese Betrachtung zeigt, dass für die größten Einfallswinkel mit der größten, durch die Modenverbreiterung verursachten spektralen Abweichung von der Zentralwellenlänge, die Lichtintensität am geringsten ist.

3.5 Umlenkspiegel

Wie im Konzept zum Layout des Spektrometers beschrieben, wird der Strahlengang mit Hilfe eines Umlenkspiegels gefaltet, um die Außenmaße des Layouts zu reduzieren. Die Länge des optischen Wegs innerhalb des Spektrometers bleibt dabei konstant. Durch die Verwendung des Umlenkspiegels verringern sich die Außenmaße des Spektrometers auf 55×56 mm. Der Umlenkspiegel ist 30 mm lang und liegt gegenüber dem Eintrittsspalt.

Der Umlenkspiegel wird mit dem Spektrometer zusammen im LIGA-Verfahren strukturiert. LIGA-Strukturen weisen fertigungsbedingte Oberflächenstörungen im Bereich einiger zehn Nanometer auf, die sich auf die optische Qualität auswirken [Las03]. Daher wurde eine Alternative gesucht, bei welcher der Umlenkspiegel einen möglichst perfekten optischen Spiegel darstellt. Eine Möglichkeit ist es, den Umlenkspiegel aus poliertem Silizium zu fertigen und in das Spektrometer zu integrieren. Poliertes Silizium weist hervorragende Qualitäten als Spiegel auf.

Das Spektrometerlayout wurde so gestaltet, dass das Spektrometer nach dem Strukturieren direkt verspiegelt und mit LIGA-Wand als Umlenkspiegel genutzt werden kann. Andererseits sollte die Möglichkeit bestehen, den LIGA-Umlenkspiegel zu entfernen und durch einen Siliziumspiegel zu ersetzen, um die optische Qualität der beiden Varianten vergleichen zu können. Da der Umlenkspiegel aus Silizium aus fertigungstechnischen Gründen nicht gekrümmt sein kann, war das Layout auf einen Planspiegel beschränkt.

Wenn die Struktur des LIGA-Spiegels durch eine röntgenlithographische Zusatzbelichtung der Spiegelstruktur entfernt werden soll, muss um den Spiegel herum ausreichend Abstand zu anderen Strukturen bleiben, damit diese durch eine entsprechende Strahlblende vor der Strahlung geschützt werden können. Dieser Abstand macht es aber unmöglich, den etwa 0,5 mm starken, 30 mm breiten und 750 µm hohen Siliziumspiegel später an LIGA-Anschläge direkt anzulegen. Daher wurde eine Haltestruktur aus Stahl vorgesehen, die den Abstand zwischen den LIGA-Anschlagstrukturen und dem Siliziumspiegel überbrückt (siehe Abbildung 3-20).

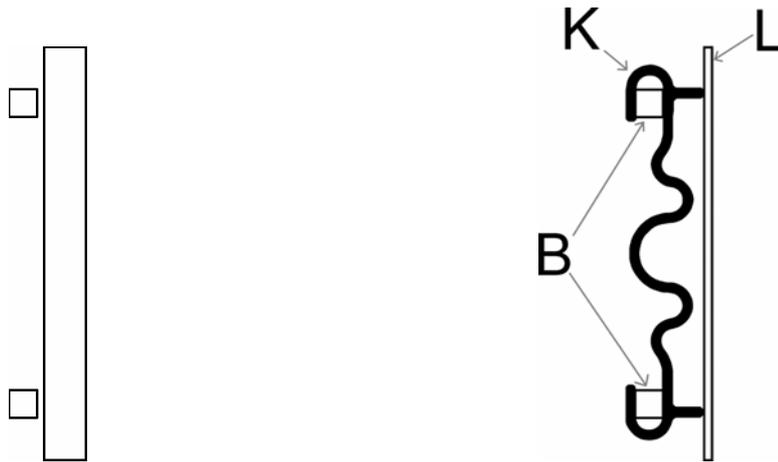


Abb. 3-20: LIGA-Umlenkspiegel (links) und der mit der Haltestruktur zu den LIGA-Anschlägen positionierte Silizium-Umlenkspiegel (rechts)

Die Haltestruktur K soll mit dem Silizium-Umlenkspiegel L verklebt und dann an den beiden rechteckigen LIGA-Strukturen B angeschlagen und mit diesen verklebt werden. Der thermische Ausdehnungskoeffizient von Silizium und Stahl ist unterschiedlich. Die Haltestruktur wurde deshalb mäanderförmig gestaltet, damit durch Temperaturänderungen auftretende Längenänderungen nicht zu einem Bruch der LIGA-Anschläge oder des Umlenkspiegels aus Silizium führen.

3.6 Gitter

Die Funktion eines Spektrometers ist es, einfallendes Licht spektral aufzuspalten. In einem Gitterspektrometer findet die Beugung des Lichts an einem Gitter statt. Deshalb ist das Gitter die wichtigste Komponente des Systems. Abbildung 3-21 erläutert die Funktion eines Gitters.

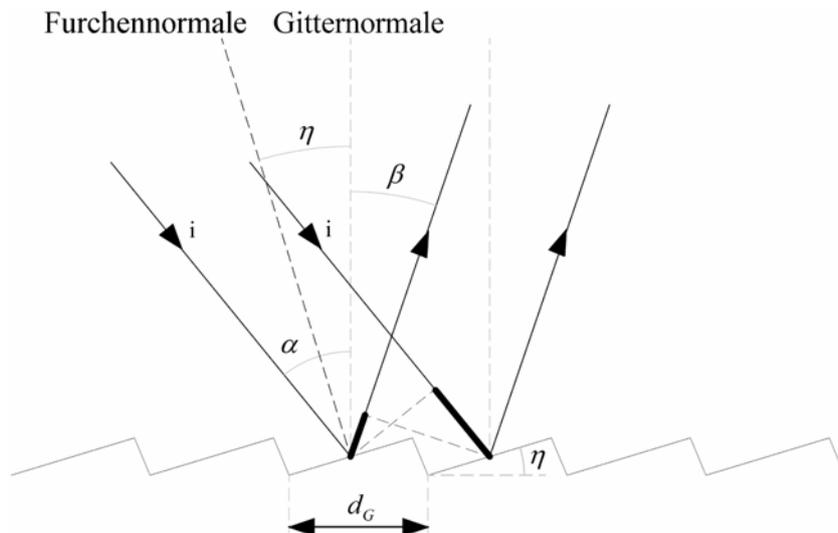


Abb. 3-21: Skizze zum Beugungseffekt an einem Gitter

Ein paralleler Lichtstrahl (in Abbildung 3-21 mit i bezeichnet) fällt unter dem Winkel α auf eine periodische Struktur, deren Gitterkonstante d_G ähnlich groß ist wie die Wellenlänge des einfallenden Lichts. Nach dem Huygens-Prinzip [Ped93] wirkt jeder Punkt dieser periodischen Struktur wie eine kohärente sekundäre Lichtquelle. Die von jeder dieser sekundären Lichtquellen ausgestrahlten elektromagnetischen Wellen besitzen die gleiche Amplitude, weisen jedoch einen Phasenunterschied auf. Die Überlagerung dieser Wellenfronten führt, abhängig von der Wellenlänge, unter dem Winkel β zu konstruktiven Interferenzen, d. h. Interferenzen zwischen Wellen deren Phasendifferenz ein ganzzahliges Vielfaches von 2π ist. Dieses lässt sich mathematisch durch die sogenannte Gittergleichung ausdrücken:

$$\sin \alpha - \sin \beta = \frac{m \cdot \lambda}{d_G} \quad (3.31)$$

Für jede Lichtwelle der Wellenlänge λ , die auf ein Beugungsgitter mit der Gitterkonstanten d_G unter dem Winkel α einfällt, lässt sich durch (3.31) der Winkel berechnen, unter dem die verschiedenen Beugungsordnungen m gebeugt werden.

Das Spektrometer funktioniert in der so genannten Rowland-Kreisanordnung (siehe Abschnitt 3.1). Deswegen muss der Radius des Gittergrundkreises doppelt so groß sein wie der des Rowland-Kreises, damit unabhängig von der Lichtwellenlänge und der Beugungsordnung, die Fokuslinie des Beugungsgitters immer auf Punkten des Rowland-Kreises liegt. Der Radius des Gittergrundkreises beträgt hier 76 mm und die Gitterkonstante beträgt $4,73 \mu\text{m}$.

Es wird ein geblatztes Gitter [Mel69], [Sam62], [Mic74], [Nev80], [Eng82] verwendet, um eine höhere Beugungseffizienz in der genutzten Beugungsordnung zu erzielen. Unter einem geblatzten Gitter versteht man ein Gitter, bei dem jede einzelne Gitterzahnflanke so ausgerichtet ist, dass sie das einfallende Licht in Richtung der gewünschten Beugungsordnung reflektiert. In dieser Arbeit ist die gewünschte Beugungsordnung die erste Beugungsordnung. Bei einem geblatzten Gitter wird jede einzelne Gitterzahnflanke als unabhängiger Mikrospie-

gel betrachtet. Mit Hilfe der geometrischen Optik lässt sich die Blaze-Bedingung durch (3.32) ausdrücken

$$\alpha - \eta = \beta + \eta \quad (3.32)$$

Die Wellenlänge, welche die Gleichung (3.32) erfüllt, wird als Blaze-Wellenlänge bezeichnet. Diese besondere Wellenlänge lässt sich mit (3.31) berechnen zu

$$2 \cdot d_G \cdot \sin \alpha \cdot \cos(\alpha - \eta) = m \cdot \lambda_{Blaze} \quad (3.33)$$

Die Blaze-Wellenlänge des neu ausgelegten Spektrometers liegt bei 400 nm. Diese Wellenlänge wurde gewählt, weil erfahrungsgemäß die Empfindlichkeit im kurzwelligen Bereich auf Grund von Absorptionen im Hohlwellenleiter und wegen der Empfindlichkeitskennlinie des Detektors eher gering ist. Durch die Wahl der Blaze-Wellenlänge wird die Empfindlichkeit in diesem Bereich angehoben, um diese Effekte auszugleichen.

Die simulierte Auflösung und die simulierte spektrale Empfindlichkeit, die das Beugungsgitter für den Wellenlängenbereich von 300 nm bis 900 nm aufweist, sind in Abbildung 3-22 dargestellt.

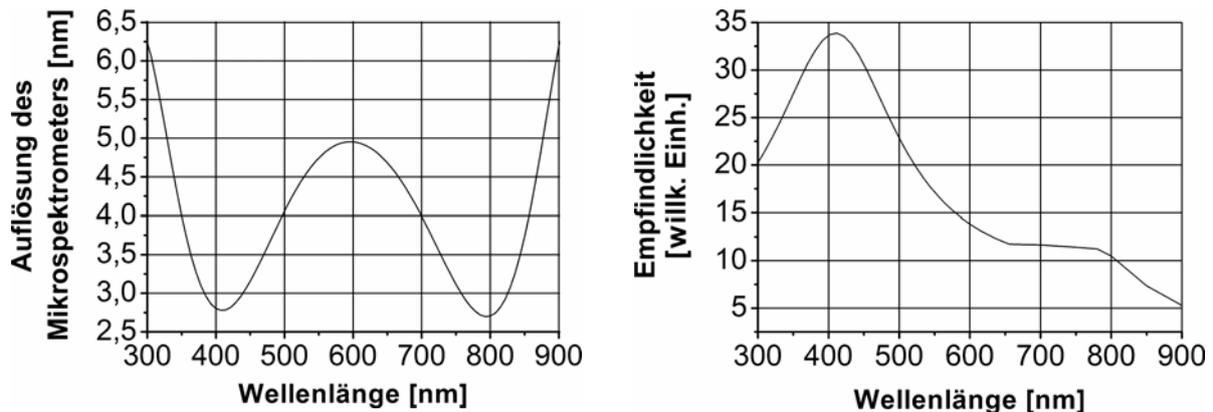


Abb. 3-22: Links das Auflösungsvermögen des Beugungsgitters für den Wellenlängenbereich von 300 nm bis 900 nm; rechts die spektrale Empfindlichkeit für den selben Wellenlängenbereich

3.7 Auskoppelspiegel

Die Funktion des Auskoppelspiegels ist es, das aus dem Hohlwellenleiter austretende Licht auf den Detektor zu reflektieren. Der Auskoppelspiegel hat einen Winkel von 40° zum Wellenleiter und sowohl seine Lage wie auch seine Breite hängen von der Dispersion und dem Wellenlängenbereich des Spektrometers ab. Der 40° -Winkel hat den Vorteil, dass am Detektor reflektiertes Licht nicht über den Auskoppelspiegel wieder in das Spektrometer gelangen kann, wo es zum Fehllicht beitragen würde.

Wenn der Auskoppelspiegel mit dem Spektrometer zusammen in LIGA-Technik gefertigt wird, hat er die selbe Höhe wie die restlichen Strukturen des Spektrometers. Der Deckel, der eine Hälfte des Wellenleiters darstellt, muss kurz vor dem Auskoppelspiegel enden, um den Lichtweg in Richtung Detektor frei zu geben. Dadurch trifft ein Teil des aus dem Wellenleiter austretenden Lichts nicht den Auskoppelspiegel und tritt in den Raum zwischen Spektrometer und Detektor ein (siehe Abbildung 3-23) [Las03]. Der maximale Austrittswinkel hängt von der numerischen Apertur der Einkoppelfaser ab und beträgt $12,7^\circ$ für eine Einkoppelfaser mit einer numerischen Apertur von $NA = 0,22$.

Bei Auskopplung über einen 40° -Spiegel und unter der Annahme, dass der Wellenleiter unter allen Winkeln die gleiche Intensität führt, kann man den verlorenen Anteil η_{40° des Nutzlichts nach einer einfachen geometrischen Berechnung auf 17% abschätzen. Bei Messungen ergaben sich Werte zwischen $\eta_{40^\circ} = 15\%$ und $\eta_{40^\circ} = 20\%$. Die Messungen wurden durchgeführt, indem ein großflächiger Detektor bei monochromatischer Einkopplung einmal an Stelle der Detektorzeile positioniert und einmal hinter den Auskoppelspiegel gestellt wurde. Dieser Lichtanteil ist nicht nur für die Nutzung verloren, sondern wenn dieses Licht an anderen Oberflächen gestreut wird, kann es, abhängig von seiner Richtung, den Detektor teilweise als Fehllicht treffen.

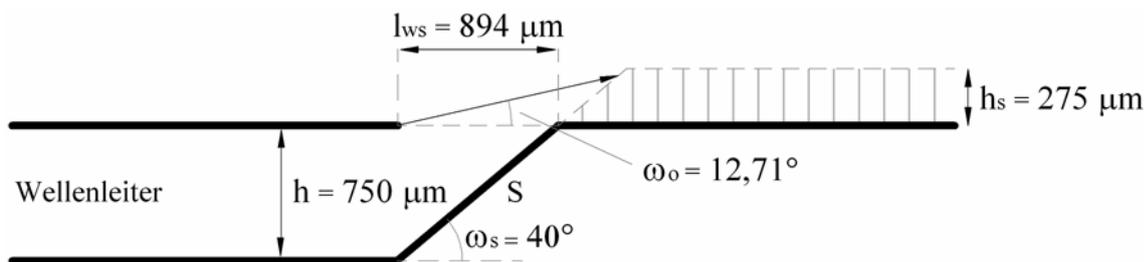


Abb. 3-23: Skizze des Auskoppelspiegels

Um das anvisierte Ziel einer Verringerung des Fehllichtanteils aufgrund dieser Überstrahlung des Auskoppelspiegels und gleichzeitig einer Steigerung des Nutzlichtanteils, der den Detektor trifft, zu erreichen, wird die Verwendung eines Auskoppelspiegels notwendig, der höher ist als die übrigen Strukturen. Die Höhe dieses Auskoppelspiegels beträgt bei einer Wellenleiterhöhe von $750 \mu\text{m}$ nach einer einfachen geometrischen Rechnung mindestens $1225 \mu\text{m}$ (siehe Abbildung 3-23). Da ein so hoher Auskoppelspiegel nicht zusammen mit den LIGA-Strukturen gefertigt werden kann, wurden im Spektrometer nur Anschlagsstrukturen vorgesehen, an die ein getrennt gefertigter Auskoppelspiegel angelegt wird.

3.8 Kollimator vor dem Detektor

Das aus dem Spektrometer ausgekoppelte Licht wird in der Ebene des Wellenleiters durch die Krümmung des Gitters fokussiert. In der Ebene senkrecht dazu läuft es jedoch mit einem durch die numerische Apertur bestimmten Winkel auseinander. Dadurch wird der Detektor - je nach dessen Geometrie - teilweise überstrahlt (siehe Abbildung 3-24).

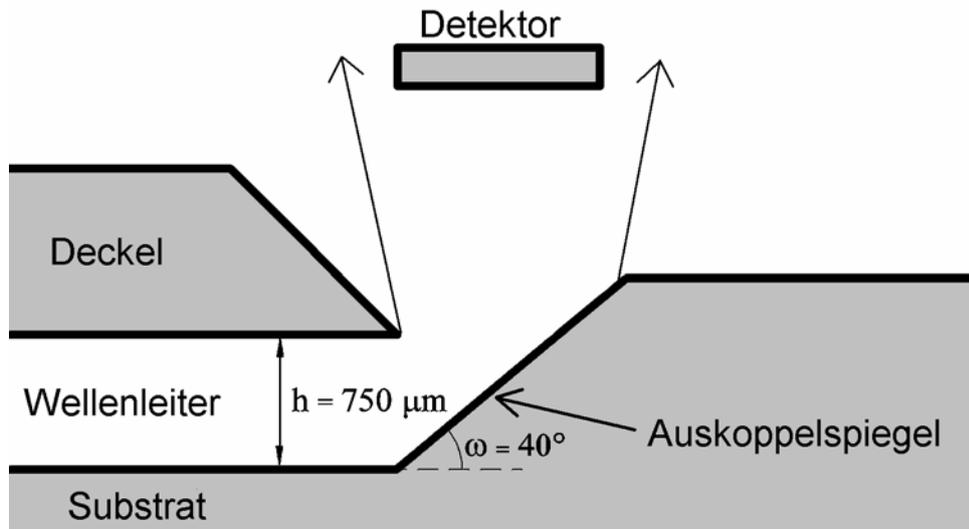


Abb. 3-24: Skizze zur Überstrahlung des Detektors

Um diese Überstrahlung zu reduzieren, ist es notwendig, dass eine Abbildungsoptik das über den Auskoppelspiegel in Richtung Detektor reflektierte Licht auf den Detektor fokussiert. Dadurch wird die Lichtintensität, die auf dem Detektor zur Verfügung steht und damit die Dynamik des Gesamtsystems, deutlich erhöht.

Um die Justage einer weiteren Einzelkomponente zum Spektrometer einzusparen, soll die Funktion der Auskoppeloptik im Auskoppelspiegel integriert werden. So soll der Auskoppelspiegel gleichzeitig das Licht zum Detektor reflektieren und in der Y-Z-Ebene (siehe Abbildung 3-25) fokussieren. Solch ein Spiegel, der alles auf ihn einfallende Licht auf einen Punkt abbildet, wird Brennpunktspiegel genannt [Ham28]. Im Folgenden wird die günstigste Form für einen solchen Auskoppelspiegel berechnet.

Die Form der Oberfläche des Auskoppelspiegels lässt sich analytisch mit folgender Differentialgleichung ausdrücken:

$$(\cos \rho_x + \cos \rho'_x) \cdot dx + (\cos \rho_y + \cos \rho'_y) \cdot dy + (\cos \rho_z + \cos \rho'_z) \cdot dz = 0 \quad (3.34)$$

Dabei sind y und z die Koordinaten des Spiegels (siehe Abbildung 3-25). Die Winkel ρ_x , ρ_y und ρ_z bezeichnen den Winkel, den ein auf einen bestimmten Punkt der Oberfläche des Auskoppelspiegels einfallender Lichtstrahl mit der X-Achse, der Y-Achse bzw. der Z-Achse einschließt. Ebenso bezeichnen ρ'_x , ρ'_y und ρ'_z die Winkel, die ein an einem bestimmten Punkt der Oberfläche des Auskoppelspiegels reflektierter Lichtstrahl mit der X-Achse, der Y-Achse bzw. der Z-Achse einschließt.

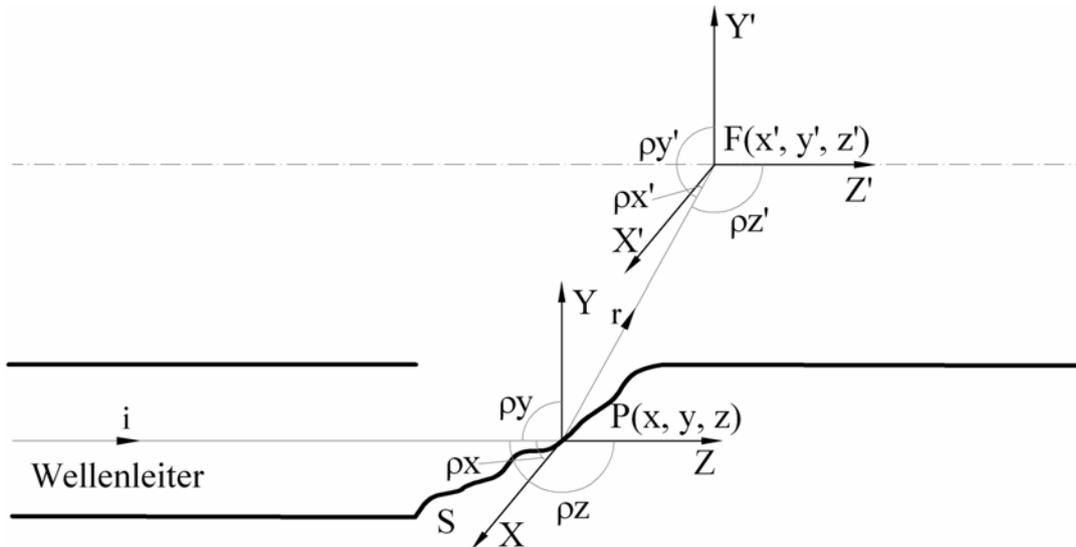


Abb. 3-25: Skizze des Auskoppelspiegels mit Koordinatensystemen zur Berechnung des analytischen Ausdrucks für die Spiegelform

Mit Hilfe der Abkürzungen

$$\cos \rho_x = \alpha \quad (3.35)$$

$$\cos \rho'_x = \alpha' \quad (3.36)$$

$$\cos \rho_y = \beta \quad (3.37)$$

$$\cos \rho'_y = \beta' \quad (3.38)$$

$$\cos \rho_z = \gamma \quad (3.39)$$

$$\cos \rho'_z = \gamma' \quad (3.40)$$

folgt aus der Differentialgleichung (3.35)

$$(\alpha + \alpha') \cdot dx + (\beta + \beta') \cdot dy + (\gamma + \gamma') \cdot dz = 0 \quad (3.41)$$

In dieser Gleichung hängen α , β und γ von x , y und z ab. Andererseits sind α' , β' und γ' auch von x , y und z abhängig. Sie hängen vom Ort des Brennpunktes ab.

Die integrale Lösung der Differentialgleichung (3.41) kann physikalisch als Aneinanderreihung vieler, unendlich kleiner Spiegel interpretiert werden, von denen jeder den auf ihn einfallende Lichtstrahl zum Brennpunkt reflektiert.

Um die Rahmenbedingungen zu finden, unter der die Gleichung (3.41) integrierbar ist, stellt man fest, dass der Teil $\alpha' \cdot dx + \beta' \cdot dy + \gamma' \cdot dz$ der Differentialgleichung (3.41) immer ein totales Differential ist. Wenn der Abstand zwischen dem Brennpunkt und dem Punkt der Oberfläche des Auskoppelspiegels, auf den das einfallende Licht trifft, durch ρ' dargestellt

wird und die Koordinaten des Brennpunktes mit X' , Y' und Z' bezeichnet werden, ergeben sich die folgenden Gleichungen

$$X' - x = \alpha' \rho' \quad (3.42)$$

$$Y' - y = \beta' \rho' \quad (3.43)$$

$$Z' - z = \gamma' \rho' \quad (3.44)$$

Da die Summe der Quadrate der drei Richtungskosinus gleich eins ist

$$\alpha'^2 + \beta'^2 + \gamma'^2 = 1 \quad (3.45)$$

und indem man die Gleichungen (3.42) bis (3.46) bezüglich α' bzw. X' ableitet, erhält man folgende Differentialgleichungen

$$\alpha' \cdot d\alpha' + \beta' \cdot d\beta' + \gamma' \cdot d\gamma' = 0 \quad (3.46)$$

$$\alpha' \cdot dX' + \beta' \cdot dY' + \gamma' \cdot dZ' = 0 \quad (3.47)$$

Folglich ist

$$\alpha' \cdot dx + \beta' \cdot dy + \gamma' \cdot dz = -d\rho' \quad (3.48)$$

Eine Differentialgleichung ist integrierbar, wenn irgendeine mathematische Beziehung zwischen ihren Variablen existiert, die den Anforderungen dieser Gleichung genügt. Die Integrierbarkeit der Differentialgleichung (3.41) fordert, dass die Beziehung zwischen den Variablen x , y und z derart sein muss, dass der Teil $\alpha \cdot dx + \beta \cdot dy + \gamma \cdot dz$ das totale Differential einer Funktion der zwei übrigen unabhängigen Variablen ist. Der mathematische Ausdruck dieser Bedingung lautet

$$(\alpha + \alpha') \cdot \left(\frac{d\beta}{dz} - \frac{d\gamma}{dy} \right) + (\beta + \beta') \cdot \left(\frac{d\gamma}{dx} - \frac{d\alpha}{dz} \right) + (\gamma + \gamma') \cdot \left(\frac{d\alpha}{dy} - \frac{d\beta}{dx} \right) = 0 \quad (3.49)$$

Da α , β und γ drei linear unabhängige Skalarprodukte zweier Einheitsvektoren darstellen, die eine Rotation in einem zweidimensionalen euklidischen Raum definieren, können die Anforderungen der Gleichung (3.49) nur erfüllt werden, wenn

$$\left(\frac{d\beta}{dz} - \frac{d\gamma}{dy} \right) = 0 \quad (3.50)$$

$$\left(\frac{d\gamma}{dx} - \frac{d\alpha}{dz} \right) = 0 \quad (3.51)$$

$$\left(\frac{d\alpha}{dy} - \frac{d\beta}{dx} \right) = 0 \quad (3.52)$$

Das bedeutet, dass der Teil $\alpha \cdot dx + \beta \cdot dy + \gamma \cdot dz$ ein totales Differential von den drei unabhängigen Variablen x , y und z ist.

Physikalisch werden die Gleichungen (3.50) bis (3.52) als einfallende Lichtstrahlen interpretiert, die eine Reihe von Oberflächen schneiden, die mathematisch durch Gleichung (3.53) beschrieben werden [Bra79] und [Cas85].

$$\int \alpha \cdot dx + \beta \cdot dy + \gamma \cdot dz = \text{Konstante} \quad (3.53)$$

Die Funktionen α , β und γ beziehen sich auf den Kosinus der Winkel, welche die im Punkt (x, y, z) des Auskoppelspiegels einfallenden Lichtstrahlen mit der X-Achse, Y-Achse bzw. Z-Achse einschließen. Nehmen wir an, dass der Punkt (x, y, z) sich proportional zum Kosinus der Winkel α , β und γ verschiebt. Diese Verschiebung wird mit $(\delta x, \delta y, \delta z)$ bezeichnet. Nach dem Fermatschen Prinzip [Cas85] erhält man, dass der neue Punkt $(x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z)$ dann und nur dann dem selben Lichtstrahl entspricht, wie der alte Punkt (x, y, z) , wenn die Infinitesimalgrößen von zweiter und höherer Ordnung dieser Veränderung vernachlässigt werden. Das bedeutet, dass die optische Weglänge als konstant angenommen werden kann. Dann und nur dann finden infinitesimale Veränderungen erster Ordnung statt. Das führt zu den folgenden Gleichungen

$$\alpha \cdot \frac{d\alpha}{dx} + \beta \cdot \frac{d\alpha}{dy} + \gamma \cdot \frac{d\alpha}{dz} = 0 \quad (3.54)$$

$$\alpha \cdot \frac{d\beta}{dx} + \beta \cdot \frac{d\beta}{dy} + \gamma \cdot \frac{d\beta}{dz} = 0 \quad (3.55)$$

$$\alpha \cdot \frac{d\gamma}{dx} + \beta \cdot \frac{d\gamma}{dy} + \gamma \cdot \frac{d\gamma}{dz} = 0 \quad (3.56)$$

Mit der Gleichung

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1 \quad (3.57)$$

leitet man ab

$$\alpha \cdot \frac{d\alpha}{dx} + \beta \cdot \frac{d\beta}{dx} + \gamma \cdot \frac{d\gamma}{dx} = 0 \quad (3.58)$$

$$\alpha \cdot \frac{d\alpha}{dy} + \beta \cdot \frac{d\beta}{dy} + \gamma \cdot \frac{d\gamma}{dy} = 0 \quad (3.59)$$

$$\alpha \cdot \frac{d\alpha}{dz} + \beta \cdot \frac{d\beta}{dz} + \gamma \cdot \frac{d\gamma}{dz} = 0 \quad (3.60)$$

Indem man die Gleichungen (3.54) bis (3.56) und (3.58) bis (3.60) benutzt, findet man, dass

$$\left(\frac{d\beta}{dz} - \frac{d\gamma}{dy}\right) \propto (\alpha, \beta, \gamma) \quad (3.61)$$

$$\left(\frac{d\gamma}{dx} - \frac{d\alpha}{dz}\right) \propto (\alpha, \beta, \gamma) \quad (3.62)$$

$$\left(\frac{d\alpha}{dy} - \frac{d\beta}{dx}\right) \propto (\alpha, \beta, \gamma) \quad (3.63)$$

Daraus schließt man, dass die Gleichung (3.49) sich in die drei Gleichungen (3.50) bis (3.52) zerlegen lässt.

Wenn der Abstand zwischen der Lichtquelle und dem Lichteinfallspunkt auf der Oberfläche des Auskoppelspiegels durch ρ dargestellt wird und die Koordinaten dieses Punktes mit X , Y und Z bezeichnet werden, erhält man

$$X - x = \alpha\rho \quad (3.64)$$

$$Y - y = \beta\rho \quad (3.65)$$

$$Z - z = \gamma\rho \quad (3.66)$$

Indem Gleichung (3.57) in die beiden folgenden eingesetzt wird,

$$\alpha \cdot d\alpha + \beta \cdot d\beta + \gamma \cdot d\gamma = 0 \quad (3.67)$$

$$\alpha \cdot dX + \beta \cdot dY + \gamma \cdot dZ = 0 \quad (3.68)$$

erhält man, dass

$$\alpha \cdot dx + \beta \cdot dy + \gamma \cdot dz = -d\rho \quad (3.69)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (3.69) und (3.49) wird die Gleichung (3.41) umgestellt zu

$$d\rho + d\rho' = 0 \quad (3.70)$$

deren Integral ist

$$\rho + \rho' = \text{Konstante} \quad (3.71)$$

Wobei ρ und ρ' reale Abstände sind. Der Begriff reale Abstände bezieht sich auf Abstände, die entlang der Lichtstrahlen gemessen sind und deshalb stets als positiv angenommen werden. Nach Gleichung (3.71) muss der Auskoppelspiegel so geformt sein, dass die gesamte Weglänge, die ein Lichtstrahl zwischen der Lichtquelle und dem Auskoppelspiegel und dann

zwischen dem Auskoppelspiegel und dem Brennpunkt durchläuft, für alle Lichtstrahlen gleich lang ist.

Um einen quantitativen Ausdruck für die Form des Auskoppelspiegels zu erhalten, muss man noch zu einer rein mathematischen Auslegung greifen. Die Gleichung (3.71) wird als die Menge der Punkte interpretiert, für welche die Summe der Entfernungen zwischen zwei festen Punkten, die als vorderer bzw. hinterer Objektivbrennpunkt bezeichnet werden, konstant ist. Diese Interpretation stimmt mit der geometrischen Begriffsbestimmung einer konischen Kurve überein, wobei die Konstante als Exzentrizität der konischen Kurve bezeichnet wird [Cox69].

Außerdem werden alle vom Auskoppelspiegel zur Detektorzeile reflektierten Lichtstrahlen nur in der Y-Z-Ebene fokussiert. Deswegen wird die gesuchte Spiegelform kein Rotationskoid sein, sondern eine konische Kurve in der Y-Z-Ebene, die in X-Richtung verschoben wird. Dadurch vereinfacht sich der mathematische Ausdruck für die Spiegelform erheblich. Weiterhin wird vereinfachend angenommen, dass sich alle eingekoppelten Lichtstrahlen wegen des Kollimators (siehe Abschnitt 3.3.2) bis zum Beugungsgitter parallel zum Wellenleiter ausbreiten. Strukturen, die mit dem LIGA-Verfahren gefertigt wurden, weisen fast senkrechte Seitenwände auf. Es kann daher angenommen werden, dass das Beugungsgitter senkrecht zur Ausbreitungsebene des Lichts steht. Infolgedessen werden alle aus dem Hohlwellenleiter austretenden Lichtstrahlen den Auskoppelspiegel annähernd parallel zur Wellenleiterebene treffen (siehe Abbildung 3-26).

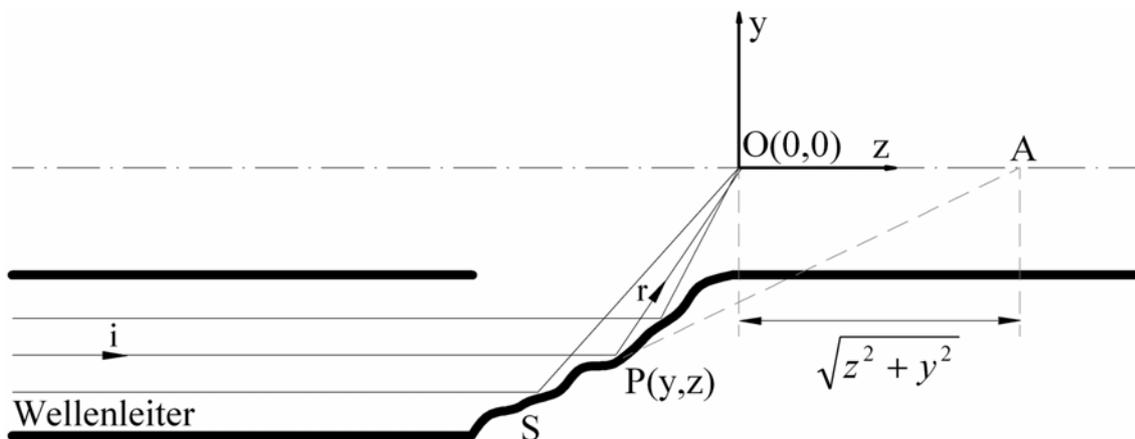


Abb. 3-26: Skizze des Auskoppelspiegels mit der Annahme, dass das Licht den Wellenleiter annähernd parallel verlässt

Unter dieser Voraussetzung wird der Abstand zwischen der Lichtquelle und dem Auskoppelspiegel als unendlich definiert. Da der Abstand zwischen der Lichtquelle und irgendeiner XY-Ebene, die zwischen der Lichtquelle und dem Auskoppelspiegel liegt, für alle Lichtstrahlen derselbe ist, schließt man, dass der Abstand zwischen irgendeiner XY-Ebene und dem Auskoppelspiegel für alle Lichtstrahlen derselbe ist. Daraus folgt, dass die Oberfläche des Auskoppelspiegels der geometrische Ort der Punkte ist, die von einem festem Punkt, Brennpunkt genannt, und einer festen Gerade, die als Leitlinie bezeichnet wird, gleich weit entfernt

sind. Das stimmt mit der geometrischen Definition einer Parabel überein, deren mathematische Beschreibung lautet

$$y = \frac{dy}{dz} \cdot z \quad (3.72)$$

Gleichung (3.72) lässt sich (siehe Abbildung 3-26) folgendermaßen umformen

$$y = \left(z + \sqrt{z^2 + y^2} \right) \cdot \frac{dy}{dz} \quad (3.73)$$

Die Gleichung (3.73) ist eine einfache homogene Differentialgleichung, deren Lösung sich nach [Kis84] ausdrücken lässt als

$$y^2 = c^2 + 2 \cdot c \cdot z \quad (3.74)$$

wobei c eine Integrationskonstante bezeichnet.

Da die Lage des Detektors für einen Auskoppelspiegel mit einer Höhe von $750 \mu\text{m}$ optimiert wurde, muss die Oberfläche des neuen, höheren parabolischen Auskoppelspiegels so berechnet werden, dass der Spiegel das Licht auf die ursprüngliche Mitte des Detektors fokussiert. Der Mittelpunkt des Auskoppelspiegels mit 40° -Kante und $750 \mu\text{m}$ Höhe wird $P(y, z)$ genannt (siehe Abbildung 3-26). Diese Voraussetzung ermöglicht eine einfache Berechnung der Integrationskonstanten c . Nehmen wir ein Koordinatensystem an, dessen Koordinatenursprung in der Mitte der Detektorpixel liegt. Dann liegt der oben genannte Mittelpunkt des Auskoppelspiegels $P(y, z)$ auf den Koordinaten $y = -2675 \mu\text{m}$ und $z = -472 \mu\text{m}$. Diese Werte ergeben sich aus der vorgegebenen Dicke des Deckels des Spektrometers von einem Millimeter, der halben Strukturhöhe von $375,5 \mu\text{m}$, dem Abstand der aktiven Detektorfläche von der Detektorgehäuseoberfläche und dem 40° -Winkel des Auskoppelspiegels. Aus diesen Werten errechnet sich die Konstante $c = -2325 \mu\text{m}$ in Gleichung (3.74).

In der Abbildung 3-27 ist der Sagittalschnitt des berechneten parabolischen Auskoppelspiegels graphisch dargestellt.

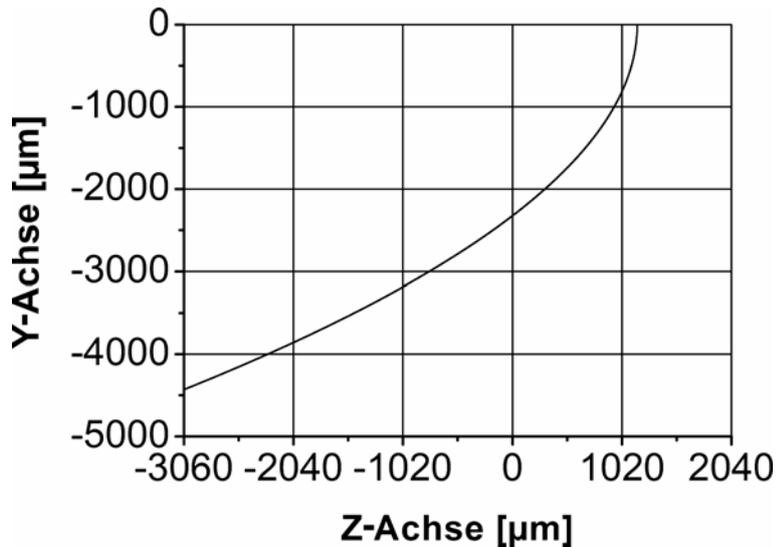


Abb. 3-27: Sagittalschnitt des parabolischen Auskoppelspiegels. Nur der Bereich zwischen etwa $z = -1000 \mu\text{m}$ und $z = 0 \mu\text{m}$ wird als Auskoppelspiegel benutzt.

Die Herstellung dieser Struktur, die in der X-Richtung wegen der Detektorgesamtbreite von $512 \times 25 \mu\text{m} = 12,8 \text{ mm}$ eine Länge von 12 mm aufweist, ist im LIGA-Verfahren nicht möglich. Idealerweise müsste der parabolische Auskoppelspiegel aus Metall oder Glas geschliffen und poliert werden. Da die Oberflächengüte eines optischen Spiegels erreicht werden muss, ist die Fertigung eines solchen, stark gekrümmten Parabolspiegels schwierig und teuer.

Die Verwendung eines kreisförmig gekrümmten Auskoppelspiegels statt eines parabolischen Auskoppelspiegels stellt eine preiswertere Lösung dar, die nur geringfügig schlechtere Abbildungseigenschaften aufweist.

Um einen analytischen Ausdruck für die Form des kreisförmigen Auskoppelspiegels zu erhalten, geht man von drei Punkten der Parabel (3.74) aus. Diese drei Punkte werden als $O(y, z)$, $P(y, z)$ und $U(y, z)$ bezeichnet (siehe Abbildung 3-28). $O(y, z)$ und $U(y, z)$ sind der oberste bzw. der unterste Punkt des parabolischen Spiegels. $P(y, z)$ ist der Punkt, für den die Position des Detektors optimiert wurde. Mit Hilfe der so genannten Determinantenmethode [Sch88] wird die Gleichung eines Kreises berechnet, der diese drei Punkte verbindet.

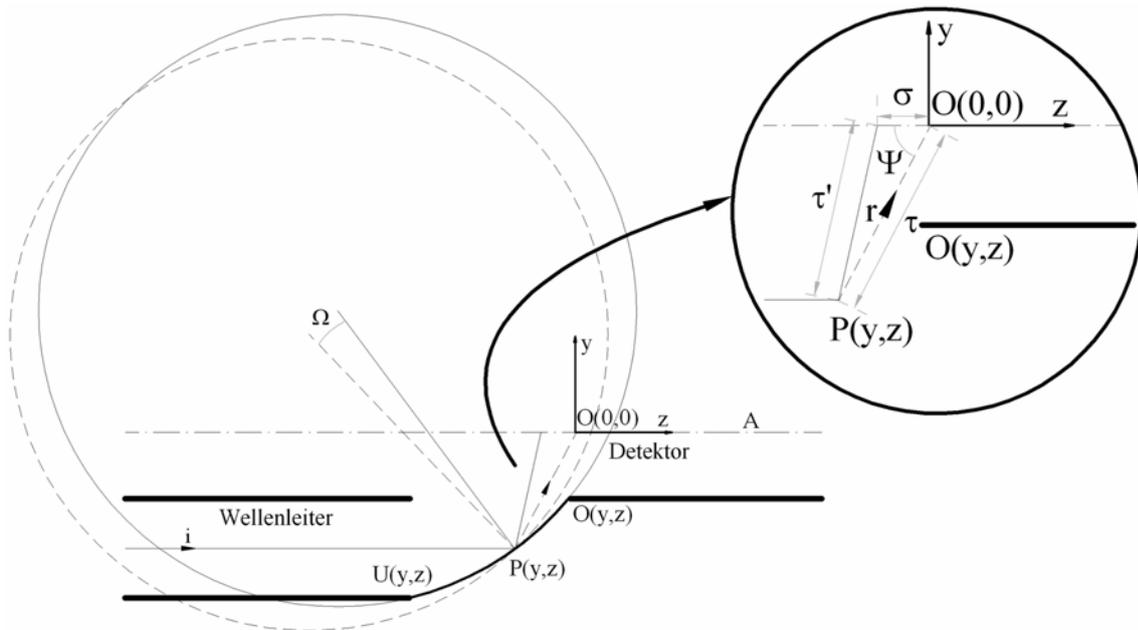


Abb. 3-28: Skizze des kreisförmigen Auskoppelspiegels

Die Koordinaten dieser drei Punkte sind

$$O(y, z) = (-2025 \mu\text{m}, -208 \mu\text{m}) \quad (3.75)$$

$$P(y, z) = (-2675 \mu\text{m}, -472 \mu\text{m}) \quad (3.76)$$

$$U(y, z) = (-3050 \mu\text{m}, -838 \mu\text{m}) \quad (3.77)$$

Zur Anwendung der oben zitierten numerischen Methode wurde mit Hilfe des Software Mathematica [Gra97] die folgende Matrix berechnet

$$\begin{pmatrix} x^2 + y^2 & x & y & 1 \\ 7378 & -2675 & -472 & 1 \\ 4144 & -2025 & 208 & 1 \\ 10005 & -3050 & -838 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.78)$$

deren Determinante den analytischen Ausdruck des gesuchten Kreises wie folgt angibt

$$1,25113 + 0,602073 \cdot x + 0,0171 \cdot x^2 - 0,494173 \cdot y + 0,0171 \cdot y^2 = 0 \quad (3.79)$$

Das vom kreisförmigen Auskoppelspiegel (Gleichung 3.79) reflektierte Licht trifft den Detektor an verschiedenen Positionen. Der Mittelpunkt dieser Positionen muss mit dem Brennpunkt des parabolischen Auskoppelspiegels übereinstimmen. Der Mittelpunkt weist jedoch eine Abweichung zum Brennpunkt auf. Deshalb werden auch alle reflektierten Lichtstrahlen eine Abweichung zu ihrer Idealrichtung aufweisen, was zu einer Verminderung der Auskoppelleffizienz führen würde. Um die negative Wirkung dieser Abweichung zu vermeiden, wird

der Kreis (3.79) um einen Winkel Ω gedreht (siehe Abbildung 3-28). Dies bewirkt, dass die mittlere Richtung aller reflektierten Lichtstrahlen auf den berechneten Brennpunkt des parabolischen Auskoppelspiegels zeigt.

Als Rotationsachse wird eine zur Y-Z-Ebene orthogonale Achse angenommen, die den Punkt $P(y, z)$ enthält. Der Winkel Ω lässt berechnen zu

$$\Omega = \frac{\Phi}{2} \quad (3.80)$$

wobei Φ ist eine Hilfsvariable, die sich ausdrücken lässt als

$$\Phi = \arcsin\left(\frac{\sigma \cdot \sin \Psi}{\tau'}\right) \quad (3.81)$$

wobei τ' der Abstand zwischen der Mitte des Auskoppelspiegels und dem Mittelpunkt aller von dem kreisförmigen Auskoppelspiegel reflektierten Lichtstrahlen auf dem Detektor ist. Ψ ist der Winkel zwischen τ und der Z-Richtung. τ entspricht dem Abstand zwischen der Mitte des Auskoppelspiegels und der Mitte des Detektors. σ ist die Abweichung des Mittelpunkts aller von dem kreisförmigen Auskoppelspiegel auf den Detektor reflektierten Lichtstrahlen zur Mitte des Detektors.

Indem der Kosinussatz (3.82) mit der trigonometrischen Beziehung (3.83) kombiniert wird, lassen sich τ' und Ψ berechnen zu

$$\tau' = \left(\sigma^2 + \tau^2 - 2 \cdot \sigma \cdot \tau \cdot \cos \Psi\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.82)$$

$$\Psi = \pi - \left(\frac{\pi}{2} + \varepsilon'\right) \quad (3.83)$$

wobei ε' eine Hilfsvariable ist, die dem Drehwinkel von τ bezüglich der Y-Richtung entspricht.

Werden die numerischen Werte $\varepsilon' = 10^\circ$, $\sigma = 70 \mu\text{m}$ und $\tau = 2716 \mu\text{m}$ in die Gleichungen (3.80) bis (3.83) eingesetzt, ergibt sich ein Wert von $\Omega = 0,72^\circ$. Daraus ergibt sich ein Kreis mit einem Radius von $R = 7520 \mu\text{m}$, dessen Mittelpunkt sich in dem Punkt mit den Koordinaten $y = -98 \mu\text{m}$ und $z = -5210 \mu\text{m}$ befindet.

Die Verwendung einem kreisförmigen Auskoppelspiegels anstatt eines parabolischen Auskoppelspiegels verursacht auf den Detektor einen Lichtverlust. Der Lichtverlust entspricht der geometrischen Differenz zwischen der Oberfläche des kreisförmigen Mikrospiegels und der Oberfläche des parabolischen Mikrospiegels, und kann als binomische Reihe ausgedrückt werden:

$$\text{Lichtverlust} = 100 \cdot \left| \sum_{i=1}^N \frac{y^{2-i+2}}{2^{i+2} \cdot R^{2-i+1}} \right| \approx 6.4\% \quad (3.85)$$

Die Intensitätsverteilung auf dem Detektor eines Spektrometers mit einem solchen Auskoppelspiegel wurde mit Hilfe der Software Zemax simuliert. Die Ergebnisse dieser Simulationen werden in den Abbildungen 3-28 bis 3-30 vorgestellt.

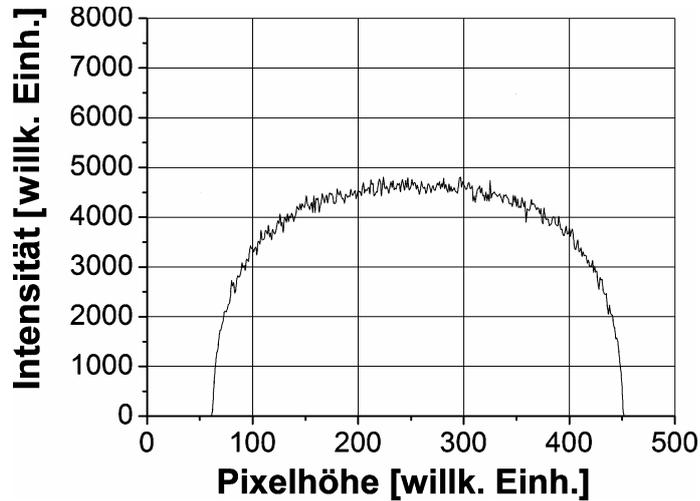


Abb. 3-29: Simulationsergebnis zum Auskoppelspiegel mit ebener 40°-Kante

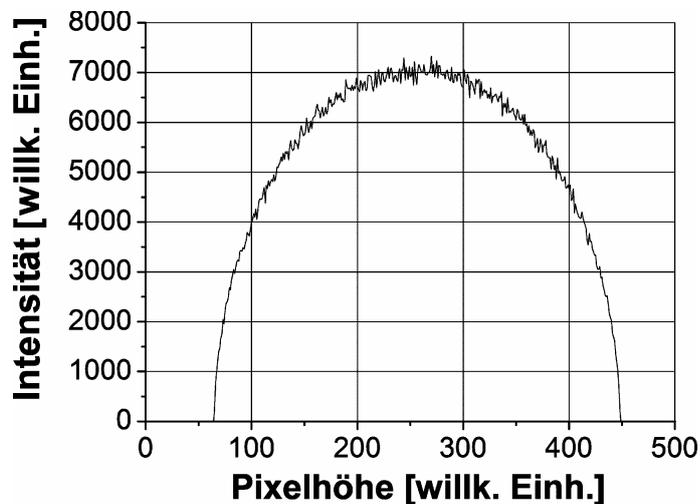


Abb. 3-30: Simulationsergebnis zum parabolischen Auskoppelspiegel

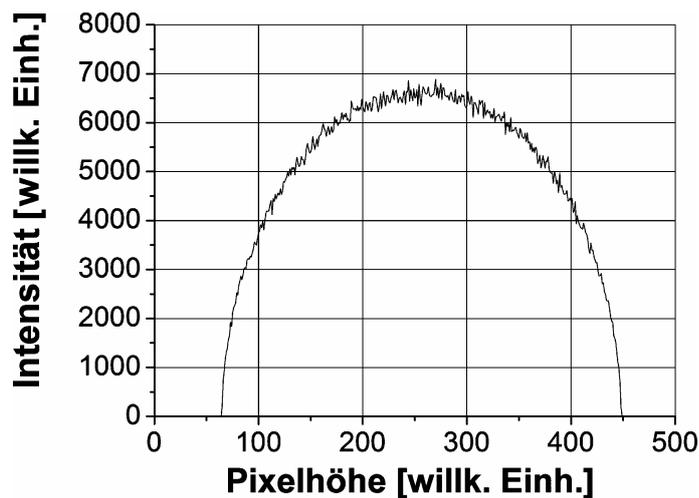


Abb. 3-31: Simulationsergebnis zum zylindrischen Auskoppelspiegel

Der Vergleich aller drei Simulationen zeigt deutlich die quantitative Verbesserung, die ein gekrümmter Auskoppelspiegel mit sich bringt. Mit einem parabolischen Auskoppelspiegel wird 52,4% mehr Licht den Detektor treffen als mit einem Auskoppelspiegel mit 40°-Kante. Mit einem zylindrischen Auskoppelspiegel beträgt die Intensitätssteigerung gegenüber dem 40°-Spiegel immer noch 43,3%.

3.9 Hilfsstrukturen

Neben den optischen Funktionselementen werden zum Aufbau des Gesamtsystems Stützstrukturen benötigt. Zur Minimierung des auf den Detektor treffenden Fehllichtes werden, wo nötig, Trennwände eingefügt. In beiden Fällen handelt es sich um Hilfsstrukturen, welche die eigentliche optische Funktion nicht beeinflussen.

Die Stützstrukturen erfüllen nur mechanische Zwecke. Damit die optische Funktion des Gesamtsystems nicht beeinflusst wird, müssen sie sehr sorgfältig entworfen werden, da sie Licht im direkten Strahlengang des Spektrometers oder Streulicht ungewollt auf den Detektor reflektieren können, wo es dann als Fehllicht registriert wird. Deswegen müssen die Stützstrukturen so angeordnet werden, dass sie den Hauptstrahlengang nicht stören und möglichst wenig an Ihren Seitenwänden reflektiertes oder gestreutes Licht den Detektor trifft.

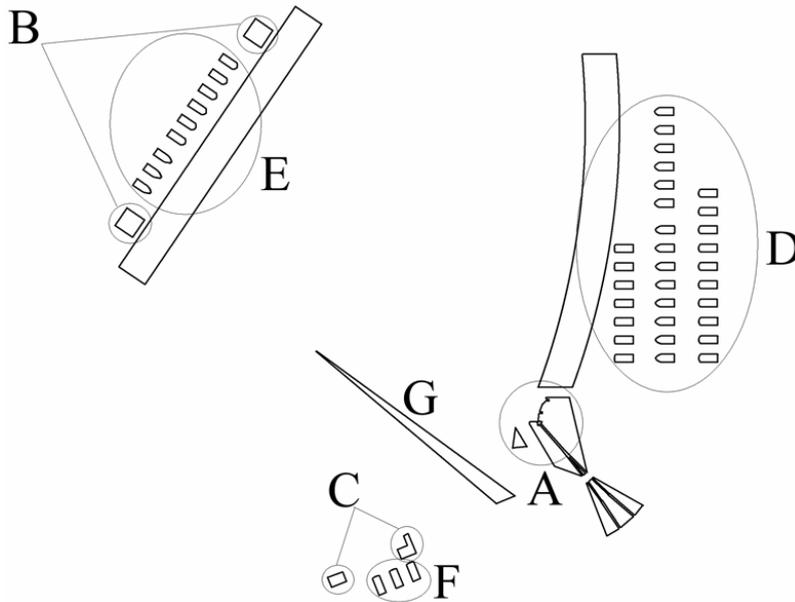


Abb. 3-32: Skizze der Hilfsstrukturen des Spektrometers

Abbildung 3-32 zeigt die Hilfsstrukturen zusammen mit den optischen Funktionsstrukturen, wie sie im Design angeordnet sind. Die mit A bezeichnete Einkoppelstruktur zeigt die mechanischen Justageanschlüsse der in Abschnitt 3.3.2 vorgestellten zylindrisch-asphärischen Linse aus PMMA. Um die Linse mechanisch zu fixieren, wird sie mit UV-härtendem Klebstoff an der Struktur A an zwei Stellen, in Abbildung 3-33 mit 1 und 2 bezeichnet, verklebt.

In Abschnitt 3.3.2 wurde auch eine Zylinderlinse aus Glas vorgestellt. Diese Linse kann alternativ eingesetzt werden und wird gegebenenfalls mit UV-härtendem Klebstoff an der Struktur A an zwei Punkten, in Abbildung 3-33 mit 3 und 4 bezeichnet, verklebt.

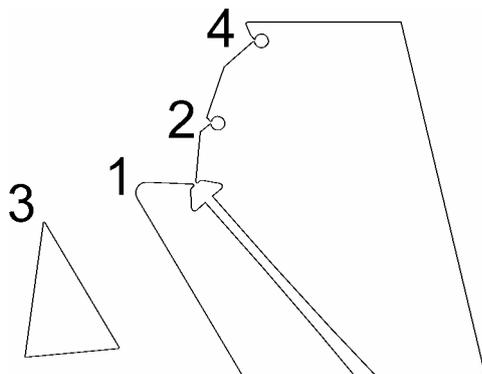


Abb. 3-33: Skizze des vorderen Teils des Einkoppelschachts mit Eintrittsspalt und Anschlängen für die Kollimatorlinsen

Um den Umlenkspiegel aus Silizium (siehe Abschnitt 3.5) montieren zu können, werden zwei Strukturen, in Abbildung 3-32 mit B bezeichnet, benutzt.

Der Einsatz eines Auskoppelspiegels, der höher ist als die übrigen Strukturen des Spektrometers, macht die gleichzeitige röntgenlithographische Strukturierung aller Spektrome-

terstrukturen unmöglich. Da der Auskoppelspiegel als einzelne Komponente mechanisch strukturiert wird, ist eine genaue Justage dieses Auskoppelspiegels zu den direktlithographischen Strukturen erforderlich. Die beiden in Abbildung 3-32 mit C bezeichneten mechanischen Anschläge ermöglichen eine präzise Justierung des Auskoppelspiegels zu den restlichen Spektrometerstrukturen.

Die in Abbildung 3-32 mit D, E und F bezeichneten Strukturen sind die LIGA-Kollimationslinsen, die in Abschnitt 3.3.2 vorgestellt wurden. Um Kosten bei der Herstellung des Spektrometers zu sparen, wurden alle benötigten Strukturen (Spektrometer und Kollimatorlinsen) auf einer einzigen Arbeitsmaske realisiert. Diese Linsenstrukturen dienen im 750 μm hohen Spektrometer nur als Auflage- und Klebeflächen für den Wellenleiterdeckel. Wird die Maske zur Fertigung von 1500 μm hohen Kollimatorlinsen genutzt (siehe Abschnitt 4.4), so werden die dabei entstehenden, 1500 μm hohen Spektrometerstrukturen verworfen. Die Strukturen für die Kollimatorlinsen befinden sich hinter dem Gitter, hinter dem Umlenkspiegel bzw. hinter dem Auskoppelspiegel. Daher werden sie nicht von Licht getroffen und verändern daher die optischen Eigenschaften des Spektrometers nicht.

Als Trennwände werden alle diejenige Strukturen bezeichnet, die nur eine indirekte optische Funktion erfüllen. Die in Abbildung 3-32 mit G bezeichnete Struktur ist eine Trennwand. Die Funktion dieser Trennwand ist es, den Auskoppelspiegel vor unerwünschtem Lichteinfall zu schützen. Einerseits schützt die Trennwand den Detektor vor Licht aus den höheren Beugungsordnungen des Gitters, welches sonst direkt des Auskoppelspiegel treffen würde, andererseits wird Licht vom Detektor ferngehalten, das direkt aus dem Eintrittsspalt in Richtung Detektor abgestrahlt wird.

3.10 Detektor

Als Detektor wird eine Zeile mit 512 Photodioden verwendet. Die einzelnen Photodioden werden auch als Pixel bezeichnet. Der Abstand zwischen den Mittelpunkten zweier benachbarter Photodioden, der als Pitch bezeichnet wird, beträgt 25 μm . Jedes Pixel hat eine Höhe von 500 μm . Da der Detektor im sichtbaren Wellenlängenbereich empfindlich sein muss, wird Silizium als Detektormaterial benutzt. Die Vorteile solcher Silizium-Detektorzeilen liegen unter anderem in einer hohen Empfindlichkeit für sichtbares Licht und in der preiswerten Verfügbarkeit von Detektorzeilen mit kleinem Pitch bei zugleich großer Pixelhöhe.

Nimmt man an, dass das Mikrospektrometer kein Fehllicht und keine Abbildungsfehler aufweist und dass monochromatisches Licht eingestrahlt wird, dann müsste das System idealerweise den Eintrittsspalt im Maßstab eins zu eins auf den Detektor abbilden. Auf dem Detektor ergäbe sich theoretisch ein gleichmäßig ausgeleuchteter, rechteckiger Lichtfleck mit einer Größe von 750 μm x 50 μm , sofern der Eintrittsspalt homogen ausgeleuchtet ist. Bei monochromatischer Beleuchtung werden also, je nach Lage des Spektrums zum Detektor, nur zwei bzw. drei Pixel beleuchtet. Die Fläche auf dem Detektor, die dabei bestrahlt wird, ist also 50 μm bzw. 75 μm breit.

Bei der vorgegebenen Dispersion von 0,0668 nm/ μm wird die erreichbare spektrale Auflösung alleine durch diesen Effekt im günstigsten Fall auf 3,34 nm und für den Fall, dass die Spektrallinie auf drei Pixel abgebildet wird, auf 5 nm begrenzt.

4 Herstellungsverfahren des Spektrometers

In Kapitel 4 werden die wesentlichen Schritte der Herstellung des Spektrometers betrachtet. Dabei wird der Schwerpunkt auf die Fertigungsschritte gelegt, die für die Herstellung des im Rahmen dieser Arbeit ausgelegten Mikrospektrometers neu entwickelt oder weiterentwickelt wurden, um die Realisierung des Spektrometers überhaupt zu ermöglichen. Der Schwerpunkt lag dabei einerseits auf der Erarbeitung einer geeigneten Maskentechnik sowie auf der Entwicklung eines Prozesses zur Herstellung von Formeinsätzen mit Teilen, die in die Resiststruktur eingelegt werden, um damit Formeinsätze herstellen zu können, die Nicht-LIGA-Strukturen und Strukturen unterschiedlicher Höhe enthalten.

Da das Spektrometer mit einem Gesamtdurchmesser von etwa 65 mm eine relativ große Grundfläche hat, musste eine dazu passende Röntgenmaskentechnik entwickelt werden. Insbesondere kann die Resistschicht weder bei einer Titan- noch bei einer Berylliummembran nach der bisher gebräuchlichen Methode hergestellt werden. Es mussten neue Methoden erarbeitet werden. Diese werden im Abschnitt 4.1 und 4.2 erläutert.

4.1 Berylliummaskentechnik

Die ideale Arbeitsmaske besteht aus einer für Röntgenstrahlung transparenten Membran, welche die Absorberstrukturen trägt. Die Membran besteht aus einem Material mit geringer atomarer Ordnungszahl. Sie muss einerseits möglichst dünn sein, damit sie nicht stark absorbiert, zugleich aber auch eben, mechanisch stabil und verzugsfest und dies muss auch noch während der, zum Teil mit einem erheblichen Wärmeeintrag verbundenen, Röntgenbestrahlung gelten. Die Absorberstrukturen müssen das verwendete Röntgenlicht dagegen möglichst stark absorbieren, damit der Bereich hinter den Absorberstrukturen vor einer Bestrahlung geschützt wird. Sie bestehen daher aus Materialien mit hoher Ordnungszahl. Meist wird Gold verwendet, da es sich sehr gut durch galvanische Abscheidung auf der Maskenmembran aufbringen lässt.

Beryllium kommt auf Grund seiner niedrigen Ordnungszahl als Maskenträgerfolie in Frage. Es weist eine sehr gute Röntgentransparenz und Dimensionsstabilität auf. Beispielsweise hat eine Berylliummembran von 500 μm Dicke eine Röntgentransparenz von über 95 %. Dies ist viel höher als bei anderen Maskenmaterialien wie SiC mit 25% bzw. Ti mit 1% bei gleicher Membrandicke [Hei97], [Sch87]. Da Beryllium so transparent für Röntgenlicht ist, können die daraus gefertigten Maskenfolien eine Dicke von einigen hundert Mikrometern haben, ohne dass dies die Transparenz zu stark reduziert. Auf Grund dieser Dicke sind die Membranen mechanisch sehr viel unempfindlicher als zum Beispiel Membranen aus Titanfolien. Auch die Verzüge durch thermische Belastung sind bei Berylliummasken erheblich geringer. Die Dicke der Membran bringt eine bessere Wärmeleitfähigkeit mit sich, so dass sich die Membran während der Bestrahlung nicht so stark lokal erwärmt und dabei verzieht. Ein Nachteil der Berylliummaskenfolien ist ihre Rauigkeit im Mikrometerbereich. Soll beispielsweise eine Schrägbestrahlung zur Strukturierung des Auskoppelspiegels eines Spektrometers durchgeführt werden, so bildet sich diese Rauigkeit in die Oberfläche der Seitenwandstrukturen ab. Damit ist eine Strukturierung von schrägen Wänden in optischer Qualität mit einer Berylliummaske nicht möglich.

Die am IMT eingesetzten Berylliummaskenmembranen ermöglichen eine runde Layoutfläche mit einem Durchmesser von 73 mm. Dieser Vorteil soll für die Strukturierung des großflächigen Spektrometers genutzt werden.

Für die Herstellung einer Röntgenarbeitsmaske aus Beryllium wird am IMT eine von der Firma Heraeus vertriebene, runde Berylliummembran mit einem Außendurchmesser von 100 mm und einer Dicke von 500 μm verwendet. Dieses Berylliumsubstrat verfügt über eine Korrosionsschutzschicht aus Si_3N_4 . Durch weitere, nur einige zehn Nanometer dicke, Schichten aus Titanoxid TiO_x und Gold wird die Haftung des Resists auf dem Berylliumsubstrat verbessert.

Die Fertigung einer Arbeitsmaske erfolgt durch Umkopieren der Goldabsorberstrukturen der Zwischenmaske in den auf die Arbeitsmaskenmembran aufgetragenen PMMA-Resist. Durch die Entwicklung dieses Resists werden die bestrahlten PMMA-Bereiche entfernt und danach galvanisch mit Gold aufgefüllt. Die für die Strukturierung der Resisthöhe des Spektrometers bzw. der Kollimatorlinsen erforderliche Höhe der Goldstrukturen hängt vom Maskenmaterial, von der verwendeten Synchrotronstrahlung (hier 1,3 GeV mit einer charakteristischen Wellenlänge von 0,29 nm) und der zu strukturierenden Resistdicke ab (750 μm für die Spektrometerstrukturen und 1500 μm für die Kollimatorlinsen). Für die hier benötigten Strukturen war ein Maskenkontrast von 200 und damit eine Mindesthöhe der Goldabsorber von 25 μm auf dem Beryllium notwendig, die überall im Layoutfeld eingehalten werden muss.

Bei der galvanischen Abscheidung tritt ein Effekt auf, der die Einhaltung der nötigen Mindestgoldhöhe über der Layoutfläche erschwert. Die Feldliniendichte über der zu galvanisierenden Fläche wird auf Grund der Begrenzung der Galvanikfläche zum Rand der Galvanikfläche hin immer höher, um so höher die galvanisierten Strukturen gewachsen sind. Dadurch nimmt die Höhe der galvanisierten Strukturen zum Rand des Layoutfeldes im Laufe der Abscheidung zu. Es ergibt sich ein wannenförmiges Profil der galvanisierten Oberfläche. Dieser Effekt tritt stärker bei der Maskenträgerfolie aus Titan als bei Maskenträgerfolie aus Beryllium auf. Der Grund dafür sind die unterschiedlichen elektrischen Widerstände von Titan und Beryllium. Wenn die erforderliche Mindestgoldhöhe in der Layoutmitte erreicht ist, kann es passieren, dass am Rand des Layoutfeldes die Goldhöhe schon die Höhe der Resiststrukturen überschreitet. Dann geht die Konturinformation der Strukturen verloren und die Maske ist unbrauchbar. Beim vorliegenden Layout war dieser Effekt besonders stark, da auf der großen Layoutfläche mit einem Durchmesser von 65 mm die zu galvanisierende Goldfläche mit 318 mm^2 nur eine kleine Teilfläche ausmachte.

Die Entschichtung des restlichen, unbestrahlten PMMA erfolgt nach der Galvanik mittels Flutbelichtung bzw. durch Auflösung in einem geeigneten Lösungsmittel.

Als Resist für die Arbeitsmaskenherstellung wird PMMA benutzt, das direkt auf dem Substrat polymerisiert wird. Es wurden ein Verfahren zur Beschichtung eines Berylliumsubstrats mit PMMA erprobt und da dieses nur bedingt einsetzbar war ein zweites neu entwickelt. Beide Verfahren werden im Folgenden vorgestellt.

4.1.1 Resist aus Anisol-PMMA

Bei der ersten Methode erfolgt die Beschichtung des Berylliumsubstrates mit dem Resist durch Spincoating. Der Resist wird auf das Substrat aufgeschleudert, was eine gleichmäßige Schichtdicke ergibt. Der Resist „PMMA NANO2200k“ wird dabei in Anisol gelöst. Über den PMMA-Anteil im Lösungsmittel lässt sich die Viskosität einstellen.

Dann muss das im Photoresist enthaltene Lösungsmittel entfernt werden, um den Resist zu härten. Die Trennung des verwendeten Lösungsmittels vom Resist erfolgt durch einen Trocknungsprozess. Berylliumsubstrat und Photoresist werden 300 Sekunden lang auf 111 °C erwärmt, so dass das Lösungsmittel verdampft. Danach wird alles mindestens 120 Sekunden lang abgekühlt. Die so entstandene PMMA-Schicht ist circa 14 µm dick.

Es zeigen sich bei der Trocknung des Resists auf dem Berylliumsubstrat zwei Effekte. Einer ist ein Schwund des Resists von circa 20%, der sich als deutlicher Rückgang der Resisthöhe äußert. Zum anderen entstehen durch den Trocknungs- und Abkühlungsprozess erhebliche innere Spannungen im Resist, da dieser einen anderen Ausdehnungskoeffizienten als das Substrat hat und der Resist mit dem Substrat verklebt ist.

Die benötigte Resistdicke von circa 55 µm wird erzielt, indem das Berylliumsubstrat viermal nacheinander beschichtet wird. Die viermalige Wiederholung des Trocknungsprozesses führt zu einer zusätzlichen Erhöhung der inneren Spannungen im Resist. Um diese inneren Spannungen abzubauen, wird der Photoresist einer weiteren thermischen Behandlung unterworfen. Das Berylliumsubstrat mit dem Resist werden circa sechseinhalb Stunden einer Anisol-Atmosphäre ausgesetzt. Danach wird der schon auf dem Berylliumsubstrat aufgebraachte Resist bei einer Temperatur von 111 °C 300 Sekunden lang getempert.

Die mit dieser Methode hergestellten PMMA-Schichten haben über die gesamte Oberfläche des Berylliumsubstrats von mehr als 2800 mm² eine Schichtdickenhomogenität besser als 3%.

Abbildung 4-1 zeigt die Absorberstrukturen des Beugungsgitters bzw. des Umlenkspiegels auf der Arbeitsmaske der auf der Basis von Anisol-PMMA auf einer Berylliummembran gefertigten Maske.

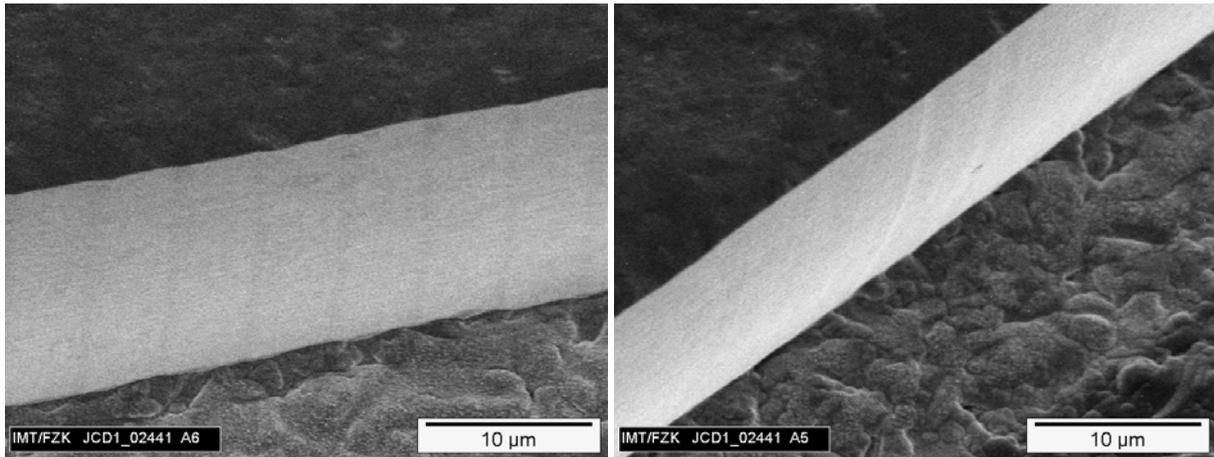


Abb. 4-1: Absorberstrukturen des Beugungsgitters (links) und des Umlenkspiegels (rechts) der auf der Basis von Anisol-PMMA hergestellten Arbeitsmaske mit der Losnummer 02441

Die Absorberstrukturen auf einer Absorbermaske müssen senkrechte Seitenwände haben. Die mit der Anisol-PMMA-Technik gefertigte Arbeitsmaske zeigt dagegen eine ungewöhnliche Krümmung der Seitenwände der Absorberstrukturen (siehe zylinderartige verbogene Seitewand in der Abbildung 4-1). Darüber hinaus weisen die Goldabsorberstrukturen der Arbeitsmaske Maßabweichungen zu den Goldabsorberstrukturen der Zwischenmaske bis zu 8% auf. Die Abweichungen schwanken stark und hängen sehr von der Geometrie und der Größe der Strukturen ab. Maßabweichungen zwischen den Goldabsorberstrukturen der Zwischenmaske und den Maßen der Strukturen des CAD-Layouts konnten nicht festgestellt werden. Auch nach der röntgenlithographischen Strukturierung und Entwicklung der PMMA-Strukturen auf dem Arbeitsmaskensubstrat konnten keine nennenswerten Maßabweichungen zum CAD-Layout festgestellt werden. Dies legt nahe, dass die Maßabweichungen bei dem Goldabsorberstrukturen erst im Prozessschritt der galvanischen Goldabscheidung entstanden sind. Eine Schrumpfung der PMMA-Schicht aus dem Anisol-Prozess während des Galvanikschrittes würde die beobachtete Form der Seitenwände der Goldabsorber erklären.

Die Abweichungen der Absorberkonturen von der Senkrechten führen zu einer Veränderung des Röntgendosisverlaufs im Bereich der Absorberkante (siehe Abbildung 4-2).

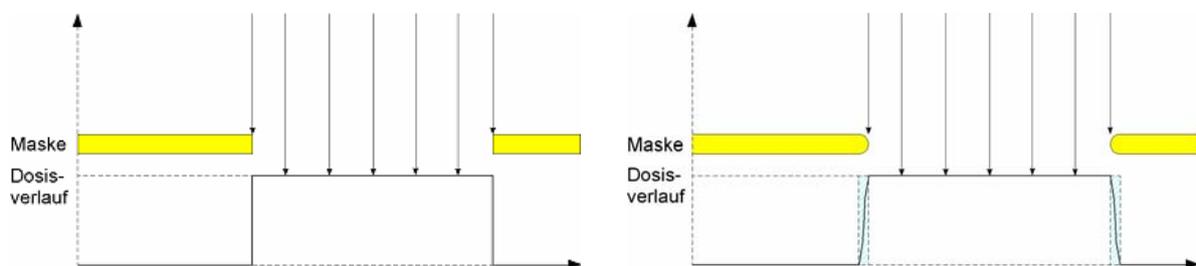


Abb. 4-2: Skizzen des Röntgendosisverlaufs unter einer Arbeitsmaske mit scharfen Kanten (links) und mit verrundeten Kanten (rechts)

Da die Verrundung der Absorberkanten lokal unterschiedlich stark ausgeprägt ist und von der Geometrie der Strukturen abhängt, führt die Verrundung zu einem undefinierten Verlauf der Dosisablagerung im bestrahlten Material und damit zu den beobachteten Maßabwe-

chungen. Diese führen bei den Gitterzähnen des Spektrometers zu einer deutlichen Verrundung der Zahnform im Vergleich zu der Zahnform auf der Zwischenmaske (siehe Abbildung 4-3).

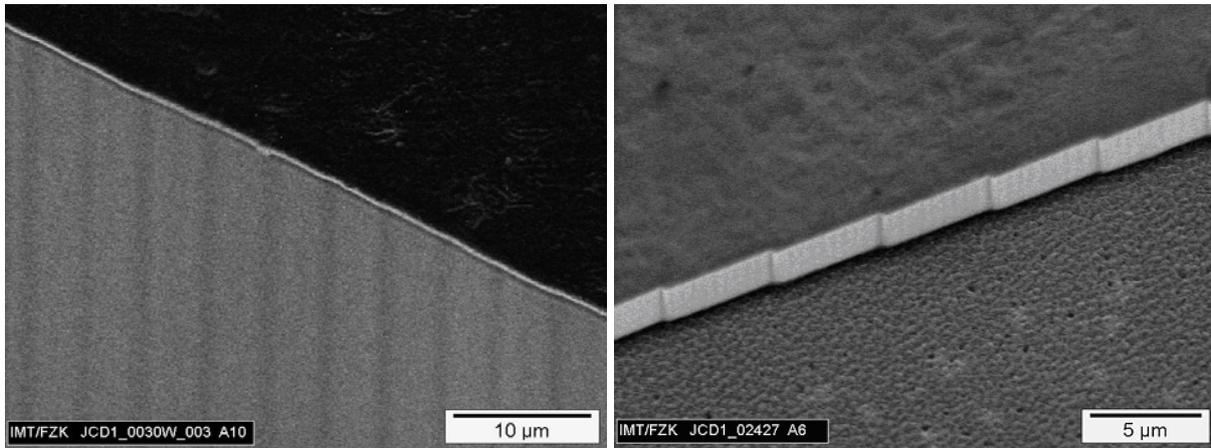


Abb. 4-3: Beugungsgitter eines 750 µm hohen direktlithographischen Bauteils, das mit der auf Anisol-PMMA-Basis hergestellten Arbeitsmaske strukturiert wurde (links) im Vergleich mit den Absorberstrukturen auf der Zwischenmaske (rechts)

Abbildung 4-4 zeigt zusätzlich den Umlenkspiegel bzw. die Trennwand eines 750 µm hohen direktlithographischen Bauteils. Die Trennwand weist einen kleinen Riss auf. Der Umlenkspiegel seinerseits weist Riefen auf, die allerdings schon auf der Zwischenmaske vorhanden sind und bei der Strukturierung des Resists mit der Arbeitsmaske übertragen wurden.

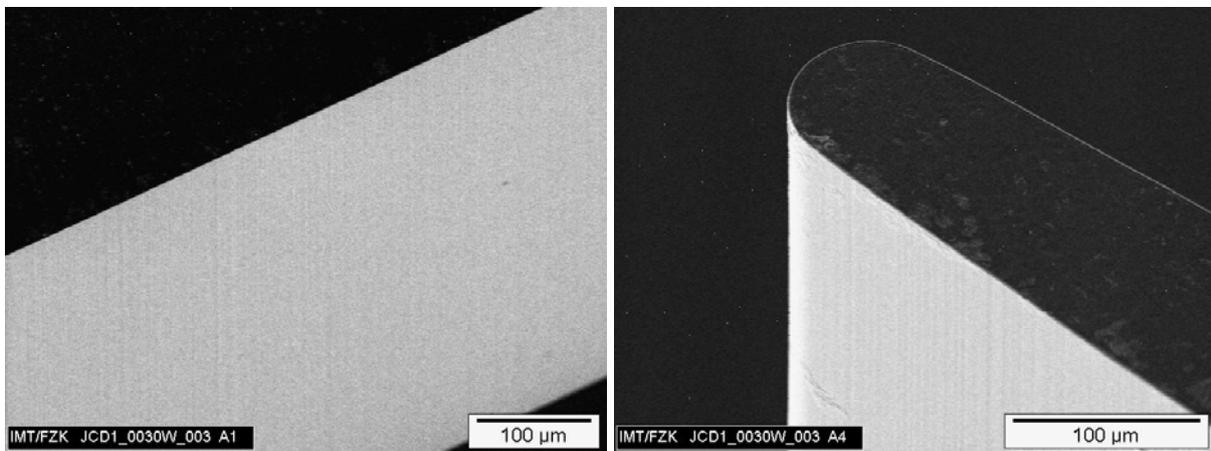


Abb. 4-4: Umlenkspiegel (links) und die Spitze der Trennwand (rechts) eines 750 µm hohen direktlithographischen Bauteiles, das mit der Basis von Anisol-PMMA hergestellten Arbeitsmaske strukturiert wurde

4.1.2 Gegossener Resist

Nachdem mit dem aufgeschleuderten Resist keine befriedigenden Ergebnisse erzielt wurden, wurde ein neues Verfahren entwickelt, den Resist aufzubringen. Dabei wird der 55 µm

dicke Photoresist in einem einzigen Schritt gegossen und danach in einer Argon-Atmosphäre polymerisiert.

Der benutzte Photoresist ist ein zähflüssiges Gießharz, das Plexidon M 727 genannt wird [Moh88]. Es besteht aus einem dünnflüssigen Monomer Methacrylsäuremethylester (auch: Methylmethacrylat, MMA) und einem darin im Verhältnis sieben zu eins gelösten Feststoffanteil von PMMA. Als Initiator für diesen zähflüssigen Resist wird Dimethylanilin (DMA) verwendet und als Härter Dibenzolperoxid (BPO). Sie befinden sich im Gießharz in einem Verhältnis von einem bis 1,5 Prozent des Gesamtgewichts des verwendeten Röntgenresists. Als Vernetzer und Haftvermittler wird Methacryloxypropyltrimethoxysilan (MEMO) benutzt. Je größer die verwendete Menge von MEMO ist, desto besser ist die Haftung des Resists auf dem Substrat. Allerdings kann ein großer MEMO-Anteil erhebliche innere mechanische Spannungen im Resist verursachen, was später zu Rissen in den LIGA-Strukturen führen kann. Ein guter Kompromiss ist ein Anteil von einem Prozent des Gesamtgewichts des Resists. Mit diesen Zusätzen beginnt die Polymerisation des Röntgenresists schon bei Raumtemperatur.

Entscheidend bei dieser Methode ist, ob es gelingt, das relativ raue Berylliumsubstrat mit dem Resist gleichmäßig zu benetzen und den Resist mit einer konstanten Schichtdicke auf zu polymerisieren. Die Optimierung des Gießschrittes ist also bei dieser Polymerisationsmethode von großer Bedeutung.

Auf dem relativ rauen Berylliumsubstrat ist die mechanische Verzahnung – und damit die Haftung – des Resists mit der Substratoberfläche zwar gut, das Substrat lässt sich aber wegen der Rauigkeit schlecht benetzen. Um die Benetzbarkeit des Substrats zu verbessern, wird das Substrat vor der Belackung mit einer dünnen Goldschicht besputtert. Diese Goldschicht führt dazu, dass die Adhäsionskräfte zwischen Resist und Substrat stärker sind als die Kohäsionskräfte innerhalb des Resists, wodurch die Benetzbarkeit zunimmt.

Auch andere Einflüsse können die Benetzung des Substrats beeinflussen. So wurde festgestellt, dass bei einer Luftfeuchtigkeit von unter 38% die Benetzbarkeit deutlich sinkt.

Das Gießen des Resists auf das Substrat erfolgt mit einer Beschichtungsanlage. Dabei wird der Resist durch eine Kanüle, die dicht über der Oberfläche des Substrats geführt wird, aufgebracht. Die Kanüle wird von der Maschine mäanderförmig über die zu beschichtende Oberfläche bewegt, während der Resist durch die Kanüle auf das Substrat gepresst wird. Der Kanüledurchmesser, die Kanülangeschwindigkeit, der Volumenfluss, der Abstand der Kanüle zur Oberfläche und der Abstand der einzelnen Klebstoffbahnen von einander sind die wesentlichen Parameter, die bei dieser Beschichtungsmethode optimiert werden mussten, um eine konstante Schichtdicke zu erzielen.

Die einzelnen, geraden Resistbahnen werden parallel zueinander und ohne die Kanüle am Ende der Bahnen abzuheben so auf das Substrat gelegt, dass eine Kreisfläche mit einem Durchmesser von 78 mm beschichtet wird. Der optimale Abstand zwischen zwei nebeneinander gelegenen Resistbahnen betrug dabei 1,1 mm. Der Abstand der Kanülenöffnung zur Substratoberfläche wurde mit 200 µm so klein gewählt, dass der austretende Resist von der Kanüle quer zur Klebebahn auseinandergedrückt wird und so eine gute Verbindung zwi-

schen benachbarten Resistbahnen entsteht. Wird der Kanülenabstand zu klein gewählt, so reißt der Resistfilm ab.

Nachdem der Resist aufgegossen ist, wird er unter einer Argon-Schutzatmosphäre polymerisiert. Dazu wird in einer Druckkammer ein Argon-Druck von 1,002 bar eingestellt.

Die Schutzatmosphäre hat zwei Funktionen. Zum einen muss während der Polymerisierung der Luftsauerstoff von der Resistoberfläche ferngehalten werden. Die Sauerstoffmoleküle weisen eine hohe Reaktivität mit dem Resist auf. Dadurch ist der Sauerstoff ein für die korrekte Aushärtung des Röntgenresists schädlicher Radikalinhibitor. Er reagiert mit den Radikalketten des Klebstoffs schneller als die Radikalketten des Polymers untereinander, wodurch der Resist an der Oberfläche deutlich schlechter aushärtet.

Eine andere Methode den Einfluss des Sauerstoffs zu verringern, wäre die Benutzung reaktiver Monomere, welche die Polymerisationsgeschwindigkeit erhöhen. Dies hat jedoch den Nachteil, dass solche Monomere die physikalischen und chemischen Eigenschaften des Resists stark verändern.

Die zweite Funktion der Schutzatmosphäre ist es, die Verdampfungsgeschwindigkeit des Monomers Methylmetacrylat zu senken. Während der Polymerisation schrumpft der Resist, was zu inneren Spannungen führt. Diese Spannungen sind deutlich geringer, wenn das Monomer langsamer verdampft. Dazu muss die Schutzatmosphäre einen hohen Monomeranteil haben. Um den dazu nötigen Monomeranteil in der Schutzatmosphäre sicher zu stellen, wird eine zusätzliche Resistmenge von in diesem Fall 1,5 ml Plexidon M 727 als so genannte Opfermasse in die Druckkammer eingebracht.

Eine mit dieser neuen Beschichtungsmethode gefertigte Arbeitsmaske wies deutlich bessere Eigenschaften auf, als die auf der Basis von Anisol-PMMA hergestellte [Han05].

Die Abbildung 4-5 zeigt Details der Absorberstrukturen der beiden wichtigsten Strukturen des Spektrometers: das Beugungsgitter und den Umlenkspiegel. Die Gitterzähne sind scharf strukturiert. Die gute Qualität dieser Gitterzähne wird im Vergleich mit den Gitterzähnen der auf der Basis von Anisol-PMMA hergestellten Arbeitsmaske deutlich. Außerdem weist die auf der Basis von gegossenem PMMA hergestellte Beryllium-Arbeitsmaske im Unterschied zur auf der Basis von Anisol-PMMA hergestellten Beryllium-Arbeitsmaske keine Krümmung der senkrechten Wände auf. Sie zeigt auch keine nennenswerten Maßabweichungen der Goldabsorberstrukturen.

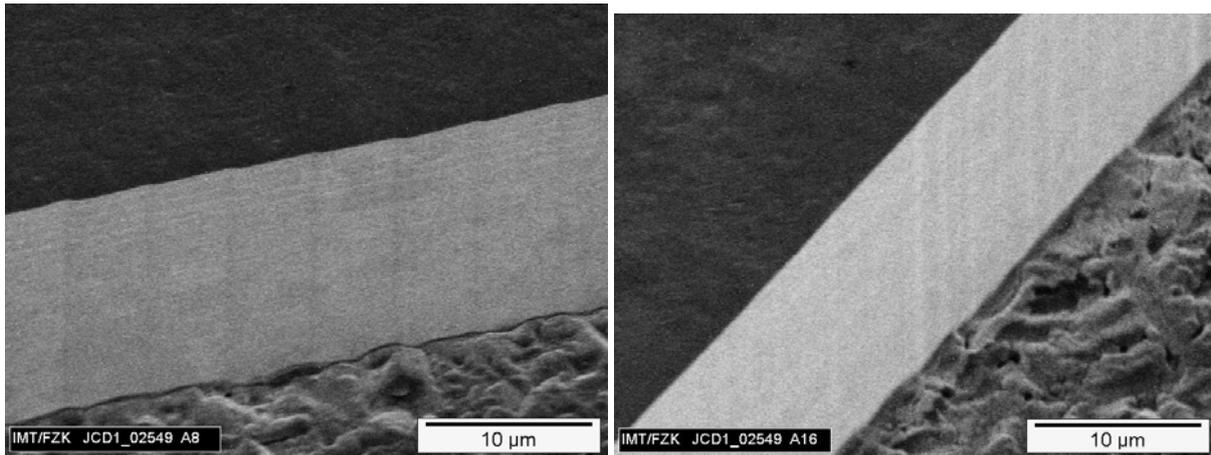


Abb. 4-5: Absorberstrukturen des Beugungsgitters (links) und des Umlenkspiegels (rechts) der auf der Basis von gegossenem PMMA hergestellten Arbeitsmaske mit Losnummer 02549

4.2 Maskentechnik mit Titan-Abhebewafer

Unter den als Maskenmembran in Frage kommenden Materialien wird Titan relativ häufig eingesetzt [Sch90], [Hei92], [Mün87], [Ehr86] und [Sch91]. Titan weist eine Absorptionskante bei einer Wellenlänge von 0,25 nm auf, welche die Röntgendurchlässigkeit in einem für die Röntgentiefenlithographie interessierenden Wellenlängenbereich herabsetzt. Im Vergleich zu anderen möglichen Maskenmembranmaterialien wie Diamant, Silizium und dessen Verbindungen oder Beryllium, hat Titan eine relativ hohe Ordnungszahl. Aus diesen beiden Gründen dürfen die Membranen aus Titan nur einige Mikrometer dick sein. Dadurch sind Titanmembranen mechanisch empfindlich und können sich im Gebrauch um wenige Mikrometer verziehen, was Strukturabweichung bei der Belichtung nach sich zieht.

Da nach den ersten wenig erfolgreichen Versuchen mit der Beryllium-Arbeitsmaske auf Anisol-PMMA-Basis die Unsicherheit bestand, ob die Berylliummaskentechnik zu einem guten Ergebnis führen würde, wurde beschlossen, parallel zu den Versuchen zur Berylliummaskentechnik eine Arbeitsmaske auf Basis einer Titanmembran zu fertigen.

Auch am IMT werden Titanfolien mit einer Dicke von etwa 2 µm als Maskenmembran eingesetzt. Dabei ist das übliche, durch den Maskenrahmen begrenzte Layoutfenster 20 x 60 mm groß. Für das geplante großflächige Spektrometer ist diese Fläche nicht ausreichend. Daher wurde eine Titanmaske auf einem runden Maskenrahmen einem Innendurchmesser von 73 mm gefertigt. Zur Fertigung einer Titanmaske mit diesem Durchmesser hatte zuvor nur ein Vorversuch stattgefunden.

Die Titanmembran wird mit der Abhebetechnik hergestellt mit der auch die Zwischenmaske gefertigt wurde.

Auf ein Siliziumsubstrat wird dabei eine Titanschicht mit circa 2,5 µm Dicke aufgesputtert. Auf diese Titanfolie wird eine circa 55 µm dicke PMMA-Schicht aufgegossen (siehe Abschnitt

4.1.2). Die Goldstrukturen der Zwischenmaske werden mit Röntgenstrahlung in diesen Resist umkopiert. Die durch die Goldabsorberstrukturen der Zwischenmaske nicht abgeschatteten PMMA-Bereiche werden im nächsten Schritt durch die Entwicklung entfernt und danach galvanisch bis zu einer Höhe von mindestens 25 μm mit Gold aufgefüllt. Der nächste Schritt ist die Entfernung der verbleibenden PMMA-Strukturen durch eine Flutbelichtung ohne Absorbermaske und eine anschließende Entwicklung.

Dann wird ein ringförmiger Invarrahmen mit einem Außendurchmesser von 100 mm und einem Innendurchmesser von 73 mm auf die Titanfolie aufgeklebt. Im letzten Schritt wird die Maskenträgerfolie von dem Siliziumwafer abgehoben, so dass die Titanmembran frei gespannt ist. Dieser Schritt ist besonders anspruchsvoll, da der große Membrandurchmesser das Abheben der Maske von Siliziumsubstrat erschwert.

Abbildung 4-6 zeigt Details der Absorberstrukturen des Beugungsgitters und des Umlenkspiegels des Layouts. Das Beugungsgitter weist sauber konturierte Gitterzähne auf. Die Titan-Arbeitsmaske weist keine Krümmung der senkrechten Wände auf und zeigt keine nennenswerten Maßabweichungen der Goldabsorberstrukturen im Vergleich zum CAD-Layout. Es treten allerdings Materialreste im Kontaktbereich der PMMA-Strukturen mit dem Substrat auf, die sich jedoch nicht negativ auf die Strukturierung eines Resists mit dieser Arbeitsmaske auswirken.

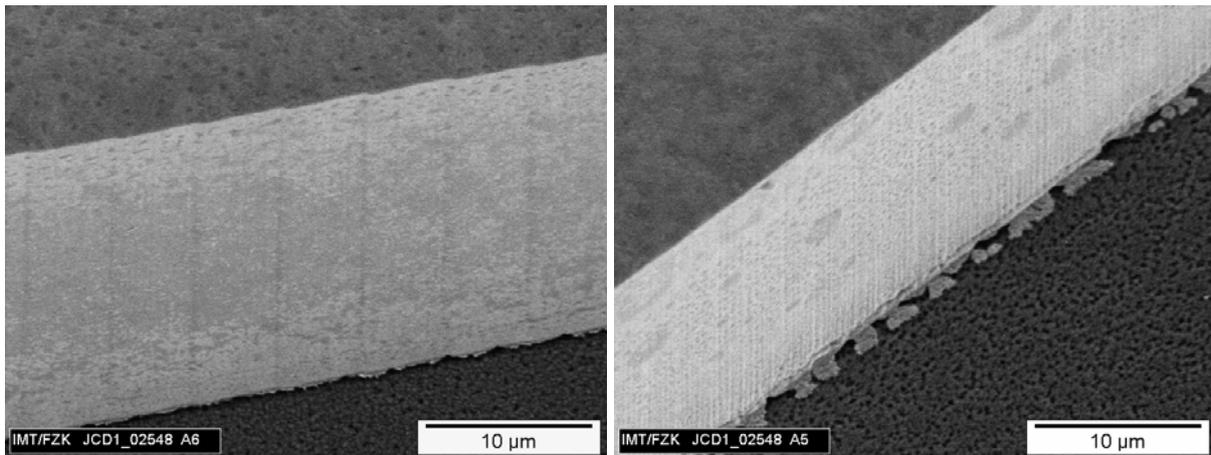


Abb. 4-6: Absorberstrukturen des Beugungsgitters (links) und des Umlenkspiegels (rechts) der auf der Basis von gegossenem PMMA hergestellten Arbeitsmaske

Zur Veranschaulichung der Maskengröße zeigt Abbildung 4-7 eine Photographie der Titan-Arbeitsmaske mit einem Außendurchmesser von 100 mm.



Abb. 4-7: Auf der Basis von gegossenem PMMA hergestellte Titan-Arbeitsmaske (Losnummer 02548)

Die Beurteilung der mit unterschiedlichen Maskentechniken gefertigten Beugungsgitter mit Hilfe von rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen ergab, dass die Qualität der mit der Arbeitsmaske auf der Basis von auf Beryllium gegossenem Resist die besten Ergebnis ergab. Die mit der Titan-Arbeitsmaske gefertigten Spektrometer wiesen die zweitbeste Gitterqualität auf. Die Arbeitsmaske auf der Basis von Anisol-PMMA auf Beryllium war unbrauchbar.

4.3 Formeinsatz mit Strukturen verschiedener Höhe

Die Werkzeuge zur Replikation von Mikrostrukturen mittels Kunststoffabformung sind wegen der Anforderungen an die mechanische Stabilität und an die Standzeit aus Metall. Dabei werden am IMT direktlithografisch gefertigte PMMA-Strukturen mit Nickel übergalvanisiert, um ein solches Abformwerkzeug zu erhalten. Dabei sind normalerweise alle abgeformten Strukturen gleich hoch, da das LIGA-Verfahren auf einem PMMA-Resist mit konstanter Schichtdicke aufsetzt [Bec86].

In Kapitel 3.7 wurde gezeigt, dass der Auskoppelspiegel eine höhere Spektrometerempfindlichkeit ermöglicht, wenn er höher ist als die restlichen Strukturen des Spektrometers. Dies ist mit der normalen LIGA-Technik nicht zu erreichen.

Im Rahmen dieser Arbeit ist eine neue Vorgehensweise entwickelt worden, um einzeln gefertigte Strukturen in zuvor direktlithographisch strukturierte LIGA-Strukturen einzulegen und danach gemeinsam überzugalvanisieren. Dadurch wird es möglich Abformwerkzeuge zu fertigen, die Strukturen mit unterschiedlicher Höhe enthalten.

Das Verfahren ermöglicht die Optimierung des Auskoppelsystems des Spektrometers durch die Verwendung eines hohen Auskoppelspiegels, der sowohl eine Verringerung des Fehllichtanteils als auch eine Steigerung der Lichtausbeute erlaubt.

Mit dem Einlegen eines getrennt gefertigten Auskoppelspiegels umgeht man auch die Schwierigkeit, dass Beryllium-Arbeitsmasken wegen der hohen Substratrauigkeit nicht zur Strukturierung von schrägen Seitenwänden geeignet sind (siehe Kapitel 4.1.1).

Die Grundlage dieser neuen Technik zur Fertigung mehrstufiger Abformwerkzeuge wird im Folgenden beschrieben und ist in Abbildung 4-8 zusammengefasst. Die Bezeichnungen mit Buchstaben im Text beziehend sich auf diese Abbildung.

Als erstes wird ein Kupfersubstrat **A** mit einer 2,5 µm dicken Titanschicht **B** besputtert und diese anschließend oxidiert, um die Haftung der folgenden Galvanikschichten zu verbessern.

Der separat aus PMMA oder anderen geeigneten Materialien gefertigte Auskoppelspiegel **C** wird mit einer Galvanikstartschicht versehen. Diese besteht aus einer aufgedampften Chromschicht von 20 nm Dicke und einer 240 nm dicken Goldschicht. Der so vorbereitete Auskoppelspiegel wird auf das Kupfersubstrat **A** gelegt und mit dem Hilfsblocks **D** durch eine Zange oder Schraube auf das Substrat gepresst. Der Hilfsblock besteht aus einer festen Auflage aus PMMA und einer Gummiauflage **E** aus „Ethylene Propylene Diene Monomer“ (EPDM). Die Funktion der Auflagen ist es, die Kraft, mit welcher der Auskoppelspiegel auf das Substrat gepresst wird, gleichmäßig über die Oberfläche zu verteilen.

Für die Nickelabscheidung in den Mikrostrukturen wurde eine relativ kleines Galvanikbad mit einem Nickelsulfamat-Elektrolyten ($\text{Ni}(\text{SO}_2\text{H}(\text{NH}_2))_2$) verwendet. Innerhalb dieses Galvanikbades sind die Mikrostrukturen parallel gegenüber einer Nickelanode platziert. Die Ionenkonzentration wird mit einem Magnetrührer innerhalb des Galvanikbades möglichst konstant gehalten. Damit wird das Risiko verringert, dass durch schwankende Ionenkonzentrationen unterschiedliche Metallschichtdicken abgeschieden werden [McC76], [Sch99], [Sch01], [Wab54] und [Wag52].

Die Benutzung solch eines kleinen Galvanikbades bringt den Nachteil mit sich, dass die Einhaltung konstanter Prozessbedingungen schwieriger ist. Als wichtiger Prozessparameter muss der pH-Wert des Elektrolyten berücksichtigt werden, der sich bei einer Temperatur von 52°C zwischen 3,5 und 3,8 befinden muss. Dieser Parameter wird mit Hilfe einer in das Galvanikbad eingebauten pH-Regelung kontrolliert. Bei einer Stromdichte von 10 mA cm^{-2} , ergibt sich eine Schichtdickenabscheidung von 12 µm h^{-1} . Außerdem trägt eine permanente Umwälzung des Elektrolyten zur Stabilisierung der Prozessbedingungen bei.

Nach etwa vier Stunden hat die Nickelschicht eine Stärke von 100 µm erreicht. Der Spalt zwischen Substrat und Auskoppelspiegel ist dann überwachsen und die Anpresskraft kann entfallen, da die Nickelschicht den Auskoppelspiegel stark genug mit dem Substrat verbindet. Die geeignete Dicke dieser ersten Nickelschicht hängt jedoch grundsätzlich von der Geometrie der Struktur ab, die galvanisiert wird.

Dann werden alle in diesem ersten Galvanikschritt verwendeten Anpressstrukturen entfernt und die Galvanik wird fortgesetzt. Dieser Schritt wird möglichst zügig durchgeführt, um die Prozessbedingungen der Nickelschicht möglichst konstant zu halten. Wenn die Enddicke des Werkzeuges erreicht ist, das heißt, wenn die Nickelschicht 5 mm aufgewachsen ist, wird die galvanische Abscheidung beendet. Der entstandene Nickelblock wird vom Substrat getrennt, die Originalauskoppelstruktur wird entfernt und in einem weiteren Schritt wird das Abformwerkzeug durch Drahterodieren in die endgültige Form gebracht.

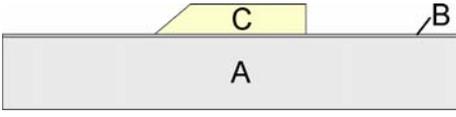
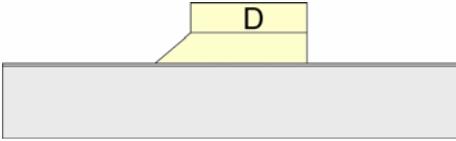
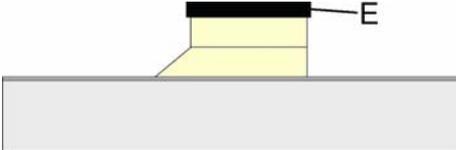
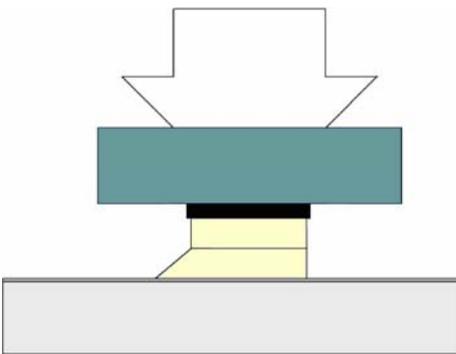
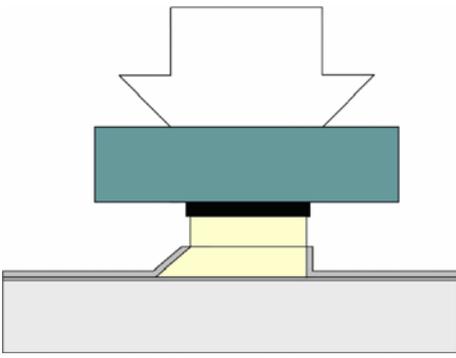
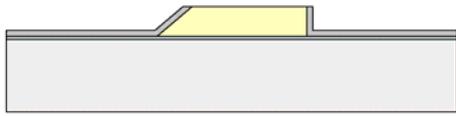
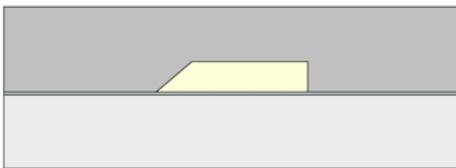
	<ul style="list-style-type: none"> • Auf das Substrat A, dessen Oberfläche aus einer oxidierten Titanschicht B besteht, wird eine mit einer Galvanikstartschicht versehene Auskoppelstruktur C an der gewünschten Stelle aufgesetzt
	<ul style="list-style-type: none"> • Eine PMMA-Auflage D wird genau auf der Auskoppelstruktur A positioniert.
	<ul style="list-style-type: none"> • Eine Gummiauflage E wird auf die PMMA-Auflage D gelegt.
	<ul style="list-style-type: none"> • Danach werden der Auskoppelklotz B, die PMMA-Auflage D und die Gummiauflage E mit dem Substrat A zusammengepresst
	<ul style="list-style-type: none"> • Die galvanische Abscheidung wird begonnen. • Nach circa vier Stunden hat die Nickelschicht 100 µm Dicke erreicht. Da die Nickelschicht jetzt über dem Spalt zwischen Substrat und Auskoppelspiegel gewachsen ist, kann die Anpresskraft entfallen.
	<ul style="list-style-type: none"> • Alle Anpressstrukturen werden entfernt und der Auskoppelspiegel wird weiter galvanisiert.
	<ul style="list-style-type: none"> • Wenn die Nickelschicht eine Dicke von 5 mm erreicht hat wird die Galvanik beendet.
	<ul style="list-style-type: none"> • Das Abformwerkzeug wird vom Substrat getrennt, die Originalauskoppelstruktur wird entfernt und das Abformwerkzeug mechanisch nachbearbeitet.

Abb. 4-8: Prozessschritte des Verfahrens zur Integration unterschiedlich hoher Strukturen in einem LIGA-Formeinsatz

Abbildung 4-9 gibt ein Photo wieder, das eine Teststruktur zeigt, die mit einer 100 µm dicken Nickelschicht übergalvanisiert ist. Die Teststruktur wird der Einfachheit halber mechanisch gefräst und hat eine Form, die der Geometrie eines Auskoppelspiegels nachempfunden ist.

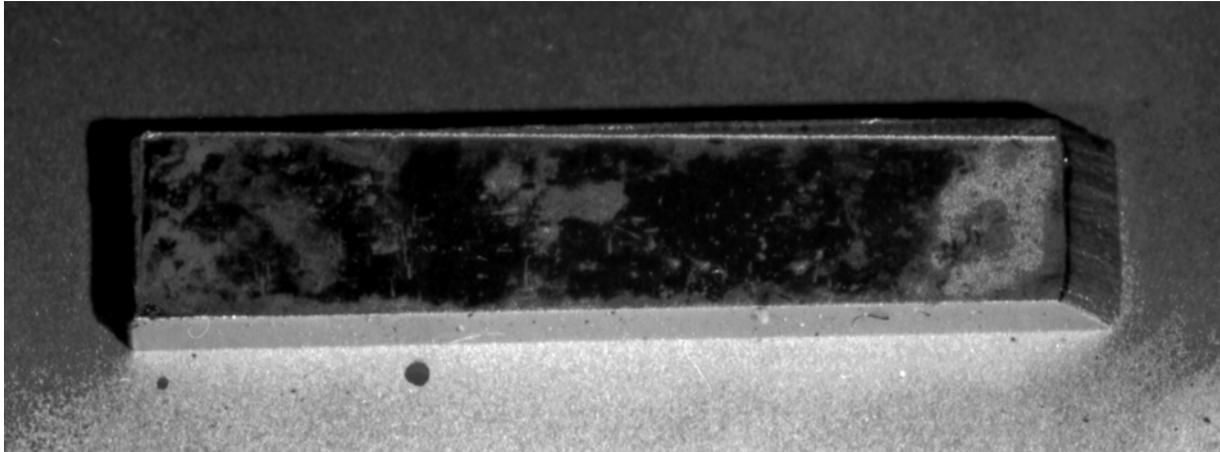


Abb. 4-9: Ansicht einer übergalvanisierten Teststruktur aus PMMA

Die Qualität des Verfahrens kann beurteilt werden, indem man die Güte der galvanischen Abbildung von Details im Bereich des Übergangs vom Substrat auf die eingelegte Struktur kontrolliert. Werden feine Details sauber in die Nickelschicht übertragen, so zeugt dies von der Eignung des Verfahrens. Dazu wurde die 100 µm dicke Nickelschicht von der übergalvanisierten Teststruktur abgezogen und die Übergangsnäht untersucht. In Abbildung 4-11 sind keine Fehler im Übergangsbereich zu erkennen; der Übergangsbereich ist optimal ausgebildet.

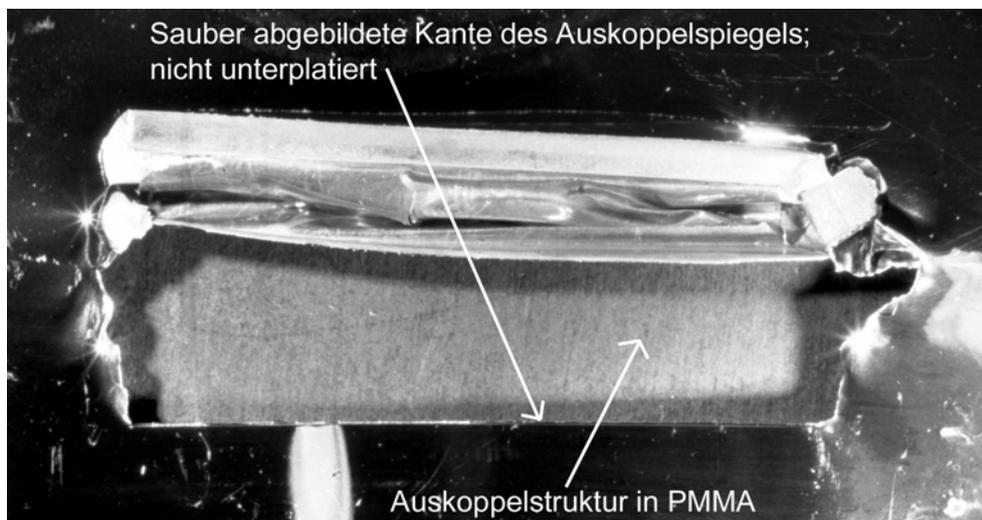


Abb. 4-10: Abgezogene Nickelhaut: an den Rändern lässt sich die Qualität des Übergangs zwischen der übergalvanisierten Teststruktur und dem Substrat beurteilen

Da die Galvanik bei 52°C stattfindet, kühlt die Struktur danach auf Raumtemperatur ab und schrumpft dabei etwas. Dadurch entsteht ein Spalt zwischen der Teststruktur und der Nickelwand. Dabei entsteht auch ein Höhenunterschied zwischen der PMMA-Struktur und der Nickelstruktur (siehe Skizze in Abbildung 4-11).

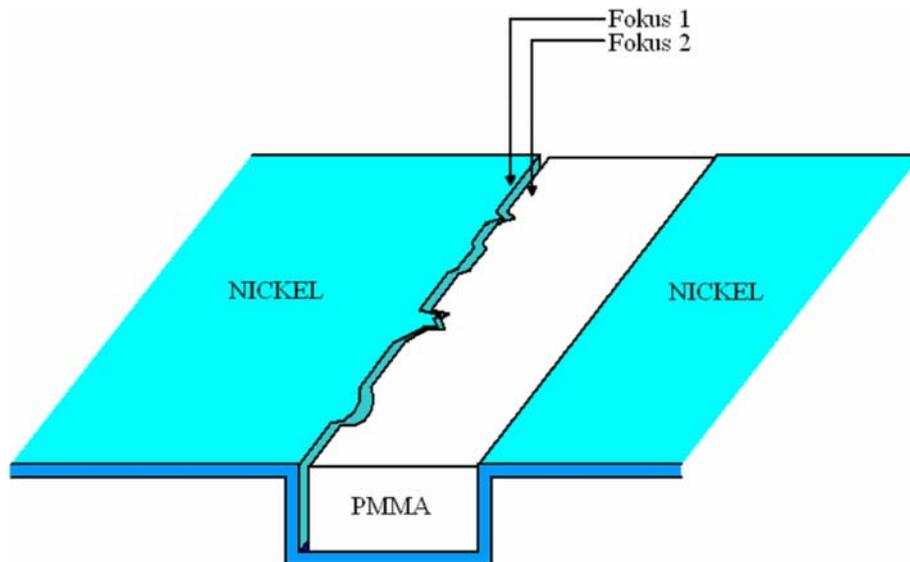


Abb. 4-11: Skizze zur Schrupfung der übergalvanisierten Teststruktur

An dieser Grenze zwischen der PMMA-Struktur und der Nickelstruktur kann überprüft werden, ob die Nickelstruktur die Form der PMMA-Struktur präzise abbildet. Der Rand der PMMA-Struktur weist herstellungsbedingte Ausbrüche auf. Wenn die Geometrie dieser Ausbrüche genau in die Nickelschicht abgebildet wird, kann man davon ausgehen, dass auch andere Details der PMMA-Struktur präzise in die Nickelstruktur abgebildet werden. Abbildung 4-12 zeigt den Verlauf der Kante des PMMA-Einlegeteils und der Nickelkante an der selben Stelle. Die Details der beiden Kanten decken sich sehr gut.

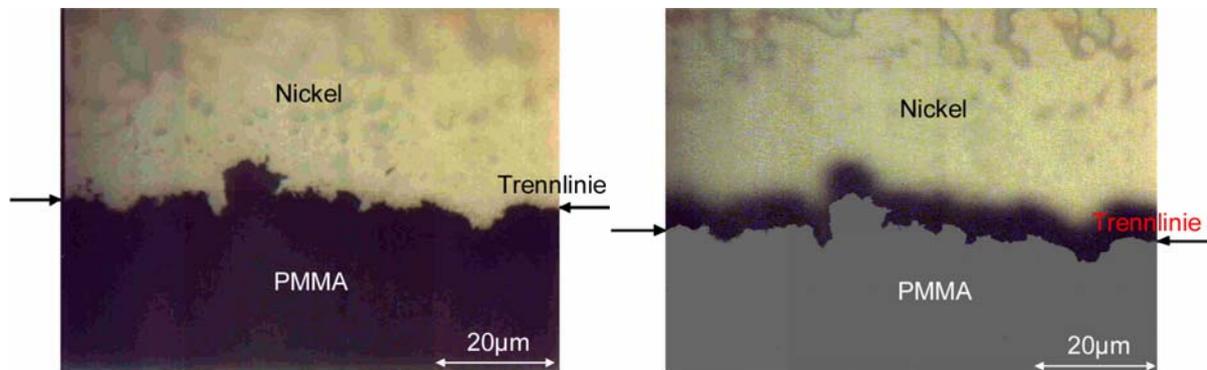


Abb. 4-12: Ansicht der Kontur der Nickel-Struktur nach der Galvanik (Fokus 1 links, Fokus 2 rechts)

Die Methode, in LIGA-Strukturen zusätzlich eingelegte Strukturen in ein Nickelabformwerkzeug durch gemeinsames Übergalvanisieren zu überführen, hat sich damit als tauglich erwiesen.

4.4 Kollimatorlinse

Die zur Strahlkollimation vor dem Eintrittsspalt des Spektrometers eingesetzte, 1,5 mm hohe LIGA-Mikrolinse wird mit der selben Arbeitsmaske strukturiert wie das Spektrometer. Um unterschiedliche Linsengeometrien (z.B. für die Einkopplung mit einer oder mehrerer Lichtleiter optimiert) erproben zu können, wurden Linsen verschiedener Form im Layout vorgese-

hen. In Abbildung 3-32 sind die Positionen der verschiedenen Kollimatorlinsen im Layout mit E, F und G bezeichnet.

Um die Linsen später möglichst spannungsfrei vom Substrat abheben zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Verfahren entwickelt, das ein spannungsarmes und zerstörungsfreies Abheben ermöglicht.

Als erster Schritt der Fertigung der Mikrolinsen wird polymerisiertes PMMA-Plattenmaterial, das von der Firma Röhm unter dem Namen GS 233 vertrieben wird, auf eine Dicke von 1,5 mm heruntergefräst.

Dann wird aus dieser Platte ein rundes Plättchen mit 73 mm Durchmesser gefräst, getempert und auf ein Siliziumsubstrat aufgeklebt. Als Kleber wird Plexidon M 727 benutzt. Anders als beim Spektrometer wird jedoch das als Vernetzer und Haftvermittler verwendete Methacryloxypropyltrimethoxysilan, auch MEMO genannt, weggelassen. Dadurch wird die Haftung des PMMA-Plättchens auf dem Siliziumsubstrat reduziert. Um die mit einem Klebeautomaten aufgebraachte Klebstoffschicht gleichmäßig zu verteilen und damit eine homogene Klebstoffschicht von circa 18 μm unter dem 1,5 mm hohen PMMA-Plättchen zu erzielen, werden Substrat und Resist in einer Presse mit einem Druck von über 6 bar zusammengedrückt.

Da das in diesem Fall verwendete PMMA-Plättchen schon polymerisiert und getempert ist, werden während der Klebung des Resists auf das Siliziumsubstrat kein Schwund des Resists und auch keine mechanischen Spannungen im Resist auftreten. Dadurch weisen die mit dieser Klebemethode hergestellten LIGA-Mikrostrukturen deutlich weniger Risse auf als diejenigen, bei denen der Resist direkt auf dem Substrat polymerisiert wird.

Da an eventuell vorhandenen Rissen in der Kollimatorlinse Licht gestreut wird, würden durch mechanische Spannungen beim Abheben verursachte Risse im PMMA zu Streuverlusten in der Kollimatorlinse beitragen. Um dies zu vermeiden, müssen die Kollimatorlinsen möglichst spannungsfrei abgehoben werden. Der erste Schritt dahin war das Weglassen von MEMO beim Aufkleben der PMMA-Plättchen. Da diese Maßnahme alleine aber noch nicht ausreichte, um eine Rissbildung beim Abheben der Linsen zu vermeiden, wurde nach weiteren Möglichkeiten gesucht, die Spannungsrissbildung zu reduzieren.

Dazu wird das Siliziumsubstrat mit den fertig strukturierten Kollimatorlinsen sofort nach der Entwicklung in deionisiertem Wasser untergetaucht. So wird erreicht, dass die Klebstoffschicht zwischen Siliziumsubstrat und Resist nicht trocknet und sich damit ihre Haftfähigkeit verbessert. Die Zunahme der Haftung zwischen den beiden Fügepartnern ist direkt verbunden mit dem Auftreten von Rissen in den Linsen während des Abhebens.

Die Linsen werden noch im Wasser durch leichten mechanischen Druck, der gleichmäßig auf eine ebene Seitenwand der Linsen ausgeübt wird, vom Substrat abgehoben. Abbildung 4-13 zeigt eine Ansicht zweier Kollimatorlinsen auf dem Substrat.

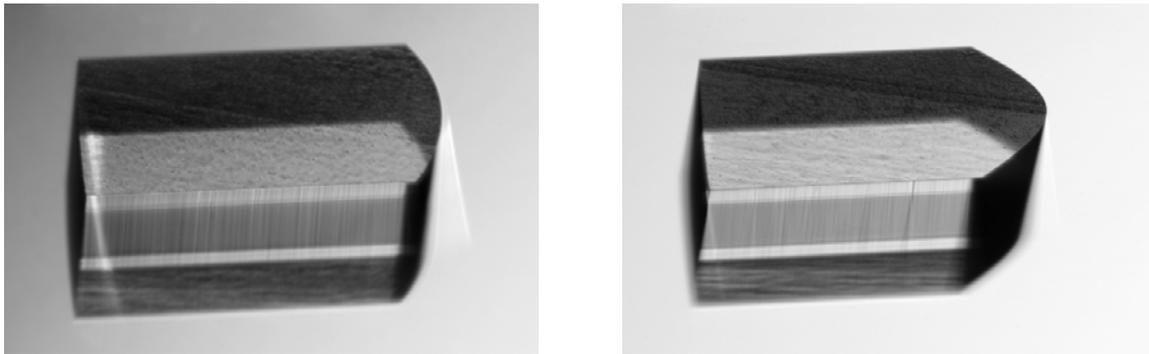


Abb. 4-13: Photographische Aufnahmen zweier unterschiedlicher sphärisch-asphärischer Kollimatorlinsen; jeweils unten im Bild ist die Spiegelung der Linse im Siliziumsubstrat zu sehen

4.5 Umlenkspiegel

Eine besondere Charakteristik des im Rahmen der Arbeit entwickelten Mikrospektrometers ist die Anwendung eines Umlenkspiegels, mit dem der Lichtweg im Spektrometer räumlich gefaltet wird, so dass die Ausmaße des Systems verkürzt werden, unter Beibehaltung der guten Eigenschaften eines Spektrometers mit einem langen Lichtweg (siehe Abschnitt 3.4).

Der Umlenkspiegel wurde mit zwei verschiedenen Herstellungsverfahren gefertigt. Einerseits wird der Umlenkspiegel zusammen mit allen anderen optischen und mechanischen Komponenten des Layouts durch das LIGA-Verfahren strukturiert. Zum anderen soll alternativ ein Spiegel aus Silizium an die Stelle des LIGA-Spiegels gesetzt werden können. Damit können die Vor- und Nachteile des LIGA-Verfahrens mit anderen Fertigungsverfahren für die Herstellung solcher Spiegel direkt verglichen werden.

4.5.1 Umlenkspiegel in LIGA-Technik

Der 30 mm lange LIGA-Umlenkspiegel weist Riefen auf der kompletten Seitenwand auf (siehe Abbildung 4-14). An diesen Riefen, deren Abweichung vom Layout nur wenige zehn Nanometer beträgt, wird ein kleiner Teil des auftreffenden Lichts abgelenkt und trifft den Detektor dann als Fehllicht. Die Riefen sind teilweise periodisch und teilweise aperiodisch. Sie entstehen durch Abweichungen beim Elektronenstrahlschreiben der Zwischenmaske [Las03].

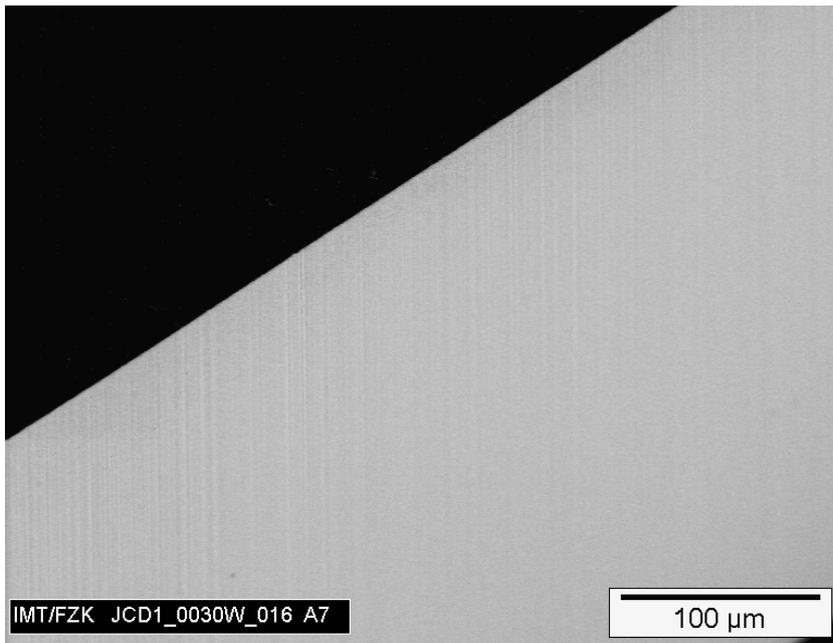


Abb. 4-14: Seitenwand des Umlenkspiegels eines 1,5 mm hohen direktlithographischen Spektrometers

4.5.2 Umlenkspiegel aus Silizium

Um die Auswirkungen der Riefen auf dem Umlenkspiegel zu vermeiden wird ein Siliziumspiegel an Stelle des LIGA-Spiegels eingesetzt. Ein polierter Siliziumspiegel hat eine hervorragend glatte Oberfläche und ist damit als optischer Spiegel prädestiniert.

Allerdings hat ein Umlenkspiegel aus Silizium auch mehrere Nachteile im Vergleich zu einem LIGA-Spiegel. Der Siliziumspiegel kann nur schwer in gekrümmter Form hergestellt werden, was eine Designeinschränkung darstellt. Ein LIGA-Spiegel dagegen kann in allen möglichen Geometrien gefertigt werden. Wenn der Siliziumspiegel nicht genau die richtige Höhe aufweist, ergeben sich außerdem Schwierigkeiten beim Einsetzen in das LIGA-Spektrometer. Ist der Spiegel zu hoch, liegt der Deckel des Spektrometers nicht richtig auf und wenn der Spiegel zu niedrig ist, geht Licht verloren, welches das Spektrometer durch den Spalt zwischen dem Spiegel und dem Deckel verlässt. Wenn der Siliziumspiegel nicht völlig glatte Seitenflächen hat, wird Licht an diesen rauen Kanten gestreut oder tritt durch die entstehenden Spalte aus. Nicht zuletzt ist der Fertigungs- und Montageaufwand eines Siliziumspiegels deutlich höher.

Da im vorliegenden Layout des Spektrometers ein LIGA-Umlenkspiegel mitstrukturiert wird, muss dieser entweder mechanisch oder durch eine Röntgenbestrahlung (mit entsprechenden Blenden zum Schutz der übrigen Strukturen) und einer anschließenden Entwicklung entfernt werden, um den Siliziumumlenkspiegel montieren zu können.

Um den Siliziumspiegel zu fertigen, werden aus einem Siliziumwafer, 30 mm x 750 µm große Rechtecke mit Hilfe eines Lasers geschnitten. Die Kanten dieser Rechteckigen Spiegel sind sehr rau. Daher müssen die Kanten dieser zerbrechlichen Siliziumrechtecke manuell poliert

werden. Anschließend werden die Umlenkspiegel dann mit einer 300 nm dicken Aluminiumschicht verspiegelt.

Auf seiner nicht verspiegelten Seite wird der so gefertigte Umlenkspiegel mit zwei Klebstoffpunkten, die 23,5 mm voneinander entfernt sind, an einer metallischen Haltesstruktur befestigt. Diese Haltesstruktur wird aus 300 µm dickem Stahlblech (18 Cr 9 Ni) erodiert.

Die Haltesstruktur stellt die Verbindung zwischen dem Siliziumumlenkspiegel und den beiden LIGA-Anschlägen her (siehe Abschnitt 3.5). Die beiden Enden der Haltesstruktur sind U-förmig, um ihre Befestigung an den LIGA-Anschlägen zu vereinfachen.

Die Haltesstruktur ist nur 300 µm stark, damit beim Verkleben mit dem Umlenkspiegel der Klebstoff nicht durch Kapillarkräfte auf die Vorderseite des Spiegels läuft. Dadurch liegt die Haltesstruktur aber nicht mehr eben auf dem Substrat auf und kann dadurch verkippen. Um dies zu verhindern, wird zuerst eine Art Unterlegscheibe mit einem Innendurchmesser von 1,8 mm, einem Außendurchmesser von 3 mm und einer Dicke von 220 µm über jede der beiden LIGA-Anschläge gelegt. Dann werden die U-förmigen Enden der Haltesstruktur leicht aufgebogen und mit dem daran verklebten Umlenkspiegel über die LIGA-Anschläge gelegt. Als letztes werden wieder um zwei passende Unterlegscheiben von 220 µm Dicke über die LIGA-Anschläge gelegt, um auf die Gesamtstrukturhöhe von 750 µm aufzufüttern. Durch die Unterlegscheiben wird die Haltestruktur in den Mitte der Strukturhöhe des LIGA-Spektrometers gehalten. Dann wird der Spektrometerdeckel aufgelegt und verklebt.

Die Geometrie der Haltestruktur wurde mit Hilfe der Software ANSYS mit „Finite-Elemente“-Methoden optimiert. Dabei wurden die thermischen Spannungen zwischen Umlenkspiegel, Haltestruktur und LIGA-Strukturen berechnet, die im Betriebstemperaturbereich von -40°C bis $+60^{\circ}\text{C}$ auftreten. Diese Spannungen lagen alle in einem vertretbaren Bereich. Auch die Spannungen, die in der Haltesstruktur entstehen, wenn sie auf die LIGA-Anschläge gepresst wird, wurden simuliert und sind mit $53 \cdot 10^9$ Pa im zulässigen Bereich (siehe Abbildung 4-15).

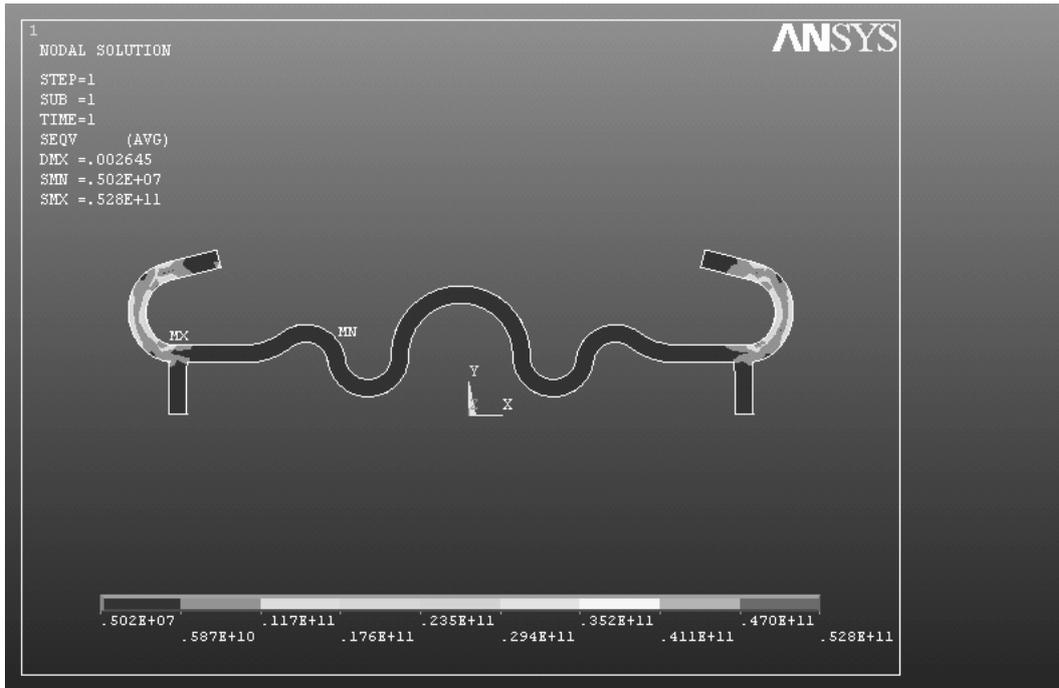


Abb. 4-15: Graphische Darstellung des Ergebnis der ANSYS-Simulation der Haltestruktur

5 Charakterisierung der Spektrometerkomponenten

Erst die optische Charakterisierung des fertigen, großflächigen, quasi freistrahloptischen LIGA-Mikrospektrometers ergibt Auskunft darüber, in wie weit die im Layout eingebrachten Neuerungen zu der erwarteten Verbesserung der Eigenschaften des Spektrometers führen. Um diese Messungen durchführen zu können, müssen alle Komponenten des Spektrometers in entsprechend guter Qualität vorliegen. Die prozessierte LIGA-Spektrometerstruktur, die abgehobenen Kollimatorlinsen, der polierte Siliziumumlenkspiegel und der 40°-Auskoppelspiegel lagen bei Abschluss der praktischen Arbeiten vor. Allerdings gab es bei der Aluminiumverspiegelung der Spektrometerstrukturen und der Deckel für den Hohlwellenleiter, die von einem externen Lieferanten durchgeführt wurden, Schwierigkeiten und erhebliche Verzögerungen, so dass die Spektrometerstrukturen nur in mäßiger Qualität verspiegelt vorlagen. Damit war die Charakterisierung des Gesamtsystems nur sehr bedingt durchführbar.

Die Charakterisierungen der Kollimatorlinse, des Umlenkspiegels und des Auskoppelspiegels konnten dagegen durchgeführt werden. Die sich dabei ergebenden Ergebnisse und die Ergebnisse der Messungen, die sich trotz der oben geschilderten Unzulänglichkeiten an dem Spektrometersystem durchführen ließen, werden in diesem Kapitel dargestellt.

5.1 Einfluss der einzelnen optischen Komponenten auf ein Spektrometer

5.1.1 Einfluss einer Kollimatorlinse

Um die Auswirkung der nach den Simulationen optimalen Kollimatorlinse auf die Empfindlichkeit des Spektrometers an Hand von Messungen bewerten zu können, wurde die Kollimatorlinse zunächst freistrahloptisch vermessen. Im Hohlwellenleiter werden die von der Linse gebündelten Lichtstrahlen je nach ihrer Richtung unterschiedlich oft reflektiert und entsprechend durch Absorption mehr oder weniger stark gedämpft. Die Wirkung der Kollimatorlinse im Hohlwellenleiter lässt sich also realistisch abschätzen, indem die freistrahloptische Vermessung der Kollimatorlinse rechnerisch mit der richtungsabhängigen Absorption korrigiert wird. Als Ergebnis ergibt sich die richtungsabhängige Steigerung der Intensität in einem Wellenleiter mit bzw. ohne Kollimatorlinse.

Die vom Lichtausbreitungswinkel abhängige Intensitätsverteilung $I(\theta)$ des Lichts wird mit Hilfe eines Nahfeldmesssystems (Hamamatsu LEPAS-11) sowohl ohne als auch mit Kollimatorlinse experimentell bestimmt (siehe Abbildung 5-1). In beiden Fällen wird das Licht über eine Glasfaser mit 125 μm Manteldurchmesser und 105 μm Kerndurchmesser einkoppelt. Im Falle der Vermessung der Kollimatorlinse wird die Faser mittig vor der Linse positioniert. Die Intensitätsverteilung wird in einem Abstand zur Faser, der dem gesamten optischen Weg im Spektrometer bis zum Auskoppelspiegel entspricht, gemessen. Die gemessene Intensitätsverteilung mit und ohne Kollimatorlinse ist in Abbildung 5-1 dargestellt.

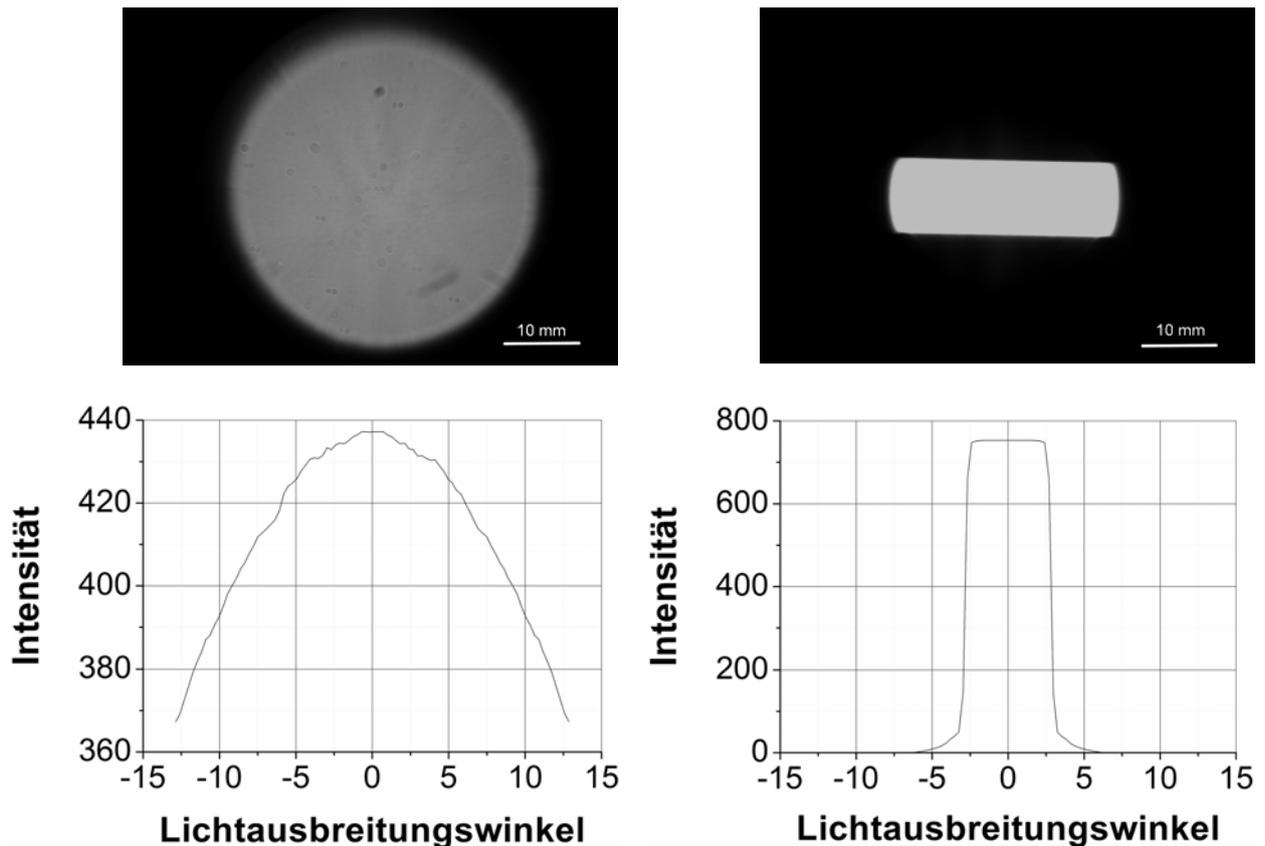


Abb. 5-1: Gemessene Intensitätsverteilung des Lichtes in einem System ohne Kollimatorlinse (links) und mit optimierter zylindrisch-asphärischer LIGA-Kollimatorlinse (rechts); oben: photographische Aufnahmen, unten: mit dem Nahfeldmesssystem gemessene Intensitäten

Der gesamte Lichtweg im Spektrometer ist $L = 152 \text{ mm}$ lang, der Hohlwellenleiter ist $750 \mu\text{m}$ hoch. Im Falle der Einkopplung ohne Linse treten für Licht, das mit einer numerischen Apertur von $NA = 0,22$ eingekoppelt wird, 45 Reflexionen für die Hauptlichtstrahlen mit dem größten Einfallswinkel von $\theta_{\text{max}} = 12,7^\circ$ auf. Mit der Kollimatorlinse dagegen breitet sich praktisch alles Licht unter Winkeln kleiner als 3° aus.

Die durch das ganze System übertragene optische Intensität lässt sich durch den folgenden Ausdruck errechnen, wobei der Faktor zwei die Symmetrie des Lichtstrahls berücksichtigt.

$$I_o = 2 \cdot \int_0^{\theta_{\text{max}}} I(\theta) \cdot \left((R_{\parallel}(\theta))^{n(\theta)} + (R_{\perp}(\theta))^{n(\theta)} \right) \cdot d\theta \quad (5.1)$$

mit I_o durch das System übertragende optische Intensität

$I(\theta)$ ins Mikrospektrometer eingekoppelte Intensität in Abhängigkeit vom Lichtausbreitungswinkel

$R_{\parallel}(\theta)$ Reflexionskoeffizient innerhalb der Hohlwellenleiter für die parallele Komponente des Lichts

$R_{\perp}(\theta)$ Reflexionskoeffizient innerhalb der Hohlwellenleiter für die senkrechte Komponente des Lichts

$n(\theta)$ Anzahl von Reflexionen innerhalb der Hohlwellenleiter abhängig vom Einkoppelwinkel

Der Reflexionskoeffizient einer 250 nm dicken Aluminiumschicht als Funktion des Einfallswinkels der parallel und der senkrecht zur Wellenleiteroberfläche polarisierten Komponente des Lichtes ist in Abbildung 5-2 dargestellt [Bor65], [Ped93].

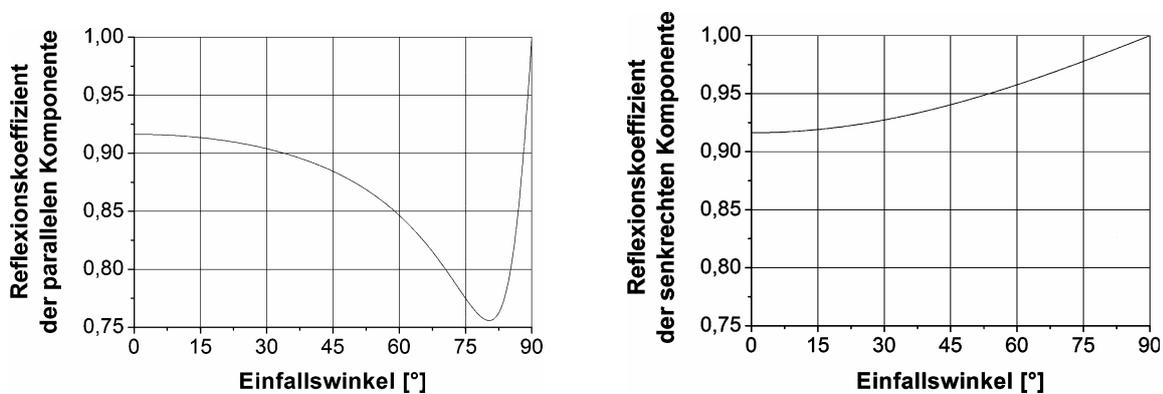


Abb. 5-2: Graphische Darstellung des Reflexionskoeffizienten der parallel und der senkrecht zur Wellenleiteroberfläche polarisierten Komponente des ins Spektrometer eingekoppelten Lichtes

Die beiden Reflexionskoeffizienten lassen sich durch Polynome annähern als

$$R_{\parallel} = \sum_{i=0}^9 A_i \cdot \theta^i \quad (5.2)$$

für die parallele Komponente des Lichtes und

$$R_{\perp} = \sum_{j=0}^9 B_j \cdot \theta^j \quad (5.3)$$

für die senkrechte Komponente des Lichtes, wobei A_i und B_j numerische Integrationskoeffizienten sind, die aus den numerischen Werten der Abbildung 5-2 errechnet wurden. Tabelle 5-1 listet die numerischen Werte dieser Koeffizienten auf.

$A_0 = 0,9165$	$B_0 = 0,9163$
$A_1 = -1,2887 \cdot 10^{-4}$	$B_1 = -2,5938 \cdot 10^{-8}$
$A_2 = -3,2284 \cdot 10^{-6}$	$B_2 = 1,2531 \cdot 10^{-5}$
$A_3 = 2,2352 \cdot 10^{-6}$	$B_3 = -8,3582 \cdot 10^{-10}$
$A_4 = -3,5146 \cdot 10^{-7}$	$B_4 = -2,5916 \cdot 10^{-10}$
$A_5 = 2,0079 \cdot 10^{-8}$	$B_5 = -1,6663 \cdot 10^{-12}$
$A_6 = -5,8765 \cdot 10^{-10}$	$B_6 = 3,9624 \cdot 10^{-14}$
$A_7 = 9,3427 \cdot 10^{-12}$	$B_7 = -3,8427 \cdot 10^{-16}$
$A_8 = -7,6882 \cdot 10^{-14}$	$B_8 = 2,0602 \cdot 10^{-18}$
$A_9 = 2,5654 \cdot 10^{-16}$	$B_9 = -4,9086 \cdot 10^{-21}$

Tab. 5-1: Numerische Werte der Reflexionskoeffizienten für die parallele und senkrechten Komponente des Lichts innerhalb des Wellenleiters

Mit Hilfe der mit dem Nahfeldmesssystem gemessenen Intensitätsverteilungen (Abbildung 5-1) und den winkelabhängigen Reflexionskoeffizienten (Abbildung 5-2) kann der Ausdruck (5.1) numerisch gelöst werden. Um die numerische Lösung möglichst zu vereinfachen, wird die integrale Gleichung (5.1) durch eine endliche Summe aller diskreten Werte des Integranden innerhalb definierter Intervalle genähert. Diese Intervalle entsprechen den verschiedenen Lichtausbreitungswinkeln in Abbildung 5-2. Je größer die Anzahl dieser Intervalle ist, desto kleiner wird der Näherungsfehler. In dem hier vorliegenden Fall wurden insgesamt 45 Intervalle berechnet, was eine gute numerische Integration erlaubt. Mit diesen Überlegungen ergibt sich aus Gleichung (5.1) die Gleichung (5.4):

$$I_o = 2 \cdot \sum_{n=0}^{45} I_n \cdot \left(\left(\sum_{i=0}^9 A_i \cdot \theta^i \right)^{n(\theta)} + \left(\sum_{j=0}^9 B_j \cdot \theta^j \right)^{n(\theta)} \right) \quad (5.4)$$

wobei I_n die für jedes Winkelintervall ins Spektrometer eingekoppelte Intensität ist und der gemessenen Intensität entspricht, wie sie in Abbildung 5-1 dargestellt ist. θ ist der Lichtausbreitungswinkel des jeweiligen Intervalls; wobei nur positive Werte verwendet werden. Da die Intensitätsverteilung symmetrisch ist, werden die negativen Winkel über den Faktor zwei berücksichtigt.

Nach Einsetzen der numerischen Werte der Gleichungen (5.2) und (5.3) sowie der experimentellen Werte entsprechend Abbildung 5-1 ergibt sich eine Steigerung der im Spektrometer übertragenen Intensität um 17% bei Verwendung einer Faser und der Kollimatorlinse. Im gleichen Verhältnis erhöht sich damit auch die Empfindlichkeit des gesamten Systems.

Der Einsatz einer Kollimatorlinse führt also zu einer Steigerung der Empfindlichkeit des Spektrometers.

Die Linse, als zusätzliches Element im Strahlengang des Spektrometers, könnte durch Reflexionen an den Oberflächen den Streulichtanteil im System erhöhen. Photographische Aufnahmen ermöglichen hier den Vergleich des nahe der Einkoppelstruktur gestreuten Lichts für

den Fall ohne und den Fall mit Kollimatorlinse (Abbildung 5-3). Die rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Struktur in der Abbildung dient der Orientierung.

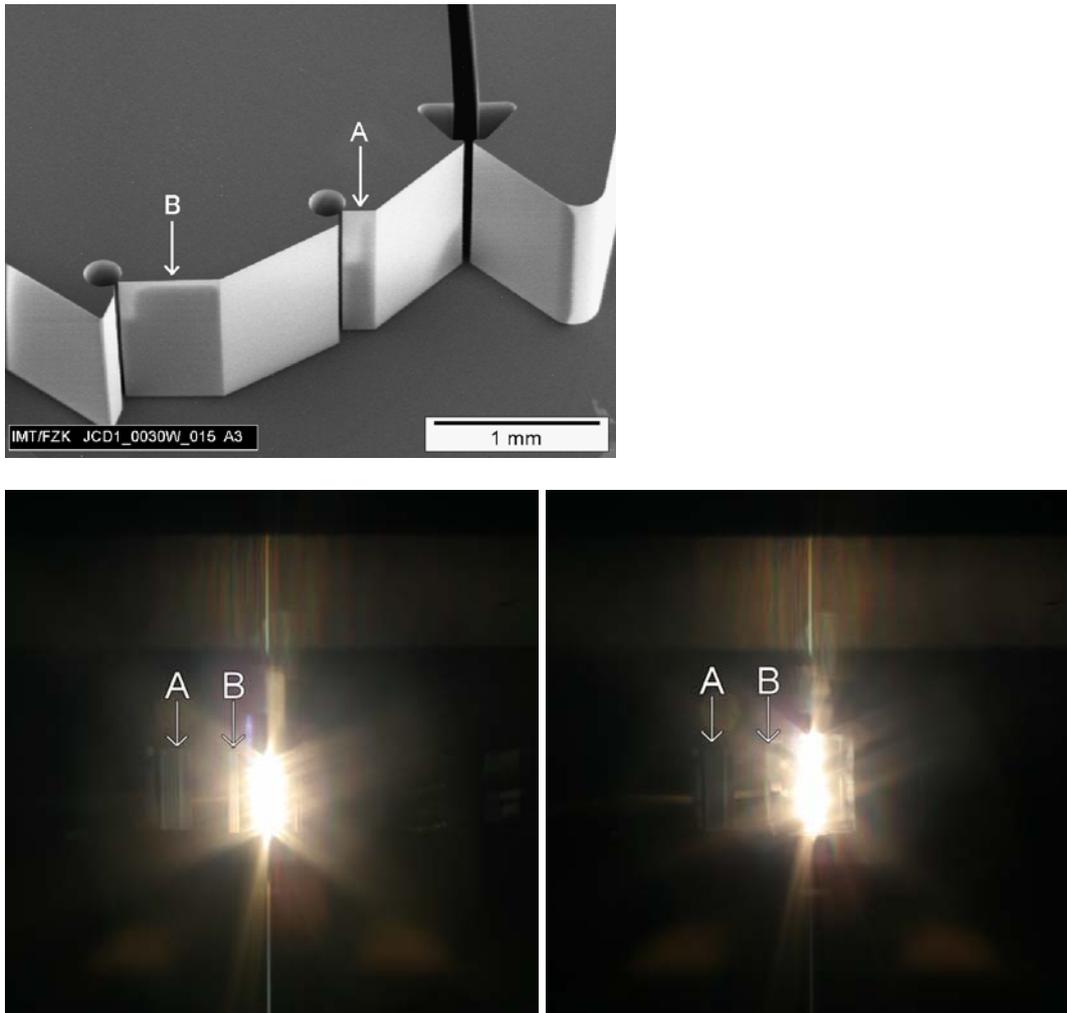


Abb. 5-3: Vergleich der wichtigsten Streulichtquellen nahe der Einkoppelstruktur: ohne Kollimatorlinse (links unten) und mit Linse (rechts unten); oben zur Übersicht eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Struktur

Da es sich bei den Aufnahmen in Abbildung 5-3 unten um Aufnahmen mit einer Digitalkamera handelt, lassen sich die Intensitäten der Streulichtquellen auch quantitativ vergleichen. Der Bereich der Lichteinkopplung ist auf diesen Aufnahmen stark überbelichtet, um die streuenden Bereiche überhaupt sichtbar machen zu können. Um den Eintrittsspalt genauso hell erscheinen zu lassen, wie beispielsweise die mit A und B bezeichneten Streubereiche in Abbildung 5-3, darf die Aufnahme nur 1/1000 der Zeit belichtet werden. Daraus lässt sich schließen, dass die Streulichtintensität in den mit A und B bezeichneten Bereichen 1000 mal geringer ist als die Intensität am Eintrittsspalt. Da dies auch für die Aufnahme mit Kollimatorlinse gilt, entsteht also durch die Kollimatorlinse nur unwesentlich mehr Streulicht als bei dem System ohne Kollimatorlinse.

Die größte Streulichtintensität tritt an den Anschlängen (A bzw. B in Abbildung 5-3) der Kollimatorlinse neben der Einkoppelstruktur auf.

5.1.2 Einfluss des Umlenkspiegels

Im Abschnitt 4.5 wurde ein Umlenkspiegel eingeführt. Die optische Qualität diese Spiegels hängt davon ab, wie er gefertigt wird. Deshalb ist eine optische Charakterisierung der mit verschiedenen Techniken hergestellten Spiegel notwendig, um so ihre optischen Eigenschaften vergleichen zu können.

Zur optischen Charakterisierung wird der Umlenkspiegel mit einem Helium-Neon Laser der Wellenlänge 632,8 nm mit einer Intensität von 1,6 mW direkt beleuchtet und der vom Spiegel reflektierte Strahl analysiert. Dazu wird das Bild dieses Strahls auf einem gegenüber dem Umlenkspiegel platzierten Flächendetektor aufgenommen.

Abbildung 5-4 zeigt eine typische Aufnahme des an einer 750 µm hohen LIGA-Seitenwand reflektierten Laserstrahls.

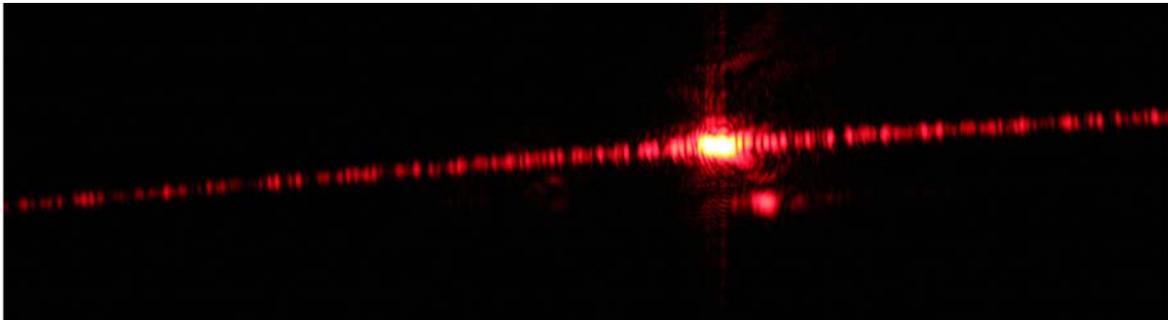


Abb. 5-4: Aufnahme des Reflexes bei Laserbeleuchtung des Umlenkspiegels eines direktlithographischen Spektrometers mit einer Strukturhöhe von 750 µm

Der helle Lichtfleck in der Bildmitte lässt eine starke Überbelichtung der Aufnahme in diesem Bereich erkennen. Diese ist unvermeidlich, wenn die relativ lichtschwachen Bereiche neben dem Hauptreflex überhaupt erkennbar sein sollen. Die Intensität im zentralen Bereich des Reflexes ist üblicherweise etwa 1000 mal so hoch wie in den Bereichen daneben.

Um den zentralen Reflex herum findet man einen hellen Hof, der durch am Spiegel gestreutes Licht entsteht. Oberflächenrauigkeiten oder Schmutzpartikel auf dem Umlenkspiegel verursachen dieses Streulicht, das eine Abnahme der Auflösung und eine geringfügige Verschlechterung der Empfindlichkeit des Spektrometers mit sich bringt.

In horizontaler Richtung sind viele Linien in den Bildern zu erkennen, die durch Beugungseffekte entstehen, welche durch die auf den Oberflächen der LIGA-Seitenwände erkennbaren Riefen verursacht werden. Dieser Effekt trägt am meisten zu der Verschlechterung des vom Spiegel abgebildeten Bildes bei.

Ein Vergleich der beiden Aufnahmen in Abbildung 5-5 zeigt, dass der Streulichtanteil mit der Höhe der Struktur zunimmt.

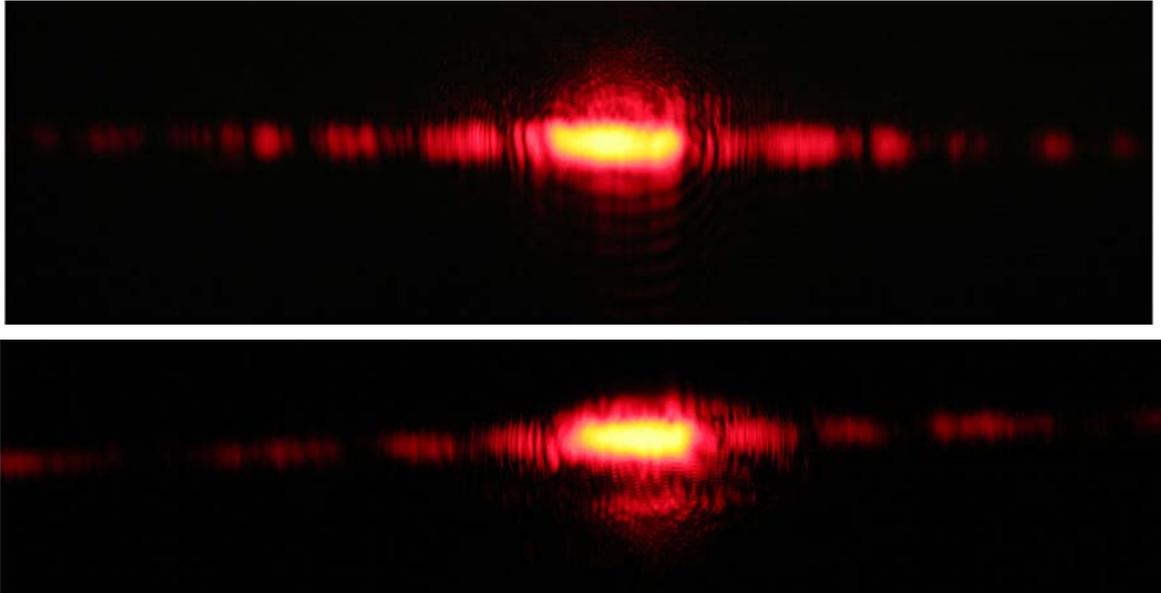


Abb. 5-5: Aufnahme des Reflexes bei Laserbeleuchtung einer Seitenwand eines direktlithographischen Spektrometers mit einer Strukturhöhe von 750 μm (oben) und eines Spektrometers mit einer Strukturhöhe von 1500 μm (unten)

In Abbildung 5-6 zeigt eine Aufnahme des an einem Siliziumumlenkspiegel reflektierten Laserstrahls. Ein Vergleich mit der Abbildung 5-5 lässt deutliche Unterschiede erkennen: die durch Beugungseffekte verursachten Lichtanteile in der Horizontalen sind nicht vorhanden. Der Anteil des gestreuten Lichtes (Lichthof um den zentralen Reflex) bei dem Ulenkspiegel aus Silizium ist nicht wesentlich geringer als bei dem lithographisch strukturierten Ulenkspiegel. Die Ursache liegt an den Ausbrüchen an der oberen und unteren Kante des Siliziumspiegels, die fertigungsbedingt nicht vermeidbar waren und an denen Licht gestreut wird.



Abb. 5-6: Aufnahme des Reflexes bei Laserbeleuchtung des Ulenkspiegels aus Silizium

5.1.3 Einfluss des Auskoppelspiegels

Der im Abschnitt 3.7 beschriebene Auskoppelspiegel wird als getrennt gefertigtes Einlegeteil in dem fertig prozessierten LIGA-Spektrometer positioniert und fixiert. Der Spiegel kann daher auf unterschiedliche Weise hergestellt werden. Derartige optische Komponenten werden üblicherweise in hervorragender Qualität von Spezialfirmen auf hochpräzisen Linsenschleif- und Poliermaschinen hergestellt. Die Zahl entsprechender Anbieter ist im Falle dieser besonders kleinen Linsen klein. Da diese Firmen Einzelstücke nur zu entsprechend hohen

Preisen fertigen können, wurde der Spiegel mit den am Forschungszentrum Karlsruhe verfügbaren Methoden hergestellt.

Der fokussierende Auskoppelspiegel wurde aus Messing mikrogefräst und dann mit Aluminium verspiegelt. Die so hergestellte Spiegelfläche wurde ebenfalls mit einem Laser beleuchtet und mit photographischen Methode bewertet. Aus der Aufnahme (Abbildung 5-7) ist zu erkennen, dass an diesem Spiegel sehr viel Licht gestreut beziehungsweise gebeugt wird. Der zentrale Reflex ist wiederum überbelichtet, um den Untergrund sichtbar zu machen. Die beiden unterschiedlich stark ausgeprägten Nebenmaxima in der Aufnahme entstehen durch Beugung des Lichts an periodische Fräsriefen, deren Flanken in einer Richtung geneigt sind, was einen gewissen Blaze-Effekt bewirkt. Die Ursache für den großen Streulichtanteil, der sich als Hof um die Reflexe bemerkbar macht, ist eine große Oberflächenrauigkeit des gefrästen Auskoppelspiegels mit Rauigkeiten im Bereich von bis zu $1\ \mu\text{m}$. Die Oberfläche dieses Auskoppelspiegels erfüllt somit nicht die Anforderungen an einen optischen Spiegel. Damit ist die Bewertung der Wirksamkeit des fokussierenden Effektes eines gekrümmten Auskoppelspiegels mit den vorhandenen Mitteln nicht möglich.

Zur Vermessung des Spektrometers wurde deshalb auf einen ebenen Siliziumauskoppelspiegel zurückgegriffen.

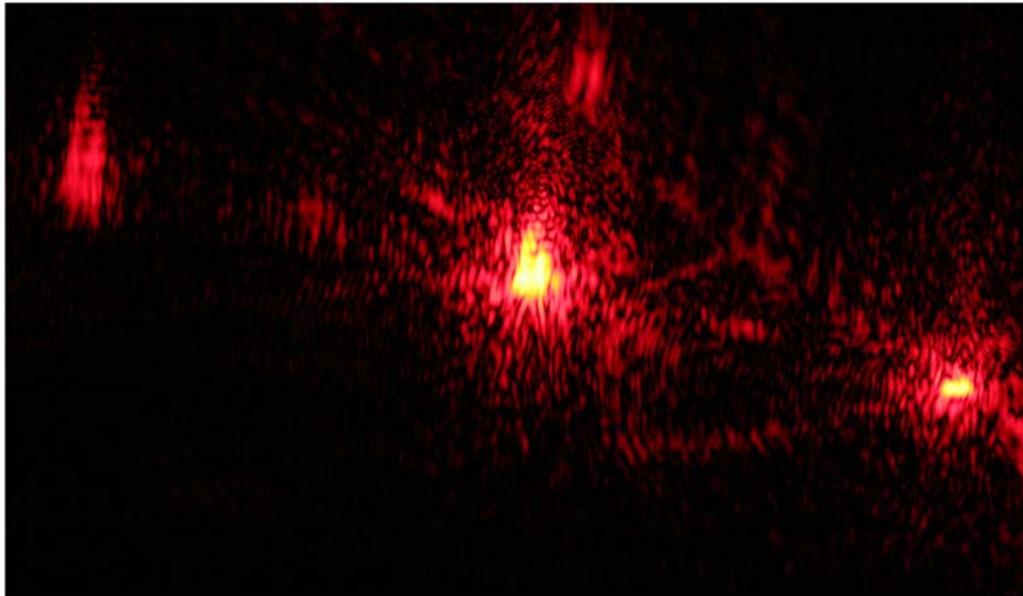


Abb. 5-7: Beugungsbild bei direkter Laserbeleuchtung des gefrästen Auskoppelspiegels

5.2 Charakterisierung des Gesamtsystems

Wie zu Beginn des Kapitels beschrieben, konnte die endgültige Charakterisierung des Spektrometers bezüglich der optischen Eigenschaften des Gesamtsystems nicht durchgeführt werden, da bei Abschluss der Arbeit noch kein vollständiges System mit guter Verspiegelung vorlag. An einem ansonsten guten System mit einem Deckel, dessen Verspiegelung von

geringer Qualität war, so dass Messungen der maximalen Empfindlichkeit des Spektrometers nicht möglich waren, konnte jedoch die spektrale Auflösung gemessen werden. Dazu wurde, um die geringe Empfindlichkeit des Systems auszugleichen, Licht mit hoher Intensität aus einem Helium-Neon-Laser in das System eingekoppelt. Die Messung bei einer Wellenlänge von 632,8 nm ergab eine spektrale Auflösung von 4,5 nm. Dieser Wert stimmt gut mit dem auf Grund von Simulationen erwarteten Wert überein.

Bei einem Spektrometersystem des neuen Layouts Nummer 0726-00-A0 mit guter optischer Verspiegelung sind damit gegenüber den bisherigen Systemen die in Tabelle 5-2 aufgelisteten Verbesserungen zu erwarten.

Optische Eigenschaft	Wert des bisherigen VIS-Spektrometers (Layout 0603-05-A5)	Wert bzw. Steigerung beim neuen Layout 0726-00-A0
Wellenlängenbereich [nm]	380-850 nm	300-950 nm [§3.2]
Dispersion [nm / μm]	0,14 nm / μm	0,0668 nm / μm [§3.2]
Detektorbreite [mm]	6,4 mm	12,8 mm [§3.2]
Spektrale Auflösung [nm]	8 nm	4,5-5,5 nm [§5.2]
Empfindlichkeitssteigerung [%]		
a) mit zylindrisch-asphärischer Kollimatorlinse	N/A (0%)	2 % [§3.3.2]
b) mit Kollimatorlinse (nur mittlere Faser beleuchtet)	N/A (0%)	92% [§3.3.2]
c) mit sechs Einkoppelfasern	N/A (0%)	110% [§3.3.1]
d) durch erhöhten Auskoppelspiegel	N/A (0%)	15-20% [§3.7]
e) durch zylindrischem Auskoppelspiegel	N/A (0%)	43% [§3.7]

Tab. 5-2: Verbesserungen der optischen Eigenschaften des neuen Spektrometers gegenüber einem VIS-Spektrometer mit Layout Nummer 0603-05-A5

6 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, ausgehend von den bisher am IMT hergestellten Systemen ein neues UV / VIS-Gitter-Mikrospektrometer zu entwickeln, dessen optische Eigenschaften die der bisherigen Systeme übertreffen.

Dieses Mikrospektrometer sollte einen spektralen Wellenlängenbereich von 300 nm bis 950 nm abdecken, sowie ein Auflösungsvermögen besser als 5 nm und eine Dispersion kleiner als 0,08 nm / μm aufweisen. Die spektrale Empfindlichkeit sollte deutlich größer als im jetzigen Spektrometer (Layoutnummer 0603-05-A5) sein. Die Außenmaße des Spektrometers mussten so gewählt werden, dass die Strukturierung weiterhin mit dem LIGA-Verfahren möglich ist. Außerdem wurde angestrebt, die das Fehllicht beeinflussende Effekte zu reduzieren.

Um diesen Forderungen gerecht zu werden, war es notwendig, die optischen Weglängen innerhalb des Spektrometers zu vergrößern. Eine Vergrößerung des in einer Rowland-Kreisordnung arbeitenden Spektrometers führt dazu, dass das Spektrum auf eine größere Detektorlänge abgebildet wird. Damit kann eine Detektorzeile mit 512 Pixeln an Stelle des bisher verwendeten Detektors mit 256 Pixeln ausgeleuchtet werden. Die Dispersion sinkt damit, bei einer fast unveränderten Gitterkonstante von 4,73 μm , von bisher 0,14 nm/ μm auf 0,0668 nm/ μm . Dies entspricht bei einer Pixelbreite von weiterhin 25 μm einer auf die Pixelbreite bezogenen Dispersion von 1,67 nm/Pixel statt bisher 3,5 nm/Pixel.

Bei Spektrometern in Rowlandkreisordnung ist die Fokuslinie ein Kreis. Somit führt die Vergrößerung des Radius des Gittergrundkreises von 38 mm auf 76 mm dazu, dass die Krümmung der Fokuslinie abnimmt und somit der ebenen Detektoroberfläche besser angepasst ist. Damit wird eine Verschlechterung der Auflösung durch Abbildungsfehler verringert.

Die Vergrößerung des Radius des Rowland-Kreises hat jedoch zur Folge, dass die Ausmaße des Systems von bisher 20 x 45 mm auf 40 x 90 mm vergrößert werden, wenn sonst am Grundkonzept des Layouts nichts geändert wird. Ein LIGA-Mikrospektrometer mit einer Länge von 90 mm ist am IMT technisch nicht realisierbar, da die Maskentechnik für die Strukturierung einer 90 mm breiten Fläche nicht ausgelegt ist.

Um die Größe des Systems wieder auf Maße zu reduzieren, die sich auch fertigen lassen, wird ein Umlenkspiegel in das Spektrometer integriert. Die Funktion dieses Spiegels ist es, den Strahlengang des Spektrometers räumlich zu falten, so dass sich die Außenmaße des Systems – bei konstanten optischen Weglängen innerhalb des Spektrometers – verringern. Der Eintrittsspalt und der Detektor liegen – gegenüber dem bisherigen Layout – spiegelsymmetrisch zu dem Umlenkspiegel. Durch die Verwendung des Umlenkspiegels verringern sich die Ausmaße des Spektrometers auf 55 x 56 mm. Ein Spektrometer mit diesen Abmessungen ist mit der üblichen, am IMT verfügbaren Maskentechnik nicht herstellbar; durch eine Erweiterung der Maskentechnik im Rahmen dieser Arbeit können solche Strukturen jedoch gefertigt werden.

Für die Herstellung des Umlenkspiegels wurden zwei Varianten analysiert: einmal ein mit dem Spektrometer strukturierter LIGA-Umlenkspiegel und zum anderen das Einsetzen eines Umlenkspiegels aus Silizium. Diese beiden Varianten lassen einen Vergleich der optischen Güte der LIGA-Seitenwandspiegel mit dem optisch sehr glatten Siliziumspiegel zu. Dabei hat der Siliziumspiegel den Vorteil, dass deutlich weniger Streueffekte auftreten. Allerdings erfordert seine direkte Integration in das Spektrometer eine Erweiterung des Prozesses zur Herstellung von Formeinsätzen wie sie im Rahmen der Integration eines separaten Auskoppelspiegels in das Spektrometer im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde.

Die Vergrößerung des optischen Wegs, den das Licht innerhalb des Spektrometers durchläuft, führt bei gleicher Höhe des Hohlwellenleiters zu einer Zunahme der Anzahl von Reflexionen innerhalb des Wellenleiters. Je größer die Anzahl von Reflexionen ist, umso größer ist der Intensitätsverlust innerhalb des Spektrometers durch Fresnel-Verluste. Diese Lichtverluste innerhalb des Systems führen zur Verschlechterung der Spektrometerempfindlichkeit. Um dies zu vermeiden, wurde die Höhe des Wellenleiters von $340\ \mu\text{m}$ auf $750\ \mu\text{m}$ vergrößert, so dass das Verhältnis zwischen Höhe des Hohlwellenleiters und der optischen Weglänge – und damit die Zahl der Reflexionen im Wellenleiter – praktisch unverändert bleibt. Wie Untersuchungen zeigten hat diese Vergrößerung keinen negativen Einfluss auf die Qualität des Gitters bei lithographisch hergestellten Spektrometern. Insofern könnte diese Maßnahme auch Vorteile bei den herkömmlichen Spektrometern bieten.

Um die Effizienz der Lichteinkopplung ins Spektrometer zu steigern, wird das Licht anderes als in bisherigen Mikrospektrometern eingekoppelt. Bei der bisher üblichen Einkopplung über eine Faser mit $300\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser wird am $50\ \mu\text{m}$ breiten Eintrittsspalt etwa 80% des Lichts in die Faser zurück reflektiert. Den Anteil des in das Spektrometer gelangenden Lichts kann man steigern, wenn man über sechs übereinanderliegende Fasern mit jeweils $105\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser einkoppelt. Dadurch nimmt der Transmissionskoeffizient durch den Eintrittsspalt und damit auch die Empfindlichkeit des Spektrometers im Vergleich zu den bisherigen Systemen zu. Die erzielte Empfindlichkeitssteigerung liegt – je nach der Art der Beleuchtung der Einkoppelfaser – bei bis zu 110%.

Um die Justage, den Aufbau und die Verklebung dieser sechs Fasern zu ermöglichen, war es notwendig, einen neuen Fasernhalteschacht zu entwerfen, der aus zwei Kanälen besteht. Beide Kanäle enden in einem einzigen Kanal, an dessen Ende sich der Eintrittsspalt befindet. In jeden der beiden Kanäle werden abwechselnd je drei Fasern eingelegt.

Um die mittlere Zahl an Reflexionen im Wellenleiter weiter zu senken, wurde vor den Beleuchtungsfasern eine Kollimatorlinse eingeführt, die das aus der Lichtleitfaser austretende Licht so bündelt, dass das Licht im Wellenleiter weitgehend parallel zum Wellenleiter läuft und so weniger oft reflektiert wird. Bei freistrahloptischen Systemen müssen die optischen Komponenten normalerweise aufwändig zueinander justiert werden. Im Falle des LIGA-Spektrometers wird die Kollimatorlinse einfach an mechanische Anschläge angelegt, die bei der Herstellung des Spektrometers mitgefertigt werden, und dann verklebt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden rein zylindrische, plan-asphärische und zylindrisch-asphärische Linsenformen auf ihre Eignung als Kollimatorlinse untersucht. Eine zylindrische Kollimatorlinse wurde aus Glas gefertigt und charakterisiert. Gegenüber den zylindrisch-

asphärischen Linsen wies die zylindrische Linse zu große Nachteile auf, besonders für Lichtstrahlen, die unter großen Winkeln auftreffen.

Die plan-asphärischen und zylindrisch-asphärischen Linsen wurden im LIGA-Verfahren in PMMA gefertigt. Die Vorteile dieses Verfahrens bezüglich der großen Freiheit bei der Wahl der Geometrie wurde beim Entwurf der Linsen ausgenutzt, um möglichst gute Kollimationseigenschaften zu erreichen. Die Linsen wurden in PMMA mit einer Höhe von 1,5 mm gefertigt und charakterisiert. Wie schon die Simulation gezeigt hatte, stellte sich eine zylindrisch-asphärische Linse als günstigste Lösung heraus, da sie weniger Reflexionsverluste an der ersten Oberfläche aufweist als die plan-asphärischen Linsen. Mit dieser Linse lässt sich der Anteil des in das Spektrometer eingekoppelten Lichts, welches das Gitter trifft, deutlich steigern. Allerdings hängt dieser Wert stark davon ab, über wie viele Fasern Licht eingekoppelt wird. Wird nur über die mittlere der sechs Einkoppelfasern eingekoppelt, so bildet diese etwa eine Punktlichtquelle und der Wert steigt um 91%. Bei Einkopplung über drei Fasern liegt die Steigerung noch bei 39%. Wenn über alle sechs Fasern zugleich eingekoppelt wird, steigt die Empfindlichkeit allerdings nur noch um 2%, weil die Winkel, unter denen die Kollimatorlinse beleuchtet wird, sehr groß werden und damit gerade bei dem von den äußeren Fasern abgestrahltem Licht mehr Reflexionen und somit Verluste auftreten als ohne Linse.

Um die Effizienz der Lichtauskopplung aus dem Wellenleiter zu verbessern, wurde nach Wegen gesucht, den Auskoppelspiegel so zu formen, dass möglichst viel Licht aus dem Wellenleiter auch auf den Detektor reflektiert wird. Dabei wurden zwei Wege besprochen.

Zum einen wurde die Strukturhöhe des Auskoppelspiegels auf 1225 μm vergrößert. Dies bringt den Vorteil, dass alles Licht aus dem Wellenleiter den Auskoppelspiegel auch trifft. Da sich das Licht zwischen dem Ende des Wellenleiters und dem Auskoppelspiegel freistrahlend ausbreitet, treffen 17% des Lichts aus dem Wellenleiter den Auskoppelspiegel gar nicht, wenn der Auskoppelspiegel eine Höhe von 750 μm wie die restlichen Spektrometerstrukturen hat. Diese 17% Licht lassen sich mit dem höheren Auskoppelspiegel auf den Detektor reflektieren.

Zum anderen wurde die Oberfläche des Auskoppelspiegels als Hohlspiegel ausgelegt, so dass das vom Auskoppelspiegel reflektierte Licht auf den Detektor fokussiert wird. Der Detektor hat 500 μm hohe Pixel. Das Bild des Eintrittsspalt auf dem Detektor ist jedoch höher als diese 500 μm . Daher wird der Detektor überstrahlt und etwa 50% des Lichts trifft den Detektor nicht. Diese Überstrahlung des Detektors wird durch die Fokussierung reduziert, so dass weitere 26% des Lichtes auf den Detektor gebracht werden können. Damit wird die Empfindlichkeit des Systems um circa 26% erhöht. Die Verwendung eines optimierten Auskoppelspiegels mit größerer Höhe führt somit zu einer Steigerung der Empfindlichkeit um circa 46%.

Die Möglichkeit des Einsatzes einer Kollimatorlinse in einem vergrößerten Spektrometer sowie der Einsatz eines angepassten Spiegels können nicht nur in dem hier entwickelten Spektrometer genutzt werden, sondern lassen sich auch in den Standardspektrometern anwenden. Damit ist es auch bei diesen Spektrometern möglich, die Intensität auf dem Detektor deutlich zu steigern. Unter idealen Bedingungen sollte eine Steigerung der auf den Detek-

tor einfallenden Intensität um 50% möglich sein, was eine drastische Verbesserung auch für die bisherigen Spektrometer bedeutet.

Die größere Höhe des Auskoppelspiegels machte die direkte Strukturierung des Auskoppelspiegels mit den anderen Komponenten des Spektrometers im LIGA-Verfahren unmöglich. Der Auskoppelspiegel wurde folglich als Einzelkomponente gefertigt und an Anschlägen im Spektrometer positioniert und verklebt. Da diese Vorgehensweise nicht für eine Fertigung in größeren Stückzahlen geeignet ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Vorgehensweise entwickelt, um einen einzeln gefertigten Auskoppelspiegel in LIGA-Strukturen einzulegen und daraus einen Formeinsatz zu fertigen, indem die LIGA-Strukturen und der Auskoppelspiegel defektfrei übergalvanisiert werden. Diese neue Technik ermöglicht es, Strukturen mit unterschiedlicher Höhe mit LIGA-Strukturen zu kombinieren, ein Abformwerkzeug zu galvanisieren und damit dann die Gesamtstruktur mit ihren unterschiedlichen Höhen zu reproduzieren. Sie ist nicht auf die Spektrometerherstellung beschränkt, sondern stellt eine interessante Erweiterung des LIGA-Verfahrens mit großem Potential dar.

Die Vergrößerung des Spektrometers bedeutet eine große technologische Herausforderung. Die Maskentechnik für so große Layoutflächen war nicht verfügbar und musste erst im Rahmen dieser Arbeit entwickelt werden.

Das bisher für die Herstellung von Beryllium-Röntgenarbeitsmasken eingesetzte so genannte Anisol-Verfahren, wobei der Resist aus in Anisol gelöstem PMMA in mehreren Schichten auf ein Beryllium-Substrat aufgeschleudert wird, erwies sich für die Herstellung der Spektrometerstrukturen als nicht einsetzbar. Nach der Goldgalvanik wiesen die Absorberstrukturen dieser Maske sowohl Maßabweichungen als auch Verrundungen der Absorberkanten auf, die sich negativ auf die mit der Maske strukturierten Spektrometer auswirkten.

Um diese Mängel zu beseitigen, wurde eine Beryllium-Maskentechnik entwickelt, bei welcher der Resist auf das Substrat mit einem Beschichtungsroboter in einem Schritt aufgegossen wird. Anschließend wird der Resist gepresst und auspolymerisiert. Die Absorberstrukturen der mit dieser Technik gefertigten Maske wiesen keine nennenswerten Abweichungen von der Sollform mehr auf. Diese Technik wurde auch auf die Herstellung von Arbeitsmasken mit Titanmembranen übertragen. Die Herstellung von Titan-Arbeitsmasken mit runden Layoutflächen von 65 mm wurde im Rahmen dieser Arbeit mit Erfolg erprobt, indem Spektrometermasken auch auf diesem Wege realisiert wurden.

Wie die bisherigen Ausführungen zeigen, kann mit den im Rahmen dieser Arbeit gewählten Ansätzen eine deutliche Steigerung der Empfindlichkeit der Spektrometer erzielt werden. Dies wird auch durch die Vermessung der Einzelkomponenten bestätigt. Leider war es bis zum Abschluss der Arbeit nicht möglich, die Verbesserungen auch an einem komplett zusammengebauten Spektrometer nachzuweisen, da es bei der Verspiegelung der Spektrometer durch einen externen Zulieferer zu erheblichen Verzögerungen kam. Auch Aussagen zum Streulichtverhalten der neuartigen Spektrometer sind deshalb zum jetzigen Zeitpunkt leider nicht möglich.

Die spektrale Auflösung konnte trotz der mangelhaften Verspiegelung und der damit geringen Empfindlichkeit. Um die niedrige Empfindlichkeit auszugleichen, wurde mit einem Laser

der Wellenlänge 632,8 nm eingekoppelt. Die gemessene spektrale Auflösung von 4,5 nm stimmt gut mit den aus Simulationen erwarteten Werten überein.

Sobald ein komplettes System mit guter Verspiegelung vorliegt, muss die Charakterisierung des Spektrometers bezüglich der optischen Eigenschaften des Gesamtsystems vervollständigt werden, um die diskutierten Werte zu bestätigen.

Es wird sich dann auch experimentell zeigen, dass das im Rahmen dieser Arbeit erarbeitete Konzept eines quasi-freistrahl-optischen LIGA-Mikrospektrometers gegenüber den bisherigen Systemen in vielen Punkten wesentliche Vorteile aufweist. Besonders die spektrale Auflösung bei zugleich großem Wellenlängenbereich und die verschiedenen Maßnahmen zur Steigerung der Empfindlichkeit lassen sich in künftigen Spektrometerentwicklungen einsetzen. Die Vergrößerung der Spektrometerhöhe und der Einsatz einer Kollimatorlinse sowie die Verwendung eines angepassten Auskoppelspiegels sollten auch auf die bisherigen Spektrometer übertragen werden, um auch dort eine Steigerung der Empfindlichkeit zu realisieren.

Da der Wunsch nach größeren Layoutflächen nicht nur bei Spektrometern besteht, wird die weiterentwickelte Beryllium-Arbeitsmaskentechnik in Zukunft häufiger eingesetzt werden.

Das Verfahren zur galvanischen Herstellung von Abformwerkzeugen, in denen unterschiedliche Strukturhöhen miteinander kombiniert werden können, ist seit Abschluss dieser Arbeit bereits zweimal für andere Projekte eingesetzt worden und hat somit bereits sein großes Potenzial demonstriert.

7 Literatur

- [Ach04] S. Achenbach, Deep Sub Micron High Aspect Ratio Polymer Structures Produced by hard X-Ray Lithography, *Microsystem Technologies*, Vol. 10, Issue 6-7 (2004), S. 493-497
- [Alo95] M. A. Alonso, G. W. Forbes, Generalization of Hamilton's Formalism for Geometrical Optics, *Journal Optical Society of America A*, Vol. 12, Issue 12 (1995), S. 2744-2752
- [And90] B. Anderer, W. Ehrfeld, J. Mohr, Grundlagen für die Röntgentiefenlithographische Herstellung eines planeren Wellenlängen-Demultiplexers mit selbstfokussierendem Reflexionsbeugungsgitter, Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK), Bericht KfK 4702, 1990
- [Apo96] J. Aporta-Alfonso, Diseño Óptico, Vorlesung der Licenciatura en Ciencias Físicas, Universität Zaragoza, 1996
- [Bac91a] W. Bacher, P. Bley, H. Hein, U. Klein, J. Mohr, W. K. Schomburg, R. Schwarz, W. Stark, Herstellung von Röntgenmasken für das LIGA-Verfahren, *KfK Nachrichten*, 23 (1991), S. 76-83
- [Bac91b] W. Bacher, K. Feit, M. Harmening, A. Michel, J. Mohr, W. Stark, J. Stöltzing, LIGA-Abformtechnik zur Fertigung von Mikrostrukturen, *KfK Nachrichten*, 23 (1991), S. 4-92
- [Bac98] W. Bacher, K. Bade, B. Matthis, M. Saumer, R. Schwarz, Fabrication of LIGA mold inserts, *Microsystem Technologies*, Vol. 4, Issue 3 (1998), S. 117-119
- [Bar54] R. C. Barret, Nickel Plating from Sulphamate Bath, *Journal of Applied Surface Finishing* Vol. 41 (1954)
- [Bec86] E. W. Becker, W. Ehrfeld, P. Hagmann, Herstellung von Mikrostrukturen mit großem Aspektverhältnis und großer Strukturhöhe durch Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung, Galvanoformung und Kunststoffabformung (LIGA-Verfahren), Kernforschungszentrum Karlsruhe, Bericht KfK 3995, 1986
- [Boe05] <http://www.boehringer-ingelheim.de>
- [Bok02] N. Bokor, N. Davidson, Light Collimation, Imaging and Concentration at the Thermodynamic Limit, *Journal Optical Society of America A*, Vol. 19, Issue 12 (2002), S. 2479-2483
- [Bor65] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, Pergamon Press, Third Edition, 1965
- [Bos05] <http://www.bosch.com>
- [Bra79] J. J. M. Braat, P.F. Greve, Aplanatic optical system containing two aspheric surfaces, *Applied Optics*, Vol. 18 Issue 13 (1979), S. 2187-2191
- [Buc70] H. A. Buchdahl, *An Introduction to Hamiltonian Optics*, Cambridge University Press, 1970
- [Bur75] D. G. Burkhard, D.L. Shealy, Specular Aspheric Surface to Obtain a Specified Irradiance from Discrete or Continuous Line Source Radiation: Design, *Applied Optics*, Vol. 14, Issue 6 (1975), S. 1279-1284

- [Cal01] B. Calvo, T. Sanz, S. Celma, C. J. Moran-Iglesias, A Digitally Programmable VGA, IEEE Midwest Symposium on Circuits and Systems, Dayton, Aug. 14-17, 2001, Vol. 2, S. 602-605
- [Cas85] J. Casas, Óptica, Cooperativa de Artes Gráficas, Zaragoza, 1985
- [Chm94] R. Chmelik, Focusing and the Optical transfer Function in a Rotationally Symmetric Optical System, Applied Optics, Vol. 33, Issue 17 (1994), S. 3702-3704
- [Chr92] C. Leßmöllmann, Fertigungsgerechte Gestaltung von Mikrostrukturen für die LI-GA-Technik, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1992
- [Cox69] H. S. M. Coxeter, Introduction to Geometry, Wiley, New York, 1969
- [Din92] S. G. Dinev, A. A. Dreischuh, D. Kavaldjiev, K. D. Krastev, Collimation and Guiding of Symbiotic Light-Beam pairs, Journal Optical Society of America B, Vol. 9, Issue 3 (1992), S. 387-390
- [Ehr86] W. Ehrfeld, W. Glashauser, D. Münchmeyer, W. Schelb, Mask Making for Synchrotron Radiation Lithography, Microelectronic Engineering, Vol. 5, Issue 1-4 (1986), S. 463-470
- [Ehr90] W. Ehrfeld, F. Götz, Herstellung von Mikrostrukturen durch Tiefenlithographie und Spritzguss, Angewandte Makromolekulare Chemie, Vol. 183, Issue 1 (1990), S. 133-150
- [Eng82] S. Engman, P. Lindblom, Blaze Characteristics of Echelle Gratings, Applied Optics, Vol. 21, Issue 23 (1982), S. 4356-4362
- [Flü48] S. Flüge, Theoretische Optik: Die Entwicklung einer physikalischen Theorie, Wolfenbütteler Verlagsanstalt GmbH, 1948
- [Fra23] J. Fraunhofer, Kurzer Bericht von den Resultaten neuerer Versuche über die Gesetze des Lichtes, und die Theorie derselben, Gilberts Ann. Phys. 74 (1823), S. 337-378
- [Fra24] J. Fraunhofer, Über die Brechbarkeit des elektrischen Lichts, Königlich Bayerische Akademie der Wissenschaften zu München, April-Juni 1824
- [Ghi82] V. Ghica, W. Glashauser, Verfahren für die spannungsrißfreie Entwicklung von bestrahlten Polymethylmethacrylat-Schichten, Deutsche Offenlegungsschrift, 30 39 110, 1982
- [Gra97] A. Gray, Modern Differential Geometry of Curves and Surfaces with Mathematics, CRC Press, Boca Raton, 1997
- [Guc89] H. Guckel, Micromechanics for X-Ray Lithography and X-Ray Lithography for Micromechanics, Precision Engineering and Optomechanics, Vol. 1167 (1989), S. 151-158
- [Guc91] H. Guckel, K. J. Skrobis, T. R. Christenson, J. Klein, S. Han, B. Choi and E. G. Lovell, Fabrication of Assembled Micromechanical Components via Deep X-Ray Lithography, IEEE Micro Electro Mechanical Systems, Nara, Jan. 30-2, 1991
- [Ham28] W. R. Hamilton, Theory of Systems of Rays, Transactions of the Royal Irish Academy, Vol. 15 (1828), S. 69-174

- [Ham59] R. A. F. Hammond, D. A. Fanner, Electrodeposited from a Sulphamate Bath, Trans. Inst. Metal Finishing, Vol. 36 (1959), S.203-219
- [Han05] L. Hahn, P. Meyer, J. Schulz, C. J. Moran-Iglesias, P. Lücke, Improvement in Resist Technology for X-Rays Masks, HARMST, Gyeongju, Jun. 10-13, 2005
- [Har88] S. Harsch, W. Ehrfeld, A. Maner, Untersuchungen zur Herstellung von Mikrostrukturen großer Strukturhöhe durch Galvanoformung in Nickelsulfamat-elektrolyten, Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK), Bericht KfK 4455, 1988
- [Hei92] H. Hein, P. Bley, J. Göttert und U. Klein, Elektronenstrahlolithographie zur Herstellung von Röntgenmasken für das LIGA-Verfahren, Feinwerktechnik & Messtechnik, Vol. 100 (1992), S. 387-390
- [Hei97] H. Hein, J. Mohr, F. J. Patenburg, M. Sesterhenn, Beryllium: a need for the fabrication of ultra high LIGA structures, HARMS, Madison, Jun. 20-21, 1997
- [Hut82] M. C. Hutley, Diffraction gratings, Academic Press, 1982
- [Iga82] K. Iga, M. Oikawa, J. Banno, Ray Traces in a Distributed-Index Planar Microlens, Applied Optics, Vol. 21, Issue 19 (1982), S. 3451-3455
- [Jam69] J.F. James and R.S. Steinberg, The Design of Optical Spectrometers, Chapman Hall, New York, 1969
- [Kis84] A. Kiseliov, M. Krasnov, G. Makarenko, Problemas de ecuaciones diferenciales ordinarias, Editorial Mir, Cuarta Edición, 1984
- [Kri99] P. Krippner, J. Mohr, Hochempfindliche LIGA-Mikrospektrometersysteme für den Infrarotbereich, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte, FZKA 6346, 1999
- [Las03] A. Last, J. Mohr, Fehllicht in LIGA-Mikrospektrometern, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte, FZKA 6885, 2003
- [Las05] A. Last, C. J. Moran-Iglesias, C. Solf, Absorbermaske für die lithographische Strukturierung von Beugungsgittern und Verfahren zu ihrer Herstellung. DE-OS 10 2005 002 434, 25.8.2005
- [Leh05] P. Lehmann, P. Lücke, J. Mohr, C. J. Moran-Iglesias, W. Osten, A. Ruprecht, S. Schönfelder, Optical Measuring Head, WO 2005/085750 A1, 15.09.2005
- [Loc92] B. Lochel, H. L. Huber, C. P. Klages, L. Schafer, A. Bluhm, Diamond membrane Based X-Ray Mask, Journal of Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, Vol. 10, Issue 6 (1992), S. 3217-3220
- [Loe97] E. G. Loewen, E. K. Popov, Diffraction gratings and applications, Marcel Dekker Inc., New York, 1997
- [Lun64] R. K. Lunenburg, Mathematical Theory of Optics, University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1964
- [Mal90] J. R. Maldonado, X-Ray Lithography, where it is now, and where it is going, Journal of Electronic Materials, Vol. 19, Issue 7 (1990), S. 699-709
- [Mal96] C. K. Malek, K. H. Jackson, W. D. Bonivert and J. Hruby, Mask for High Aspect Ratio X-Ray Lithography, Journal of Micromechanics and Microengineering, Vol. 6, Issue 2 (1996), S. 228-235

- [Man87] A. Maner, S. Harsch, W. Ehrfeld, Mass Production of Microstructures with Extreme Aspect Ratios by Electroforming, Plating and Surface Finishing, Vol. 75 (1988), S. 60-65
- [McC76] E. McCafferty, Calculation of Current Distribution in Circular Corrosion Cells, Corrosion Science, Vol. 16, Issue 3 (1976), S. 183-190
- [Mel69] R. J. Meltzer, Spectrographs and Monochromators, Applied Optics and Optical Engineering, Vol 5, Chap. 3, Academic Press, New York, 1969, S. 47-84
- [Mey02] P. Meyer, A. El-Kholi und J. Schulz, Investigations of the Development Rate of Irradiated PMMA Microstructures in Deep X-Ray Lithography, Microelectronic Engineering, Vol. 63 (2002), S 319-325
- [Mic74] D. J. Michels, Change of blaze wavelength as a function of position on the surface of a concave grating, Journal Optical Society of America, Vol 64, Issue 5 (1974), S. 662-666
- [Moh88] J. Mohr, W. Ehrfeld, D. Münchmeyer, Analyse der Defektursachen und der Genauigkeit der Strukturübertragung bei der Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung, Kernforschungszentrum Karlsruhe (KZK), Bericht KfK 4414, 1988
- [Moh97] W. Menz, J. Mohr, Mikrosystemtechnik für Ingenieure, VCH Verlag, 1997
- [Mor04] C. J. Moran-Iglesias, A. Last, J. Mohr, Grating microspectrometer with a folded optical path, 10th Microoptic Conference, Jena, Sep. 1-3, 2004
- [Mor05] C. J. Moran-Iglesias, A. Last, J. Mohr, Improved grating microspectrometer, Optical Systems Design, Jena, Sep. 12-16, 2005
- [Mül95] C. Müller, J. Mohr, Miniaturisiertes Spektrometersystem in LIGA-Technik, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte, FZKA 5609, 1995
- [Mün87] D. Münchmeyer, W. Ehrfeld, A. Maner, W. Schelb, Aufbau von Fertigungseinrichtungen für Masken für die Röntgentiefenlithographie, KfK-Nachrichten Jahrgang, Vol. 19 (1987), S. 180-191
- [Nev80] M. Neviere, W. R. Hunter, Analysis of the Changes in Efficiency Across the Ruled Area of a Concave Diffraction Grating, Applied Optics, Vol 19, Issue 12 (1980), S. 2059-2065
- [New52] I. Newton, Optics, Dover Publications, New York, 1952
- [Ney93] A. Neyer, Spritzgusstechniken mit polymeren Werkstoffen: Einsatzpotentiale in der Mikrosystemtechnik; Kurzstudie, VDI/VDE Technologiezentrum Informationstechnik, 1993
- [Oda93] M. Oda, H. Yoshihara, Materials and fabrication process for highly accurate X-Ray Masks, Materials Research Society Symposium Proceeding, Vol. 306 (1993), S. 69-80
- [Ped93] F. Pedrotti, L. Pedrotti, Optics and Vision, Prentice Hall, New Jersey, 1993
- [Phi93] W. Phillips, M. A. Moreno, Diamond Membranes for X-Ray Lithography Mask, Materials Research Society Symposium Proceeding, Vol. 306 (1993), S. 111-120
- [Reu83] A. Reule, Das Auflösungsvermögen von Gittern in Planaren Multimode-Wellenleitern und sein Zusammenhang mit Krümmung der Spektrallinien im Gitterspektrographen, Optik, Vol. 66, Issue 1 (1983), S. 73-90

- [Rho80] P. W. Rhodes, D. L. Shealy, Refractive Optical Systems for Irradiance Redistribution of Collimated Radiation: Their Design and Analysis, Applied Optics, Vol. 19, Issue 20 (1980), S.3545-3553
- [Rit03] J. Ritter, Versuche über das Sonnenlicht, Gilberts Ann. 12, 1803
- [Rit86] D. Rittenhouse, An optical problem proposed by F. Hopkinson and solved, J. Am. Phil. Soc. 201, 1786
- [Rup04] R. Ruprecht, K. Bade, W. Bauer, G. Baumeister, T. Hanemann, M. Hecke, N. Holstein, L. Merz, V. Piottter, R. Truckenmüller, Mikroabformung in Kunststoff, Metall und Keramik, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte, FZKA 6990, 2004, S. 95-102
- [Sam62] J. A. R. Samson, Efficiency of aluminized gratings in the spectral range 555 to 1600 Å, Journal Optical Society of America, Vol 52, Issue 15 (1962), S. 525-528
- [San01] T. Sanz, B. Calvo, S. Celma, C. J. Moran-Iglesias, Fully Differential Operational Amplifier and its Application in a Digitally Programmable VGA, European Conference on Circuit Theory and Design, Espoo, Aug. 28-31, 2001
- [Sch78] W. Schnabel, Degradation by High Energy Radiation, H. HG Jellinek, Aspects of Degradation and Stabilization of Polymers, Elsevier, Amsterdam, 1978
- [Sche87] W. Schelb, W. Ehrfeld, D. Münchmeyer, H. J. Baving, Beryllium-Masken für die Röntgenlithographie, VDI Berichte, Vol. 666 (1987), S. 85-103
- [Sch87] D. Schröder, Astronomical Optics, Academic Press, London, 1987
- [Sch88] H. R. Schwarz, Numerische Mathematik, Teubner, Stuttgart, 1988
- [Sch90] W. Schomburg, P. Bley, H. Hein und J. Mohr, Masken für die Röntgentiefenlithographie, VDI Berichte, Vol. 870 (1990), S. 133-154
- [Sch91] W. Schomburg, H. J. Baving, P. Bley, Ti- and Be-X-Ray Mask with Alignment Windows for the LIGA Process, Microelectronic Engineering, Vol. 13 (1991), S. 323-326
- [Sch99] J.W. Schultze, V. Tsakova, Electrochemical microsystem technologies: from fundamental research to technical systems, Electrochimica Acta, Vol. 44, Issue 21 (1999), S. 3605-3627
- [Sch01] J.W. Schultze, A. Bressel, Principles of electrochemical micro- and nanosystem technologies, Electrochimica Acta, Vol. 47, Issue 1 (2001), S. 3-21
- [Sen99] V.A. Semin, Calculating aspheric surfaces by modelling an optical system by means of differential equations, Journal of Optical Technology, Vol. 66, Issue 3 (1999), S. 247-251
- [Shi84] A. R. Shimkunas, Advances in X-Ray Mask Technology, Solid State Technology, Vol. 27, Issue 9 (1984), S. 192-199
- [Sil26] L. Silberstein, Collimation of Light from a Source of Finite Extension, J.O.S.A. & R.S.I., Vol 13, Issue 3 (1926), S. 281ff
- [Vel87] C. H. F. Velzel, Image Formation by a General Optical System, Using Hamilton's Method, Journal Optical Society of America A, Vol. 4, Issue 8 (1987), S. 1342-1348
- [Vol87] H. Vollmer, W. Ehrfeld, P. Hagmann, Untersuchungen zur Herstellung von galvanisierbaren Mikrostrukturen mit extremer Strukturhöhe durch Abformung mit

-
- Kunststoff im Vakuum-Reaktionsgießverfahren, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Bericht KfK 4267, 1987
- [Wab54] J. T. Waber, Mathematical Studies on Galvanic Corrosion, Journal of the Electrochemical Society, Vol. 101, Issue 6 (1954), S.64-72
- [Wag52] C. Wagner, Contribution to the Theory of Cathodic Protection, Journal of the Electrochemical Society, Vol. 99, Issue 1 (1952), S. 1-12
- [Was48] G.D. Wassermann, E. Wolf, On the Theory of Aplanatic Aspheric Systems, Proceeding Physical Society, 1948
- [You03] T. Young, "On the theory of light and colors", Philosophical Transactions of the Royal Society, Vol.92, Issue 12 (1803), S. 12-48
- [Zan98] J. Zanghellini, A. El-Kholi, J. Mohr, Das Entwicklungsverhalten komplexer LIGA-Mikrostrukturen, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte, FZKA 6114, 1998