

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 6346

**Hochempfindliche
LIGA-Mikrospektrometersysteme
für den Infrarotbereich**

Peter Krippner^{*)}, Jürgen Mohr

Institut für Mikrostrukturtechnik

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
1999

Als Manuskript gedruckt
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

**Hochempfindliche
LIGA-Mikrospektrometersysteme
für den Infrarotbereich**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor Ingenieurs

an der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe (TH)

vorgelegte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Peter Krippner

aus Sinsheim

Tag der mündlichen Prüfung: 02. Juli 1999

Referent: Prof. Dr. rer. nat. Volker Saile, Karlsruhe
Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Wolfgang Menz, Freiburg

D a n k s a g u n g

Die Mikrosystemtechnik ist ein interdisziplinäres Fachgebiet. Deshalb hätte diese Arbeit ohne die freundliche Mithilfe vieler Mitarbeiter innerhalb und außerhalb des Instituts für Mikrostrukturtechnik am Forschungszentrum Karlsruhe nicht durchgeführt werden können. Für die zahlreichen fachlichen Anregungen sowie die hervorragende prozeßtechnische Unterstützung möchte ich mich hiermit bei allen bedanken.

Herrn Prof. Dr. V. Saile, dem Direktor des Instituts, und Herrn Prof. Dr. W. Menz, dem Direktor des Instituts für Mikrosystemtechnik der Universität Freiburg, danke ich für die Übernahme des Haupt- und Korreferats, die kritischen Diskussionen und die eingehende Durchsicht der Dissertation.

Herrn Dr. Mohr danke ich für die zielgerichtete wissenschaftliche Betreuung, die Entlastung während der Verfassung der Doktorarbeit und die kritische Durchsicht derselben.

Allen Mitarbeitern und Technikern, die mich während meiner Institutstätigkeit freundschaftlich und engagiert unterstützt und damit wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben, danke ich für die gute Zusammenarbeit. Besonders bedanken möchte ich mich bei den Herren Dr. B. Rogge, Dr. B. Krevet, S. Achenbach, R. Ehnes, Dr. A. Fath, E. Fischer, H. Kumm, Dr. F.-J. Pantenburg, G. Papagno, R. Wittemann, U. Rothweiler, Dr. J. Schulz, G. Stern, G. Schüler, B. Röder, P. Abaffy, U. Klein und S. Hansen. In diesen Dank schließe ich die Frauen H. Neumann, S. Pschibl, Dr. H. Debéda, Dr. U. Wallrabe und Dr. A. El-Kholi ein.

Ebenso möchte ich mich bei Frau C. van der Sel und Herrn A. Hofmann für die während der Erstellung ihrer Diplomarbeiten und den Herren K. Bergen und I. Gabriel für die im Rahmen ihrer Praktika eingebrachten Gedanken und Beiträge bedanken.

Nicht zuletzt danke ich den Mitarbeitern der Hauptabteilung Prozeßdatenverarbeitung und Elektronik und hier insbesondere Herrn T. Kühner für zahlreiche Anregungen und die hervorragende und fruchtbare Zusammenarbeit.

Mein Dank gilt ebenfalls der Firma microParts Gesellschaft für Mikrostrukturtechnik mbH, Dortmund, die Teile dieser Arbeit durch ihre finanzielle Unterstützung ermöglichte. Der Firma Thomson-CSF, Grenoble und hier insbesondere Herrn X. Hugon gilt mein Dank für die hervorragende Zusammenarbeit und die vielen hochinteressanten Diskussionen. Einer Reihe weiterer Firmen und Institute möchte ich für die teilweise kostenlose und unkomplizierte Beistellung von Proben und Mustern danken, die einen maßgeblichen Beitrag zum Erreichen des Entwicklungsziels leisteten. Diese sind insbesondere: DIAS Angewandte Sensorik GmbH, Dresden, Institut für Physikalische Hochtechnologie, Jena, Lacroix + Kress GmbH, Sulingen, National Optics Institute, Kanada, und Optoelectronics Textron, USA.

Vor allem danke ich meiner Frau für die in den letzten Monaten aufgebrachte Geduld, ihr Verständnis und nicht zuletzt ihre Beiträge bei der Korrektur dieser Arbeit.



Karlsruhe, im Juli 1999

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit werden erstmals hochempfindliche, portable Spektrometersysteme für den infraroten Wellenlängenbereich unter Verwendung der LIGA-Technik hergestellt. Sie sind durch den Einsatz von Polymer-Abformteilen preisgünstig in großen Stückzahlen produzierbar. Im Sinne eines kostengünstigen Aufbaus und einer geringen Leistungsaufnahme wird auf eine gasdichte Gehäusung und eine Kühlung der eingesetzten Detektorzeilen verzichtet. Durch die Integration eines miniaturisierten Choppers wird trotzdem eine hohe Empfindlichkeit des Gesamtsystems erreicht.

Zur Realisierung von Mikrospektrometern mit hoher Transmission, die den Kern eines solchen hochempfindlichen Systems bilden, wird ein neuartiges Verfahren zur Strahlungsführung eingesetzt. Sie erfolgt durch Fresnel-Reflexion an den metallisierten Deckschichten eines Hohlraums. Die Auswirkungen dieser Strahlungsführung auf die Spektrometereigenschaften werden dargestellt. Es werden Spektrometer für den nahen und mittleren Infrarotbereich hergestellt und charakterisiert.

Um zu evaluieren, inwiefern sich Detektorzeilen für den Infrarotbereich ungekühlt betreiben lassen, wird anhand von Literaturdaten eine Vorauswahl getroffen. Eine experimentelle Untersuchung und Diskussion erfolgt für Detektoren aus Indium-Gallium-Arsenid, Bleisulfid, Bleiselenid und pyroelektrische Detektoren. Besonders ausführlich wird hierbei die Zeile aus Indium-Gallium-Arsenid betrachtet, da sie im Rahmen der Arbeit in Kooperation mit einem Detektorzeilenhersteller zur Integration in Mikrospektrometersysteme hinsichtlich ihrer Geometrie und ihres Ausleseschaltkreises optimiert wird.

Die Demonstration der Leistungsfähigkeit solcher Spektrometersysteme erfolgt am Beispiel eines Systems für den Wellenlängenbereich von $0,95\ \mu\text{m}$ bis $1,75\ \mu\text{m}$. Diese Systeme mit den Außenabmessungen $54 \times 36 \times 6\ \text{mm}^3$ wandeln ein am faseroptischen Eingang vorliegendes Spektralsignal in ein digitalisiertes elektrisches Ausgangssignal um, das einem übergeordneten Analysesystem zur Verfügung gestellt wird. Die Leistungsfähigkeit dieser Systeme wird durch die elektrooptische Charakterisierung verdeutlicht sowie durch ein Anwendungsbeispiel, das den Einsatz in der Kunststoffsortierung zeigt, unterstützt. Die rauschäquivalente Strahlungsleistung dieser Systeme beträgt im Minimum bei $1,56\ \mu\text{m}$ Wellenlänge $2,65\ \text{pW}$.

Zur Erweiterung des Einsatzgebietes von Mikrospektrometersystemen oberhalb des Detektionsbereichs von Indium-Gallium-Arsenid-Detektoren auf Detektoren, die eine Intensitätsmodulation der einfallenden Strahlung erfordern, wird ein Mikrochopper mit Außenabmessungen von $3,0 \times 3,2\ \text{mm}^2$ entwickelt, der sich passiv in das Spektrometer integrieren läßt und hierbei das Systemvolumen nicht vergrößert. Es handelt sich um einen elektromagnetischen Schwingchopper, der durch galvanische Abscheidung von Permalloy mittels des LIGA-Prozesses hergestellt wird. Die Erregung des Aktors erfolgt durch eine hybrid eingesetzte Kupferlackdrahtspule. Die elektromechanischen Eigenschaften dieses Choppers werden ausführlich untersucht. Er wird ohne zusätzliche aktive Stabilisierungsmaßnahmen bei einer Choppfrequenz von $1070\ \text{Hz}$ in der Nähe der Resonanzfrequenz betrieben. Bei einer Variation der Choppertemperatur von 10°C auf 50°C beträgt die Stabilität des Ausgangssignals eines Lock-in-Verstärkers $\pm 0,3\%$. Das Spektrometersignal weist folglich im gesamten Temperaturbereich eine ausreichende Stabilität auf. Kurzzeitige Phasensprünge des aus dem Aktorstrom gewonnenen Referenzsignals zum modulierten Signal sind kleiner als $\pm 0,04^\circ$. Die zum Betrieb notwendige Versorgungsspannung besitzt eine Amplitude von $1,3\ \text{V}$, was zu einer Leistungsaufnahme von $14,2\ \text{mW}$ führt.

High-sensitivity LIGA Spectrometer Systems for the Infrared Range

Abstract

High-sensitivity portable spectrometer systems for the infrared wavelength range were produced in this study for the first time by means of the LIGA technique. They can be made cheaply in large numbers through the use of polymer molding. To achieve a low-cost housing technology and a low power consumption these systems work without inert gas filling and cooling of the linear detector array. The integration of a miniaturized chopper nevertheless makes for a high sensitivity of the entire system.

A new method of beam guiding is used to achieve high-transmission microspectrometers as the core of such a highly sensitive system. The beam is guided by Fresnel reflection from the metallized top layers of a cavity. The impact of this method on the optical properties of the spectrometer is explained. Spectrometers are manufactured and characterized for the near and medium infrared ranges.

A preselection on the basis of data taken from the literature serves to evaluate to what extent linear detector arrays for the infrared range can be operated without any cooling. An experimental study and a discussion are conducted for detectors made out of indium-gallium-arsenide, lead sulfide, lead selenide, and pyroelectric detectors. Especially the array made out of indium-gallium-arsenide is dealt with in great detail because it was optimized with respect to its geometry and its read-out circuit within this study, in cooperation with a detector array manufacturer, for integration in microspectrometer systems.

The performance of the spectrometer systems was demonstrated by the example of a system for the wavelength range of 0.95 μm to 1.75 μm . These systems, whose external dimensions are 54 x 36 x 6 mm^3 , convert a spectral signal present at the fiber optical input into a digitized electrical output signal then supplied to a higher-level analytical system. The performance of these systems is indicated by the electro-optical characterization performed, and by a practical case showing their use in polymer sorting. The noise equivalent power of these systems is a minimum of 2.65 pW at 1.56 μm wavelength.

To expand the range of application of microspectrometer systems above the detection range of indium-gallium-arsenide detectors to detectors requiring intensity modulation of the incident radiation, a microchopper with external dimensions of 3.0 x 3.2 mm^2 is developed which can be passively integrated into the spectrometer without adding to the systems volume. This is an electromagnetic oscillator chopper produced by electrodeposition of permalloy by means of the LIGA process. The actuator is excited by a hybrid inserted enameled copper wire coil. The electromechanical properties of the chopper are studied in detail. To demonstrate its performance in combination with lock-in amplification, it is operated without any additional active stabilization at a chopping frequency of 1070 Hz close to the resonance frequency. The stability of the output signal of the lock-in amplifier is $\pm 0.3\%$ when the chopper temperature is varied from 10°C to 50°C. Thus, the spectrometer output signal exhibits a sufficient stability in the whole temperature range. Phase jitters between the reference signal, generated from the chopper current, and the modulated optical signal are less than $\pm 0.04^\circ$. The supply voltage required for operation has an amplitude of 1.3 V, which results in a power consumption of 14.2 mW.

INHALTSVERZEICHNIS

1 EINLEITUNG	1
2 INFRAROT-MIKROSPEKTROMETER	5
2.1 Aufbau	5
2.2 Herstellungsprozeß	7
2.2.1 Qualität der optisch aktiven Flächen	8
2.3 Einkoppelbedingungen	9
2.3.1 Abstrahlende Fläche	9
2.3.2 Winkelverteilung der Strahlung	11
2.4 Reflexionsschicht	13
2.4.1 Reflexionsverhalten von Metallen	13
2.4.2 Wahl der Beschichtung	14
2.4.3 Minimale Schichtdicke	16
2.5 Charakteristik des Gitters	17
2.5.1 Auflösungsvermögen	17
2.5.2 Dispersionseigenschaften	17
2.5.3 Gittereffizienz	19
2.5.4 Falschlichtquellen und Unterdrückungsmaßnahmen	20
2.5.5 Auflösungsbeschränkung durch Modendispersion	21
2.5.6 Auskoppelbedingungen	23
2.6 Charakteristik hergestellter Spektrometer	24

3 DETEKTOREN	29
3.1 Rahmenbedingungen.....	29
3.2 Leistungsfähigkeit kommerziell erhältlicher Detektorzeilen	30
3.3 Charakterisierung von Detektoren	31
3.4 Indium-Gallium-Arsenid-Detektoren.....	32
3.4.1 Empfindlichkeit	33
3.4.2 Rauschen	34
3.4.3 Dunkelsignal.....	36
3.5 Bleisalz-Detektoren.....	37
3.5.1 Empfindlichkeit	38
3.5.2 Rauschen	40
3.6 Thermische Detektoren	41
3.6.1 Aufbau	42
3.6.2 Pyroelektrischer Zeilendetektor.....	42
3.7 Konsequenzen für das Gesamtsystem.....	44
4 SPEKTROMETERSYSTEM FÜR DEN NIR-BEREICH	45
4.1 Technische Daten.....	46
4.2 Herstellung, Montage und Funktion der Komponenten.....	47
4.2.1 Spektrometerkörper	49
4.2.2 Spektrometerdeckel	51
4.2.3 Detektorträger.....	52
4.2.4 Elektrische Funktionsebene.....	54
4.2.5 Endmontage.....	55
4.3 Toleranz- und Stabilitätsbetrachtung	56
4.3.1 Lage des Deckels zum Spektrometer.....	56
4.3.2 Lage des Spektrometers zur Detektorzeile	57
4.3.3 Thermische Stabilität der Verbindung.....	58
4.4 Systemcharakteristik	59
4.4.1 Empfindlichkeit	59
4.4.2 Auflösung	60
4.4.3 Dynamik und Falschlichtverhalten	61
4.5 Anwendungsbeispiel	62

5 INTEGRATION EINES CHOPPERS	65
5.1 Motivation zum Einsatz eines Mikrochoppers	65
5.1.1 Einstreuungen	66
5.1.2 Modulation thermischer Strahlungsquellen	66
5.1.3 Verbesserung der Auflösung.....	68
5.2 Antriebskonzept.....	69
5.3 Design und Integration in das Spektrometer	70
5.4 Herstellung	72
5.4.1 Erzeugung von Aktor und Spule.....	72
5.4.2 Montageablauf	73
5.4.3 Kontaktierung der Spule	75
5.4.4 Integration der Spule in den Aktor.....	75
5.5 Materialeigenschaften.....	76
5.6 Designoptimierung	77
5.6.1 Spule	78
5.6.2 Feder-Masse-Schwinger	79
5.6.3 Eisenkreis.....	82
5.7 Charakterisierung	86
5.7.1 Belastbarkeit der Spule	87
5.7.2 Elektrisches Verhalten	88
5.7.3 Stationäre Auslenkung.....	88
5.7.4 Schwingverhalten.....	90
5.8 Eigenschaften bei Lock-in-Detektion.....	93
 6 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	 97
 7 LITERATUR	 103
 8 ANHANG	 109
8.1 Funktionsweise von Lock-in-Verstärkern	109

1 EINLEITUNG

Newton entdeckte im Jahre 1666, daß sich sichtbares Licht durch ein Glasprisma in seine spektralen Bestandteile zerlegen läßt [New52]. Mit dem später folgenden tieferen Verständnis über den Aufbau der Atome und Moleküle entwickelte sich aus dieser Erkenntnis die optische Spektroskopie zu einem weit verbreiteten Instrument der chemischen und physikalischen Analytik. Durch eine Vielzahl von technischen Verbesserungen fand sie dabei in den letzten Jahren Einzug in viele Anwendungsbereiche wie der Lebensmittelanalytik, der Umweltanalytik, der pharmazeutischen, medizinischen und kosmetischen Analytik, um nur einige zu nennen. Dabei wird die Eigenschaft von Elementen und Verbindungen genutzt, daß der jeweilige Stoff eine charakteristische optische Strahlung emittiert, absorbiert oder reflektiert. Bei Substanzgemischen eignet sie sich durch die additive Überlagerung der jeweiligen charakteristischen Spektren hervorragend zur qualitativen Analyse. Durch die Messung der Größe der Absorption bei bestimmten Wellenlängen ist auch eine Konzentrationsbestimmung der Komponenten möglich. Dabei ist dieses Meßverfahren nicht auf einen bestimmten Aggregatzustand der Probe beschränkt.

Obwohl schon im Jahre 1800 die Infrarotstrahlung durch Herschel entdeckt wurde [Sid53], beschränkte sich die optische Spektroskopie für analytische Anwendungen bis in die 40er Jahre unseres Jahrhunderts auf den sichtbaren Spektralbereich. Hier führt im wesentlichen die Wechselwirkung zwischen den Elektronen der Moleküle und der Strahlung zu einer Änderung der Spektren. Die niederenergetischeren Vibrations- und Rotationsspektren der Moleküle lassen im infraroten Wellenlängenbereich Aussagen über Art und Struktur auch komplexerer, insbesondere organischer Verbindungen zu. Die Analyse von Feststoffen und Flüssigkeiten mit hohen Konzentrationen ist mit technisch sinnvollen Absorptionslängen durch die Auswertung der Oberschwingungen im nahen Infrarot (NIR) von 0,75 μm bis 2,50 μm möglich. Für die Analyse von Gasen ist der Nachweis der stark absorbierenden Grundschwingungen im mittleren Infrarot (MIR) bis 40 μm besser geeignet. Insbesondere die Anwendungsbreite der NIR-Spektroskopie nahm in den letzten Jahren zu, was auch an der stark gestiegenen Anzahl von Veröffentlichungen in diesem Bereich ablesbar ist [Mur92].

Konventionelle Laborspektrometer nutzen die Beugung der Strahlung an einem Gitter zur Dispersion der Strahlung aus. Die Abtastung des Spektrums erfolgt durch Drehen des Gitters, wodurch zeitlich versetzt unterschiedliche Wellenlängen von einem Einzeldetektor erfaßt werden. Alternativ hierzu finden Fourier-Transformations-Spektrometer Verwendung, bei

denen ein interferometrisches Filter durchgestimmt wird. Beide sind aufgrund des notwendigen Bewegungsmechanismus relativ groß und für den ortsfesten Einsatz im Labor bestimmt.

Die moderne spektroskopische Analysetechnik fordert Systeme, die durch einen Einsatz vor Ort den Transport der Proben zum Labor überflüssig machen und zudem die simultane Erfassung aller Wellenlängen ermöglichen. Dies kann nur durch handliche und robuste Systeme ohne bewegliche Teile erreicht werden. Durch die zunehmende Verwendung von Probenköpfen auf Glasfaserbasis ist außerdem eine problemlose faseroptische Anbindung an das Spektrometer gefordert. Die so gewonnene räumliche Trennung von Probe und Analysegerät auch über größere Distanzen ermöglicht einen flexibleren Einsatz.

Für den NIR-Bereich werden von den Firmen Sentronic und Zeiss Spektrometersysteme mit integrierter Auswerteelektronik angeboten, die diese Forderungen prinzipiell erfüllen [Zei98, Sen98]. Ihr Aufbau basiert auf einer Verkleinerung konventioneller Gitterspektrometer, bei denen die aufwendige Mechanik durch einen Zeilendetektor zur zeitgleichen Erfassung des gesamten Spektrums ersetzt wird. Durch die Vielzahl von Fertigungs- und Justageschritten, die bei der Herstellung eines solchen Systems anfallen, ist jedoch eine kostengünstige Fertigung ausgeschlossen. Zudem wird auf die Modulation der einfallenden Strahlung verzichtet, wodurch sich hochempfindliche und driftarme Systeme nur im NIR-Bereich realisieren lassen. Für einen zu längeren Wellenlängen hin erweiterten Detektionsbereich sinken die Strahlungsleistungen der Quellen und steigt das Rauschen der Detektoren, was eine Modulation der Strahlung unverzichtbar macht.

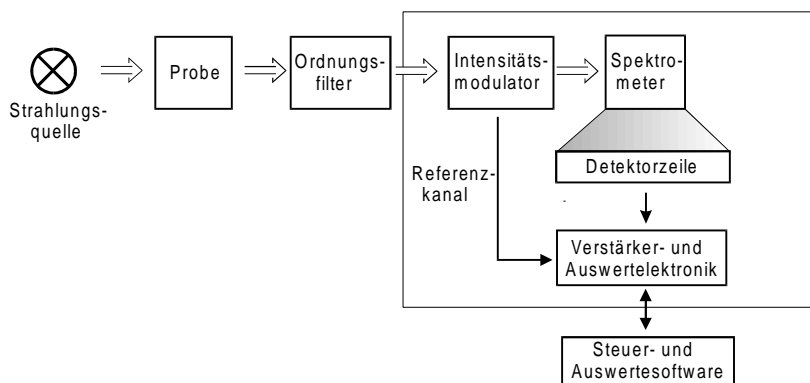


Abb. 1.1: Systemkomponenten eines Absorptionsspektrometers mit Intensitätsmodulator.

Den prinzipiellen Aufbau eines Spektrometersystems mit Intensitätsmodulation zeigt Abb. 1.1. Das Spektrum der Strahlungsquelle, dem die charakteristischen Eigenschaften der Probe überlagert sind, gelangt über ein Ordnungsfilter, das den Wellenlängenbereich einschränkt, in das Spektrometersystem. Hier wird die Strahlung in ihrer Intensität moduliert und vom Spektrometer örtlich aufgespalten. Die örtlich getrennte spektrale Information wird von einem Zeilendetektor erfaßt, der aus einer Vielzahl von Einzeldetektoren besteht. Schließlich wird sie durch eine entsprechende Elektronik aufbereitet und einem übergeordneten Auswertesystem übergeben.

Mit einem mikrosystemtechnischen Ansatz kann die vollständige Miniaturisierung eines solchen Systems bei hoher Integrationsdichte erreicht werden. Die in Abb. 1.1 umrahmten Komponenten Spektrometer, Detektorzeile, Intensitätsmodulator und Auswerteelektronik

lassen sich in einen Gesamtaufbau integrieren. Neben der Verkleinerung des Gesamtsystems bietet die Mikrosystemtechnik den Vorteil einer kostengünstigen Serienfertigung durch Replikations- und Batchprozesse.

So wurden mit Hilfe des LIGA-Verfahrens [Men95, Bec86] bereits Mikrospektrometer für den sichtbaren Bereich (VIS) hergestellt [And90, Mül95]. Aufgrund der lateralen Strukturgenauigkeit unterhalb eines Mikrometers ist das LIGA-Verfahren hier anderen Verfahren der Mikrotechnik überlegen, zumal es Strukturhöhen von einigen 100 μm ermöglicht. Die Strukturhöhe ist durch den dadurch resultierenden Querschnitt der optischen Struktur ein Merkmal für die Empfindlichkeit des daraus aufgebauten Analysesystems, da mit zunehmender Strukturhöhe mehr Strahlung in das Spektrometer eingekoppelt werden kann. Ähnliche Spektrometer, die z.B. durch Plasmaätzverfahren in Siliziumoxinitrid strukturiert werden, erreichen nur wenige Mikrometer Höhe [San98] und sind damit in der Strahlungsaufnahme deutlich beschränkt.

Die Strukturierungsvorteile des LIGA-Verfahrens können prinzipiell auch für die Herstellung kompakter, kostengünstiger Spektrometersysteme für den infraroten (IR) Wellenlängenbereich genutzt werden. Der Einsatz eines Polymerwellenleiters wie beim VIS-Spektrometer scheitert im IR-Bereich jedoch an der starken Absorption der einsetzbaren Polymerschichten. Die Herstellbarkeit einer ähnlichen Komponente für den IR-Bereich ist dennoch möglich, wenn die lichtleitende Schicht durch einen Hohlraum mit Seitenwänden hoher Reflektivität ersetzt wird. Die Tragfähigkeit dieses Konzeptes, auch für die Abformung in großen Stückzahlen bei nahezu gleichbleibenden optischen Eigenschaften, wurde in [Kri96] für einen Baustein zur Detektion von Propan oder Kohlendioxid in Verbindung mit einem Zweielement-Detektor gezeigt.

Der Aufbau von Spektrometersystemen gestaltet sich im sichtbaren Bereich durch die Verfügbarkeit leistungsstarker Strahlungsquellen sowie kostengünstiger und leistungsfähiger Silizium-Detektorzeilen relativ einfach. Durch das schon angesprochene Verhalten der Strahlungsquellen und der Detektoren sind im IR-Bereich für hochempfindliche Systeme Maßnahmen zur Signalverbesserung notwendig.

Ziel dieser Arbeit ist, hochempfindliche, wartungsfreie Spektrometersysteme für den Wellenlängenbereich von 1 μm bis 10 μm zu entwickeln, die die Anforderungen an batteriebetriebene, portable Geräte erfüllen. Hier sollen neue Märkte mit großen Anwenderzahlen wie z.B. der Blutzuckeranalyse bei Diabeteskranken, der Lebensmittelüberwachung oder der Kunststoffidentifikation erschlossen werden. Die Systeme müssen hierzu eine geringe Leistungsaufnahme aufweisen und sollten in etwa die Größe einer Streichholzschachtel nicht überschreiten.

Die für den Systemaufbau notwendigen Infrarotdetektoren werden normalerweise in hermetisch dichten Gehäusen unter Schutzgasbefüllung und starker Kühlung betrieben. Für ein miniaturisiertes System mit einer geforderten geringen Leistungsaufnahme muß von vornherein auf eine starke Kühlung verzichtet werden. Damit kann die hermetische Gehäusung ebenfalls entfallen. Als Konsequenz aus den oben genannten Forderungen wird deshalb das Konzept eines „offenen“ Systems verfolgt, das eine einfache Aufbautechnik und den Einsatz von Polymerkomponenten, die durch Replikationstechniken herstellbar sind, ermöglicht. Dies erfordert neue Ansätze beim Systemaufbau, insbesondere im oberen Wellenlängenbereich, durch die Integration eines miniaturisierten Intensitätsmodulators, eines sogenannten Choppers, in das System.

Die oben genannten Ziele erfordern die Untersuchung sehr heterogener Fragestellungen, die sich in den nun folgenden Hauptgliederungspunkten dieser Arbeit widerspiegeln.

Den Kern eines hochempfindlichen Spektrometersystems bildet ein leistungsstarkes Mikrospektrometer. Es ist deshalb notwendig, die Eigenschaften von Mikrospektrometern auf der Basis eines Hohlkörpers mit reflektierenden Oberflächen zu untersuchen (Kapitel 2). Zur Wahl einer optimalen Reflexionsschicht müssen die optischen Eigenschaften metallisierter Oberflächen analysiert werden. Eine experimentelle Überprüfung der theoretischen Erkenntnisse wird an metallisierten Hohlwellenleitern durchgeführt. Die spektralen Eigenschaften der Mikrospektrometer, von denen zwei für den nahen und mittleren IR-Bereich beispielhaft vorgestellt werden, führen zu Regeln für den optimalen Aufbau des Gesamtsystems. Um auch bei großen zu detektierenden Spektralbereichen eine noch akzeptable Effizienz an den Grenzen des Spektralbereichs zu erreichen, wird ein völlig neues Verfahren angewandt, dem die Detektion in zwei Ordnungen zugrunde liegt.

Die technischen Eigenschaften des Systems werden auch wesentlich von der Leistungsfähigkeit der Detektorzeilen bestimmt. Der Verzicht auf aktive Kühlung schränkt die Auswahl kommerziell erhältlicher Zeilen stark ein. Für die verbleibenden Zeilen besteht die Notwendigkeit, sie hinsichtlich ihres Verhaltens, insbesondere ihres Temperaturverhaltens und der optimalen Modulationsfrequenz zu evaluieren. Diese Ergebnisse und die sich daraus ergebenden Konsequenzen für das Gesamtsystem werden in Kapitel 3 dargelegt.

In Kapitel 4 erfolgt die Vorstellung des Aufbaus eines universellen Spektrometersystems für den NIR-Bereich, das durch Abformtechnik hergestellt werden kann. Das Spektrometer trägt hierbei alle optischen Funktionselemente und bildet gleichzeitig einen Teil des Gehäuses. In das System ist ein Zeilendetektor integriert, der sich von konventionellen Detektoraufbauten stark unterscheidet und hinsichtlich seiner Elementgeometrien, Temperierbarkeit und Außenabmessungen optimal an das Spektrometer angepaßt ist. Ebenfalls integriert ist eine Signalvorverarbeitung und die Digitalisierung der gewonnenen Spektren. Prototypen dieser Systeme, die auf direktlithographisch hergestellten Spektrometerkomponenten basieren, werden charakterisiert und daraus die Tauglichkeit für spektroskopische Anwendungen, wie z.B. der Sortierung von Plastikmüll, abgeleitet.

Ein zum Aufbau hochempfindlicher IR-Systeme notwendiger Chopper, der die Intensität der Strahlung vor dem Auftreffen auf den Detektor moduliert, muß sich möglichst passiv in das System integrieren lassen, ohne dessen Abmessungen wesentlich zu vergrößern und darf ebenfalls nur eine geringe Leistungsaufnahme aufweisen. Da ein solcher Chopper nicht verfügbar ist, wird im Rahmen dieser Arbeit ein für diesen Zweck optimierter Schwingchopper auf der Basis eines elektromagnetischen Antriebs entwickelt und realisiert (Kapitel 5). Zur Entwicklung eines optimalen Antriebskonzeptes für den Aktor werden verschiedene Designvarianten vorgestellt und diskutiert. Aus der Charakterisierung der elektromechanischen Eigenschaften realisierter Prototypen ergeben sich optimale Betriebsparameter für den Einsatz in Kombination mit Lock-in-Detektion. Abschließend wird die sich daraus ergebende Leistungsfähigkeit des miniaturisierten modulierten Spektrometersystems demonstriert.

2 INFRAROT- MIKROSPEKTROMETER

Die Möglichkeit, wie im sichtbaren Wellenlängenbereich Mikrospektrometer auf der Basis eines Drei-Schicht-Polymerwellenleiters [Mül95] zur Spektralanalyse im infraroten Wellenlängenbereich einzusetzen, scheitert an der hohen intrinsischen Dämpfung der zur Verfügung stehenden Polymere. Sie weisen ohne Ausnahme starke Absorptionsbanden im Bereich $1,0\ \mu\text{m}$ bis $2,0\ \mu\text{m}$ auf. Im Bereich über $2\ \mu\text{m}$ Wellenlänge sind sie bei den im Spektrometer auftretenden typischen optischen Weglängen von einigen Zentimetern vollständig opak.

Um dieses Problem zu umgehen, wird in dieser Arbeit ein neues Konzept verfolgt. Die Strahlungsführung erfolgt in einem quasi-freistrahloptischen Aufbau mit verspiegelter Grund- und Deckplatte durch metallische Reflexion, der als Hohlwellenleiter (HWL) bezeichnet wird.

Die folgenden Abschnitte behandeln den Aufbau und die Herstellung des Mikrospektrometers. Die Eigenschaften möglicher Verspiegelungsschichten werden theoretisch diskutiert und experimentell untersucht. Es folgt die Darstellung der prinzipiellen Eigenschaften eines Spektrometers auf der Basis eines HWL. Die optischen Charakteristika zweier Spektromerertypen werden beispielhaft vorgestellt.

2.1 Aufbau

Der dispersive Baustein besteht aus einer ebenen Grundplatte, der die auf ihm senkrecht stehenden optischen Funktionselemente sowie zusätzliche Haltestrukturen trägt (Abb. 2.1). Es handelt sich somit um eine mikrooptische Bank, wie sie in [Mül96] zum Aufbau von Funktionsmodulen für die optische Nachrichtentechnik vorgeschlagen und realisiert wurde. Die Herstellung dieser Strukturen durch den LIGA-Prozeß gewährleistet eine hohe laterale Präzision der Elemente zueinander. Bei den nachrichtentechnischen Funktionsmodulen bilden sie nur Haltestrukturen, die zur hochgenauen Montage hybrid eingesetzter optischer Elemente wie Strahlteiler und Linsen verwendet werden. Im Mikrospektrometer bilden die Seitenwände selbst die optischen Funktionselemente.

Alle durch LIGA direkt strukturierbaren optischen Elemente sind aufgrund der senkrechten Wände nur in der Lage, optische Funktionen in lateraler Richtung wahrzunehmen. Da bei einer vollständig freistrahloptischen Ausbreitung der Strahlung bei Bausteinlängen von mehreren Zentimetern und Strukturhöhen von einigen $100\ \mu\text{m}$ große Verluste auftreten würden, wird

eine Führung der Strahlung in der Horizontalen durch eine gut reflektierende Beschichtung des Substrates und der Deckplatte erreicht. Die Strahlung breitet sich zwischen beiden „quasi-freistrahloptisch“ aus.

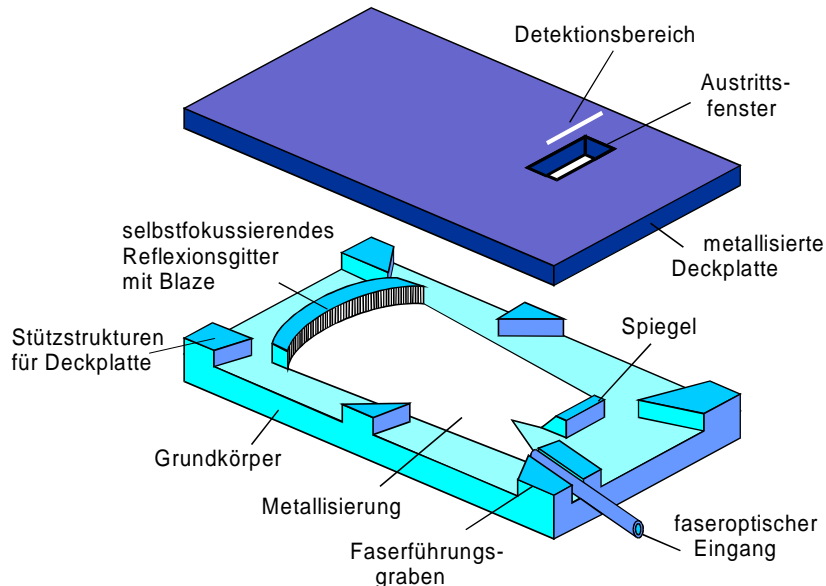


Abb. 2.1: Prinzipskizze des Mikrospektrometers in Hohlwellenleitertechnik.

Die Anordnung der optischen Elemente und der Halteelemente in einem solchen Baustein zeigt Abb. 2.1. Den Eingang bildet ein Faserführungsgraben, der die Einkoppelfaser aufnimmt. Zur Erhöhung der Auflösung kann sich direkt vor der Faser eine Spaltblende befinden. Von hier gelangt die Strahlung auf ein selbstfokussierendes Reflexionsgitter mit Blase in Rowland-Kreis-Anordnung. Um eine räumliche Trennung von Einkoppel- und Auskoppelbereich zu erreichen, wird die Strahlung vor dem Austritt aus dem Baustein durch einen um 45° zur Ebene geneigten Spiegel senkrecht nach oben reflektiert. Sie tritt durch ein Fenster im Spektrometerdeckel aus. An dieser Stelle, an der die Fokuslinie des Gitters liegt, lassen sich Zeilendetektoren zur Aufnahme der spektral zerlegten Strahlung montieren.

Das Reflexionsgitter in Rowlandkreis-Anordnung übernimmt die örtliche Aufspaltung des Spektralsignals und die Fokussierung auf den Detektor. Der Gittergrundkreis und die Zahngeometrie sind nach [And90] für eine möglichst lineare Fokuslinie des Bausteins optimiert. Das vom Gitter fokussierte und wellenlängenabhängig örtlich aufgespaltene Spektralsignal kann im Detektionsbereich von einem geeigneten Zeilendetektor ausgelesen werden. Auf dem Weg vom Einkoppelbereich über das Gitter zum Detektor wird die Strahlung bis zu mehr als 100 Mal an den Deckplatten reflektiert, die dadurch einen entscheidenden Einfluß auf die optischen Eigenschaften des Elementes bekommen. Darauf wird in Kap. 2.4 näher eingegangen.

2.2 Herstellungsprozess

Die Herstellung des Spektrometers erfolgt nach dem Standard-LIGA-Prozeß [Men97]. Prototypen werden durch direkte Röntgentiefenlithographie gefertigt. Die Produktion großer Stückzahlen erfolgt durch Mikroabformung.

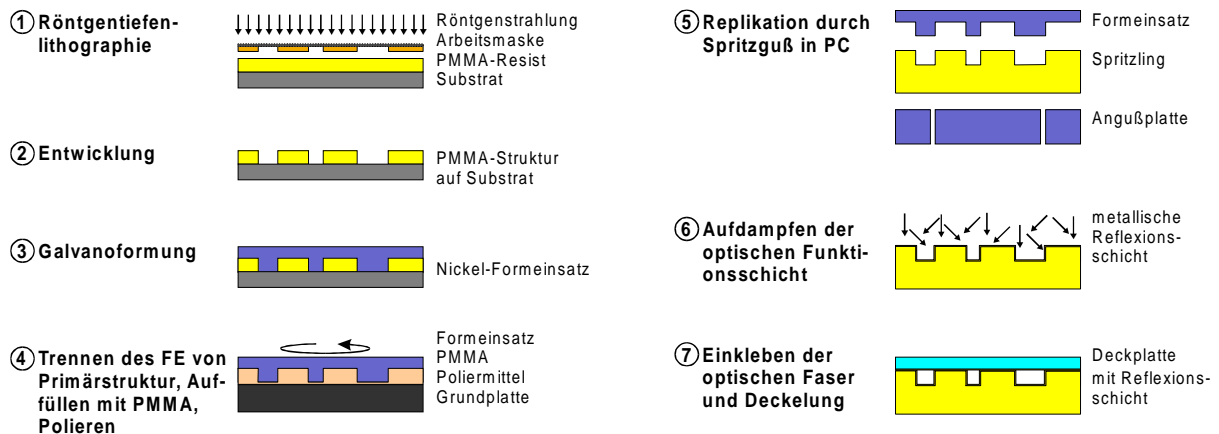


Abb. 2.2: Prozessschritte bei der Fertigung des Spektrometers.

Abb. 2.2 zeigt die wesentlichen Prozessschritte. Für die Prototypen wird die Spektrometerstruktur in den Schritten eins bis zwei durch Röntgenbestrahlung eines PMMA-Resists auf einem Silizium-Wafer erzeugt. Der Wafer bildet mit seiner geringen Rauigkeit die Voraussetzung für eine gute Reflektivität dieser Fläche im Spektrometer. Nach dem Entwickeln kann diese Struktur direkt in den Schritten sechs und sieben zum Mikrospektrometer weiterverarbeitet werden. Hierzu wird es mit der metallischen Reflexionsschicht bedampft. Abschließend erfolgt das Einkleben der Faser und das Verschließen der Struktur mit einem glatten Deckel, der ebenfalls reflektiv beschichtet wird. Mit diesem Verfahren lassen sich erste Funktionsmuster mit verkürzten Fertigungszeiten herstellen.

Zur Massenfertigung wird in den Schritten eins und zwei ebenfalls eine Primärstruktur aus PMMA erzeugt. Als Substrat wird hierbei eine Kupfer-Grundplatte verwendet. Durch anschließendes galvanisches Abscheiden von Nickel auf dieser Grundplatte und Überwachsen der Primärstruktur entsteht dann das Abformwerkzeug. Nach dem Trennen von der Grundplatte weist die Stirnfläche in der Regel Defekte in Form von Kratern und Beulen bis zu einer Höhe von 10 µm auf. Deshalb wird diese Fläche anschließend durch mechanisches Polieren nachbearbeitet, bis die erforderliche optische Qualität von wenigen Nanometern Rauhtiefe erreicht ist. Bei diesem Schritt schützt das PMMA die Seitenwände der LIGA-Struktur vor einem Angriff durch das Poliermittel. Nach dem Polieren weist die Stirnfläche eine ausreichend geringe Rauigkeit (R_a) von ca. 10 nm auf.

Mit dem Abformwerkzeug werden durch Mikrospritzguß oder Mikroprägen Spektrometer als Vollkunststoffteile hergestellt. Als Material wird Polycarbonat (PC) eingesetzt, das hinsichtlich seiner thermischen Stabilität Vorteile gegenüber PMMA bietet. Die auftretende Schwindung des Abformteils wird durch einen Designvorhalt bei der Maskenfertigung kompensiert. Die weitere Verarbeitung der Vollkunststoff-Spektrometer entspricht der der Prototypen.

2.2.1 Qualität der optisch aktiven Flächen

Durch die heute zur Verfügung stehende Prozeßtechnik ist es möglich, Gitter mit einer ausreichend guten Strukturqualität beim abgeformten Spektrometer zu erzeugen. Die Abb. 2.3 und Abb. 2.4 zeigen die Gesamtansicht und ein Detail eines abgeformten Gitters mit einer Strukturhöhe von $500\ \mu\text{m}$ und einer Gitterstufenbreite von ca. $6,5\ \mu\text{m}$.

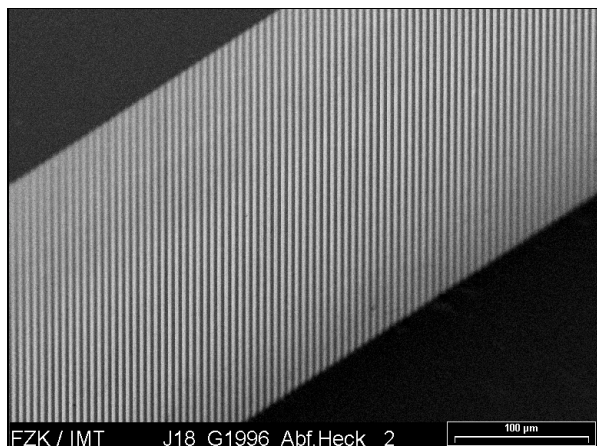


Abb. 2.3: REM-Aufnahme eines durch Heißprägen abgeformten Spektrometers mit einer Strukturhöhe von $500\ \mu\text{m}$.

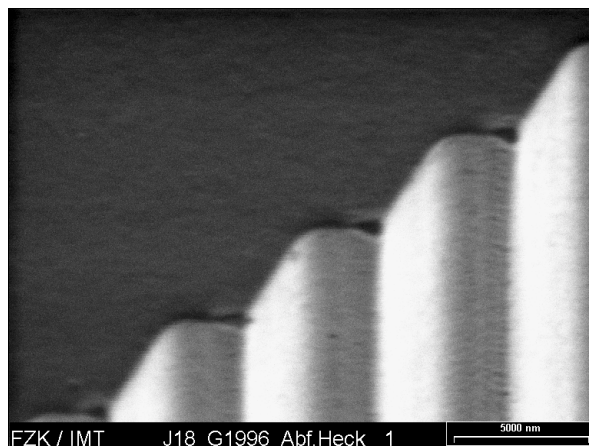


Abb. 2.4: Detail aus Abb. 2.3, Zahnbreite ca. $6,5\ \mu\text{m}$.

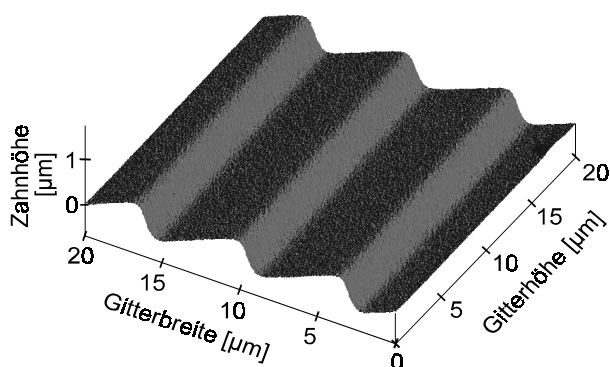


Abb. 2.5: AFM-Vermessung eines durch direkte Röntgentiefenlithographie hergestellten Spektrometers mit $850\ \mu\text{m}$ Strukturhöhe (Zahnbreite ca. $6,5\ \mu\text{m}$).

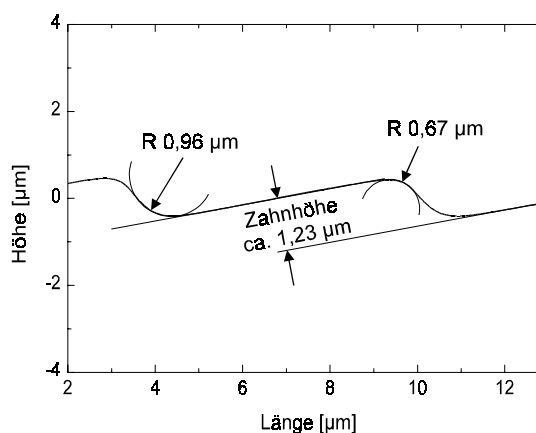


Abb. 2.6: Gemitteltes Strukturprofil aus Abb. 2.5 mit den sich durch den LIGA-Prozeß ergebenden Verrundungen der Außen- und Innenecken von $0,67\ \mu\text{m}$ bzw. $0,96\ \mu\text{m}$ bei einer Strukturhöhe von $850\ \mu\text{m}$.

Eine genaue Analyse der Gitterqualität läßt sich durch rasterkraftmikroskopische (AFM) Vermessung der Zahngeometrie gewinnen. Das Ergebnis einer solchen Messung an einem $850\ \mu\text{m}$ hohen, durch direkte Röntgentiefenlithographie hergestellten Baustein mit einer Zahnbreite von ca. $6,5\ \mu\text{m}$ und einer Zahnhöhe von ca. $1,23\ \mu\text{m}$, ist in Abb. 2.5 dargestellt.

Aus dieser Messung ergibt sich das in Abb. 2.6 über der Höhe gemittelte Strukturprofil. Das Ergebnis zeigt im Vergleich zu den Designdaten eine Verrundung der Außenecken von ca. $0,67\ \mu\text{m}$ und der Innenecken von $0,96\ \mu\text{m}$. Dies hat negative Auswirkungen auf die Gittereffizienz (Kap. 2.5.3). Da zur Produktion in großen Stückzahlen bislang die Strukturhöhe auf $500\ \mu\text{m}$ beschränkt war, zeigt dieses Ergebnis das Potential, auch größere Höhen bei noch

akzeptablen Verrundungen realisieren zu können. Die hier genannten Radien können in 500 μm hohen Strukturen als Obergrenze betrachtet werden.

Die Auswertung der Daten längs der Zähne ergibt einen arithmetischen Mittenrauhwert R_a der Zahnflanke von max. 8 nm, sowie einen quadratischen Mittenrauhwert R_q von 10 nm [Ach98]. Damit ist die Rauigkeit ausreichend, um gering streuende optische Funktionsflächen zu erzeugen.

2.3 Einkoppelbedingungen

Die Einkopplung des zu analysierenden Spektralsignals erfolgt in Mikrospektrometern durch eine optische Faser. Fasern ermöglichen eine flexible Zuführung des Spektralsignals auch über größere Distanzen und erlauben so eine flexible Anordnung des Bausteins im späteren Gesamtsystem. Anwenden bietet die Verwendung einer Faser eine leicht handhabbare Standardschnittstelle. Bis zu einer Wellenlänge von 2,5 μm stehen wasserarme Quarzfasern mit ausreichend hoher Transmission zur Verfügung, die mechanisch und chemisch stabil und gleichzeitig preiswert sind. Bei Wellenlängen größer als 2,5 μm muß auf Fasern aus ausgefalleneren Materialien (z.B. Zirkoniumfluorid (1 - 5 μm), Silberhalogenid (2 - 12 μm), Saphir (2 - 3 μm) und Chalkogenid (1 - 6 μm)) ausgewichen werden, deren mechanische und chemische Stabilität die Handhabung erschweren.

Die in das Spektrometer abstrahlende Fläche und die Winkelverteilung der Strahlung haben Einflüsse auf die Leistungsfähigkeit des Spektrometers und werden deshalb im folgenden näher untersucht.

2.3.1 Abstrahlende Fläche

Um ein möglichst hohes Signal-Rauschverhältnis für das Gesamtsystem zu erreichen, ist es entscheidend, eine möglichst große Strahlungsleistung in das Spektrometer einzukoppeln. Möglich wird dies durch eine Vergrößerung der Strukturhöhe. In der Breite ist der einkoppelbare Strahlungsfleck begrenzt, da eine größere Breite als der Elementabstand der eingesetzten Detektorzeile durch die nahezu 1:1-Abbildung des Spektrometers zu einer Verschlechterung des Auflösungsvermögens führt. Für viele IR-Detektoren ist dies bei einer Breite von ca. 50 μm der Fall. Um beide Anforderungen der Einkopplung einer großen Leistung und der Begrenzung der Breite des eingekoppelten Lichtflecks auf die Detektorbreite gerecht zu werden, bieten sich die in Abb. 2.7 gezeigten zwei Möglichkeiten an. Es können Einzelfasern übereinander angeordnet werden oder eine wesentlich dickere Faser mit einer in die Spektrometerstruktur integrierten Blende begrenzt werden.



Abb. 2.7: Strahlungseinkopplung mit mehreren dünnen Fasern oder einer dicken Faser mit Faserkern-durchmesser d_k und -manteldurchmesser d_M . Die abstrahlende Fläche der größeren Faser wird durch eine Spaltblende mit einer Breite b_s begrenzt.

Bei einem Kern-Mantel-Durchmesserverhältnis von 1 zu 1,1 der Fasern ergeben sich beispielsweise um ca. 21% erhöhte Verluste, wenn anstelle einer Einzelfaser mit 300 μm Kerndurchmesser d_K und einer Spaltblendenbreite b_S von 50 μm , sechs Einzelfasern mit einem Kerndurchmesser von 50 μm und einem Manteldurchmesser von 55 μm übereinander gestapelt werden, da bei einer Stapelung die nicht abstrahlenden Mantelbereiche ebenfalls mehrfach angeordnet werden. Diese Betrachtung gilt nur, wenn der bei der Einkopplung in die Faser zur Verfügung stehende Lichtfleck den Kern der dicken Einzelfaser ausfüllt. Dies ist bei Faserdurchmessern von einigen 100 μm bei den meisten Meßaufgaben der Fall.

Von der zweiten Möglichkeit wird hier deshalb Gebrauch gemacht. Sie bietet den zusätzlichen Vorteil, daß bei einer einzelnen Faser auf Standard-Stecker zurückgegriffen werden kann und damit die Aufbau- und Verbindungstechnik vereinfacht wird. Abb. 2.8 zeigt die Ausführung eines Faserhalteschachts mit einer 50 μm breiten integrierten Spaltblende zur Aufnahme einer Faser mit 330 μm Außendurchmesser. Da die Absorption des Polymermaterials nicht ausreicht, um die aus der Faser austretende Strahlung außerhalb des Spaltbereichs vollständig zu unterdrücken, wird die Blende bei der Metallisierung des Spektrometers ebenfalls beschichtet. Es entsteht so ein Spiegel, der ca. 79% der Strahlung in die Faser zurück reflektiert.

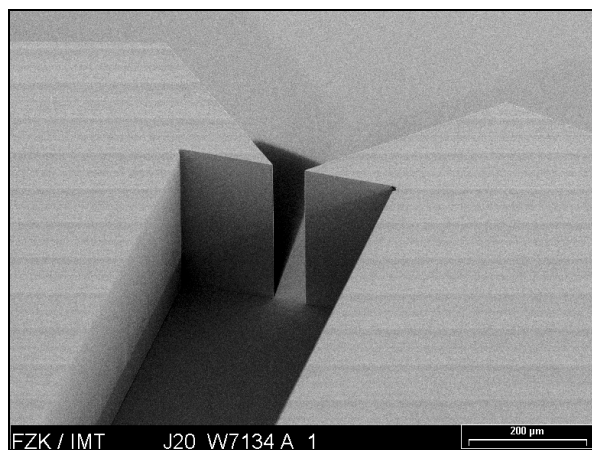


Abb. 2.8: In den Faserhalteschacht integrierte Spaltblende mit einer Breite von 50 μm .

Für die meisten Anwendungen ist es irrelevant, daß ein wesentlicher Anteil der Strahlung in der Einkoppelfaser zurückläuft. Je nach Art des verwendeten Probenkopfes kann dies aber zu einer Beleuchtung des Meßflecks auf der Probe mit einem schon geänderten Spektrum und somit zu Meßfehlern führen. Eine Ausführung der Blende mit gezackten Kanten wie in Abb. 2.9 dargestellt, schafft hier weitgehend Abhilfe. Durch die Schrägen wird ein Großteil der Strahlung unter größeren Winkeln als der numerischen Apertur in die Faser reflektiert. Sie treten somit in den Fasermantel aus. Die gemessene Rückreflexion an einer solchen Blende in Abhängigkeit des Anstellwinkels der Zahnflanken zeigt Abb. 2.10. Die dargestellten Werte wurden nach dem Durchlaufen eines 1x2-Kopplers mit einer Faserlänge von ca. 1,5 m ermittelt, über den die Strahlung auch eingekoppelt wurde. Bei allen Werten wurde die in der Faser zurücklaufende Strahlungsleistung bei offenem Faserende ohne Blende abgezogen. Als Referenzwert dient die gerade Blende. Die Spaltbreite der untersuchten Blenden beträgt 50 μm bei einem Faserkerndurchmesser von 100 μm .

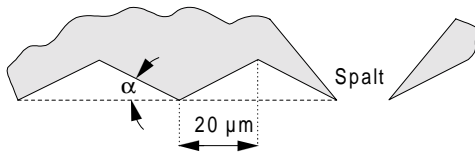


Abb. 2.9: Ausschnitt des Faserschachtes mit der gezackten Innenseite der Blende mit Anstellwinkel α zur Minimierung der reflektierten Strahlungsleistung.

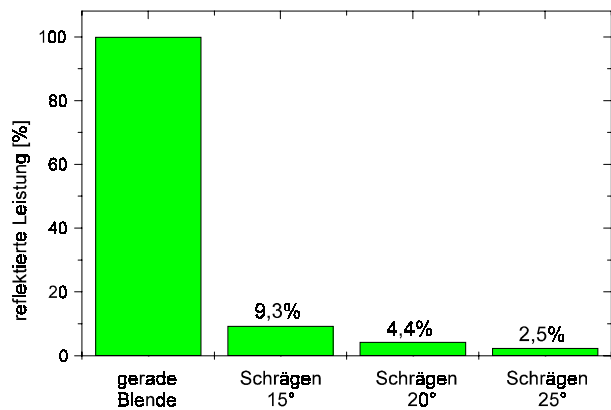


Abb. 2.10 In die Faser zurückreflektierte Leistung bezogen auf den Wert bei einer geraden Blende in Abhängigkeit vom Anstellwinkel.

Es zeigt sich, daß schon durch ein leichtes Anstellen der Zahnflanke mit einem Winkel von 15° , der nur knapp über dem Aperturwinkel der Faser von $12,7^\circ$ liegt, über 90% der unerwünschten Strahlung unterdrückt werden. Eine Steigerung des Anstellwinkels kann sie noch weiter verringern. Dem Winkel sind jedoch Grenzen gesetzt, da mit einer Annäherung an 45° Retroreflektoren entstehen, die über eine zweifache Reflexion an den Schrägen wieder unter dem Aperturwinkel einkoppeln. Bei einem Flankenwinkel von 25° laufen im Vergleich zur geraden Blende nur noch 2,5% der Strahlungsleistung in der Faser zurück.

2.3.2 Winkelverteilung der Strahlung

Die winkelabhängige Intensitätsverteilung der im Hohlwellenleiter geführten Strahlung beeinflusst das Dämpfungsverhalten desselben und die Dispersionseigenschaften des Gitters. Hierbei ist die Abhängigkeit vom Winkel zu den Deckplatten des Wellenleiters maßgebend. Diese Verteilung wird deshalb näher untersucht.

Die von einer Faser abgestrahlte winkelabhängige Intensitätsverteilung ist symmetrisch zur Faserachse. Sie läßt sich als Funktion des Winkels Θ zu dieser angeben. Für das Verhalten des Hohlwellenleiters ist die Verteilung als Funktion des Winkels ϑ zur Symmetrieachse in einer Referenzebene parallel zu den Deckschichten und eines Winkels φ aus dieser Referenzebene heraus maßgebend. Die Symmetrieachse liegt in der Referenzebene. Den Zusammenhang zwischen diesen Winkeln verdeutlicht Abb. 2.11.

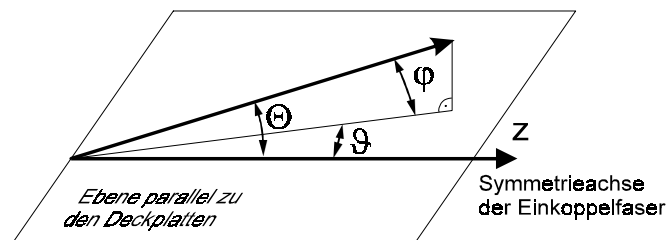


Abb. 2.11: Zusammenhang zwischen dem Winkel Θ zur Symmetrieachse der Einkoppelfaser, dem Ebenenwinkel ϑ und dem Höhenwinkel φ .

Zwischen diesen Winkeln gilt der Zusammenhang

$$\cos(\Theta) = \cos(\varphi) \cdot \cos(\vartheta) \quad (2-1)$$

Geht man davon aus, daß die eingekoppelte winkelabhängige Intensitätsverteilung $I(\Theta)$ auf einen Winkelbereich Θ_{\max} beschränkt ist, wie dies bei Fasern durch deren numerische Apertur (NA) gegeben ist, so ergibt sich für einen Höhenwinkel φ ein maximaler Ebenenwinkel ϑ_{\max} , bei dem die Intensität verschwindet.

$$\vartheta_{\max} = \arccos\left(\frac{\cos(\Theta_{\max})}{\cos(\varphi)}\right) \quad (2-2)$$

Dies bedeutet, daß mit steigendem Höhenwinkel φ ein immer kleiner werdender Winkelbereich parallel zu Ebene von Strahlung erfüllt ist. Um die gesamte Strahlungsintensität in Abhängigkeit des Höhenwinkels φ zu ermitteln, muß über die zulässigen Ebenenwinkel integriert werden:

$$I(\varphi) = 2 \int_0^{\vartheta_{\max}} I(\Theta) d\vartheta \quad (2-3)$$

Im Falle von Stufenindex-Fasern, wie sie für spektroskopische Anwendungen gebräuchlich sind, ist die Intensität bei vollständiger Anregung der Faser über dem Winkel gleich verteilt. Für die Verteilung der Strahlungsintensität über dem Höhenwinkel ergibt dies am Eingang des Spektrometers den in Abb. 2.12 gezeigten Verlauf. Bei realen Messungen an kurzen Fasern, wie sie hier verwendet werden, zeigt sich jedoch, daß das Abstrahlverhalten fast ausschließlich vom Einkoppelverhalten in die Faser abhängt [Eck94]. Bei einer Einkopplung, wie sie bei den meisten Meßaufgaben erfolgt, kommt es zu einer unvollständigen Anregung der Faser. Die daraus resultierende Verteilung über dem Höhenwinkel kann als \cos^2 -förmig angenommen werden.

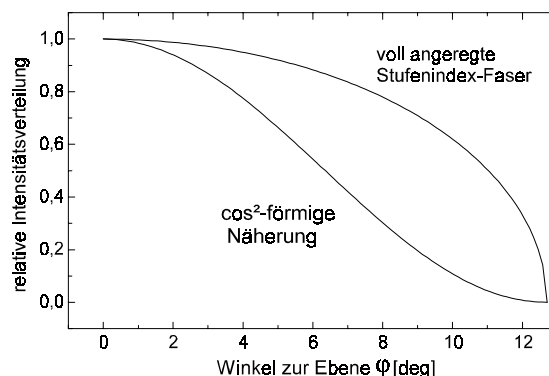


Abb. 2.12: Relative Intensitätsverteilung als Funktion des Winkels zur Substratebene am Eingang des Spektrometers für eine voll angeregte Stufenindex-Faser mit einer NA von 0,22 und \cos^2 -förmige Näherung des realen Verhaltens im Meßaufbau.

Obwohl dies bedeutet, daß insgesamt nur ca. 64% der theoretisch einkoppelbaren Strahlung in den Baustein gelangt, bieten sich, wie weiter unten gezeigt wird, durch die Konzentration der Intensität auf kleine Winkel Vorteile hinsichtlich der Dämpfung und der erreichbaren Auflösung.

2.4 Reflexionsschicht

Bei multimodigen, dielektrischen Wellenleitern, wie Glasfasern oder Schichtwellenleitern, erfolgt eine Dämpfung der geführten Strahlung im wesentlichen durch intrinsische Materialabsorption. Bei metallisierten Wellenleitern hat die Strahlungsführung durch Fresnel-Reflexion einen wesentlich deutlicheren Einfluß auf die Intensitätsverteilung der geführten Strahlung und muß deshalb genauer untersucht werden.

Im Hinblick auf geringe Strahlungsverluste im Mikrospektrometer ist bei der Wahl der Beschichtung des Wellenleiters ein Metall zu bevorzugen, das eine möglichst hohe Reflektivität aufweist. Die für optisch reflektierende Beschichtungen standardmäßig verwendeten Metalle Silber, Gold und Kupfer weisen bei annähernd senkrechtem Einfall in Teilen des Wellenlängenbereichs von $1\ \mu\text{m}$ bis $10\ \mu\text{m}$ alle Reflexionsfaktoren größer als 96% auf. Aluminium kann diesen Wert erst oberhalb $2\ \mu\text{m}$ und Rhodium oberhalb $7\ \mu\text{m}$ erreichen [Ame72]. Dies erlaubt es, die ersten drei Materialien ohne große Verluste bei allen „klassischen“ Reflexionsoptiken mit wenigen Reflexionen bei nahezu senkrechtem Einfall einzusetzen. Im Falle des HWL wird die Metallschicht jedoch unter flachen Winkeln getroffen und es erfolgt aufgrund der Vielfachreflexionen an Substrat und Deckschicht eine Potenzierung der Reflexionsverluste. Es ist deshalb notwendig, eine metallische Beschichtung zu wählen, die für die typischerweise auftretenden Winkel von 0° bis 13° (für eine NA des Systems von 0,22) zum Substrat eine möglichst hohe Reflektivität aufweisen.

2.4.1 Reflexionsverhalten von Metallen

Die Reflektivität einer hinreichend dicken, glatten, metallischen Schicht hängt vom Polarisationszustand der auftreffenden Strahlung, dem Auftreffwinkel und den optischen Eigenschaften des Metalls bei der betrachteten Wellenlänge ab. Eine Berechnung der Reflektivität läßt sich mittels der Fresnel'schen Formeln aus ihrer Brechzahl n und ihrer Dämpfungskonstante k für beide aufeinander senkrecht stehenden Polarisationsrichtungen der Strahlung durchführen.

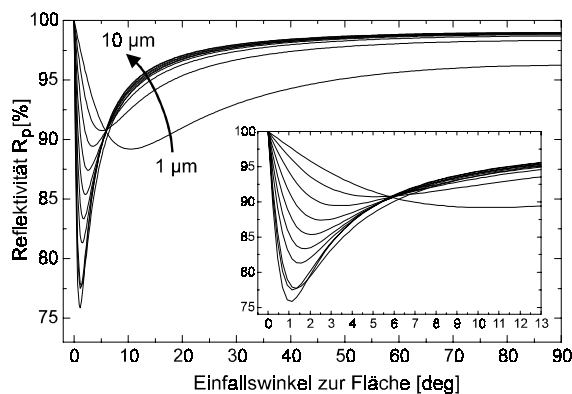


Abb. 2.13: Anhand von Literaturwerten berechnete Reflektivitäten von Gold für parallel zur Einfallsebene polarisierte Strahlung.

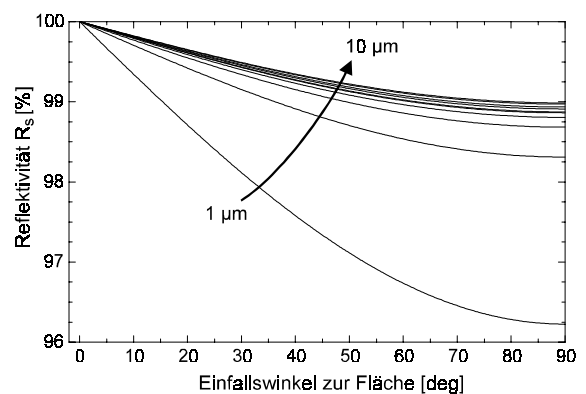


Abb. 2.14: Anhand von Literaturwerten berechnete Reflektivitäten von Gold für senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Strahlung.

Die aus den in [Ame72] aufgeführten Literaturdaten berechneten Reflektivitäten sind beispielhaft für Gold in Abb. 2.13 und Abb. 2.14 als Funktion des Einfallswinkels zur Fläche für eine Polarisation parallel (R_p) und senkrecht (R_s) zur Einfallsebene dargestellt.

Die Betrachtung der Kurven verdeutlicht, daß für beide Polarisationsrichtungen im betrachteten Wellenlängenbereich völlig unterschiedliche Verhältnisse gelten. Die Reflektivitäten der parallelen Polarisationsrichtung sind im Mittel geringer als die der senkrechten Polarisationsrichtung, wobei diese je nach Wellenlänge im Bereich von 1° bis 13° einen deutlichen Einbruch aufweisen. Hier wird ebenfalls deutlich, daß es sich bei einem Spektrometer auf der Basis eines metallisierten HWL um ein Bauteil handelt, dessen optische Eigenschaften stark vom Polarisationszustand der zu analysierenden Strahlung abhängt. Für Meßaufgaben, bei denen die Strahlung polarisiert ist und sich zusätzlich die Art der Polarisation ändert, beeinflußt dies das detektierte Ausgangssignal.

2.4.2 Wahl der Beschichtung

Um eine Aussage über die Eignung einer metallischen Beschichtung zu treffen, läßt sich die Transmission eines Wellenleiters unter Verwendung der oben berechneten Reflektivitäten bestimmen. Abb. 2.15 zeigt schematisch den Strahlverlauf in einem HWL der Länge L und Höhe H . Abhängig vom Propagationswinkel φ wird der Strahl N -mal an Grund- und Deckplatte reflektiert.

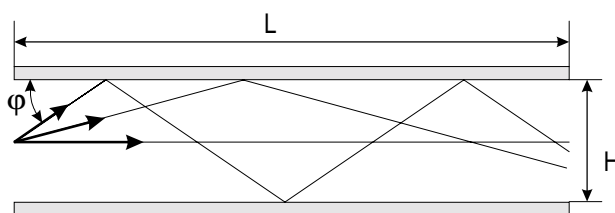


Abb. 2.15: Schematische Darstellung des Strahlverlaufs beim Durchlaufen des HWL.

Die Anzahl der Reflexionen an den Deckplatten beträgt

$$N(\varphi) = \frac{L}{H} \cdot \tan \varphi \quad (2-4)$$

Die Transmission läßt sich ermitteln, indem über alle auftretenden Winkel zur Ebene integriert wird, wobei mit der auf eins normierten Intensitätsverteilung $I_{\text{norm}}(\varphi)$ am Eingang des Wellenleiters gewichtet wird. Es wird von unpolarisierter Strahlung ausgegangen, so daß mit dem arithmetischen Mittel der Reflektivitäten beider Polarisationsrichtungen gerechnet werden kann.

$$T = \frac{1}{2} \int_0^{\varphi_{\text{max}}} I_{\text{norm}}(\varphi) \cdot \left(R_s(\varphi)^{N(\varphi)} + R_p(\varphi)^{N(\varphi)} \right) d\varphi \quad (2-5)$$

Abb. 2.16 zeigt die auf diese Weise ermittelten Werte für den Wellenlängenbereich von $1 \mu\text{m}$ bis $10 \mu\text{m}$ für die Metalle Gold, Silber, Kupfer, Aluminium und Rhodium unter der Annahme der Intensitätsverteilung einer voll angeregten Stufenindex-Faser am Anfang des Wellenleiters. Für Gold ist der Verlauf zusätzlich für eine nur teilangeregte und \cos^2 -förmig abstrahlende Stufenindex-Faser aufgetragen. Gold, Silber und Kupfer erweisen sich in der Berechnung als gleichermaßen brauchbar, wobei zwischen $1 \mu\text{m}$ und $2 \mu\text{m}$ Wellenlänge Silber leichte Vorteile aufweist. Der Vergleich der Transmissionberechnungen für Gold bei zwei verschiedenen

winkelabhängigen Intensitätsverteilungen am Eingang des Wellenleiters zeigt die starke Abnahme der Transmission bei größeren Winkeln. Das integrale Ergebnis liegt bei einer \cos^2 -förmigen Verteilung deshalb wesentlich höher als bei der Verteilung einer voll angeregten Stufenindexfaser.

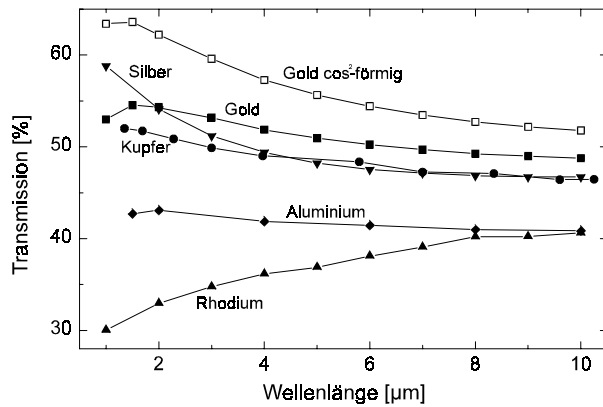


Abb. 2.16: Berechnete Transmissionen eines HWL mit einer Länge von 45 mm und einer Höhe von $150 \mu\text{m}$ für verschiedene metallische Beschichtungen unter der Annahme des Abstrahlverhaltens einer voll angeregten Stufenindex-Faser (NA 0,22) und einer \cos^2 -förmig abstrahlenden Faser der selben NA.

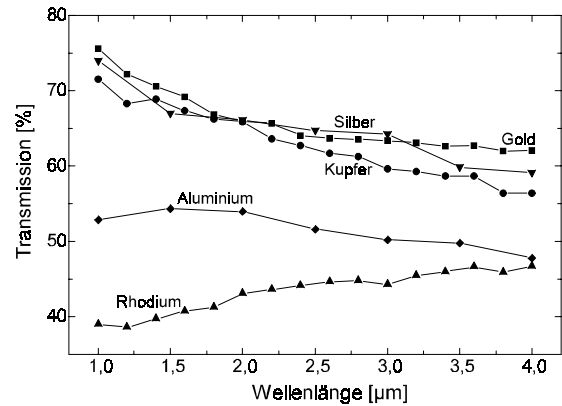


Abb. 2.17: Gemessene Transmission von HWL mit einer Beschichtung aus Gold, Kupfer, Rhodium, Silber und Aluminium (Länge 45 mm , Höhe $150 \mu\text{m}$) [Hof97].

Abb. 2.17 zeigt das Ergebnis der experimentellen Überprüfung an Plattenwellenleitern mit einer Länge von 45 mm bei einer Höhe von $150 \mu\text{m}$ im Wellenlängenbereich von $1 \mu\text{m}$ bis $4 \mu\text{m}$ [Hof97]. Die Deckplatten des Wellenleiters bestehen aus polierten Silizium-Wafern mit einer Rauigkeit unterhalb 1 nm, die mit optisch dichten Schichten der Probenmetalle bedampft sind.

Im Vergleich zu den berechneten Werten fällt auf, daß die gemessenen Transmissionen größer sind. Dies wird durch eine nicht voll angeregte Einkoppelfaser verursacht. Die gefundenen Verläufe stimmen in der Tendenz mit den auf der Basis von Literaturdaten berechneten Kurven überein. Die berechnete größere Transmission bei einer Silber- statt einer Goldbeschichtung im Bereich von $1 \mu\text{m}$ bis $2 \mu\text{m}$ ist experimentell nicht nachweisbar. Eine mögliche Ursache ist hier die Oxidation des Beschichtungsmetalls beim Kontakt mit der Atmosphäre. Dies tritt bei Beschichtungen aus Silber, Aluminium und Kupfer auf. Aufgrund dieser Ergebnisse wird im gesamten Wellenlängenbereich Gold wegen seiner großen chemischen Stabilität zur Verspiegelung der Spektrometer eingesetzt.

Um einen Überblick über die zu erwartende Transmission von Hohlwellenleiterspektrometern mit einer typischen Weglänge von 70 mm zu vermitteln, sind in Abb. 2.18 die berechneten Transmissionswerte für goldbeschichtete Wellenleiter in Abhängigkeit der Wellenlänge und der Wellenleiterhöhe dargestellt.

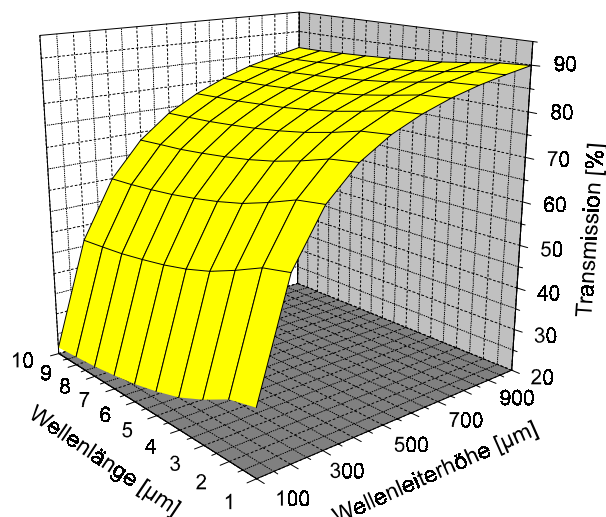
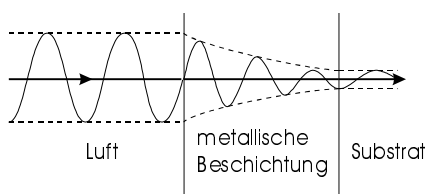


Abb. 2.18: Berechnete Transmission von goldbeschichteten Hohlwellenleitern bei einer Länge von 70 mm in Abhängigkeit von Wellenlänge und Wellenleiterhöhe bei Einstrahlung mit einer \cos^2 -förmigen angulären Intensitätsverteilung ($NA = 0,22$).

2.4.3 Minimale Schichtdicke

Um im Hohlwellenleiter keine zusätzlichen Verluste durch eine zu dünne metallische Beschichtung zu erzeugen, muß die notwendige Schichtdicke bestimmt werden. Nach [Hum93] beträgt die charakteristische Eindringtiefe W , bei der die Intensität einer senkrecht ins Metall eindringenden Welle auf den Teil $1/e$ abgeklungen ist,



$$W = \frac{\lambda}{2 \cdot \pi \cdot k} \quad (2-6)$$

Abb. 2.19: Exponentiell gedämpfte Welle beim Eindringen in Metallschicht.

Abb. 2.19 zeigt eine auf einen Metallfilm senkrecht auftreffende Welle mit bis dahin konstanter Amplitude. Dieser Fall entspricht der Reflexion am senkrecht zum Spektrometersubstrat stehenden Gitter. Sie wird im Metall exponentiell gedämpft, bis sie wieder austritt und ins Substrat eindringt. Der ins Substrat eindringende Anteil wird vollständig absorbiert oder in die Umgebung transmittiert und steht im Spektrometer nicht mehr zur Verfügung. Die Beschichtung sollte so dick sein, daß bis zu diesem Punkt die Intensität der Welle auf 0,1% abgeklungen ist und somit minimale zusätzlichen Verluste auftreten. Erreicht wird dies nach dem Durchlaufen einer Strecke, die dem 6,9-fachen der Eindringtiefe W entspricht. Für Gold beträgt diese Schichtdicke im gesamten Wellenlängenbereich von $1 \mu\text{m}$ bis $10 \mu\text{m}$ ca. 200 nm.

2.5 Charakteristik des Gitters

Das Gitter als zentrales Element des Mikrospektrometers beeinflusst wesentlich die Gesamteigenschaften des Spektrometersystems. Im folgenden werden deshalb die Eigenschaften der verwendeten Gitterkonfiguration im Wellenleiter diskutiert. Neben dem Auflösungsvermögen und den Dispersionseigenschaften sind dies die Gittereffizienz und der Einfluß der Gitterqualität auf das Falschlicht. Durch den Einsatz eines senkrecht stehenden Gitters im Wellenleiter ergeben sich zusätzliche Einschränkungen für die Auflösung.

2.5.1 Auflösungsvermögen

Die mit einem Gitter im Mikrospektrometer erreichbaren Auflösungen lassen sich mittels des Rayleigh-Kriteriums bestimmen. Dieses besagt, daß sich zwei Spektrallinien gerade dann noch trennen lassen, wenn das Maximum der einen Linie gerade auf das erste Minimum der zweiten Linie fällt. Diese Bedingung ist erfüllt für

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m \cdot N} \quad (2-7)$$

Der minimal auflösbare Abstand $\Delta\lambda$ bei einer Wellenlänge λ ist somit nur abhängig von der genutzten Beugungsordnung m und der Anzahl der Gitterzähne N . Typische Werte für Mikrospektrometer mit einigen tausend Zähnen ergeben theoretische Auflösungen unterhalb eines Nanometers. Wenn Bausteine mit Auflösungen von einigen Nanometern angestrebt werden, resultiert hieraus somit keine Beschränkung der Auflösung. Im Mikrospektrometer führen vielmehr die im Verhältnis zu den Gesamtabmessungen nicht mehr vernachlässigbaren Spalt- und Detektorbreiten im Zusammenspiel mit Abbildungsfehlern zu einer Begrenzung der Auflösung.

2.5.2 Dispersionseigenschaften

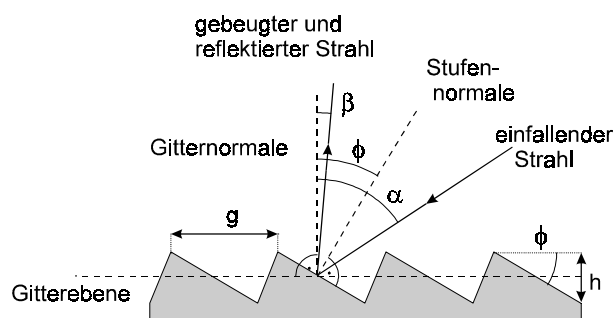


Abb. 2.20: Beugung am ebenen Reflexionsgitter mit Blase.

Abb. 2.20 zeigt schematisch die Strahlverläufe an einem ebenen Reflexionsgitter mit Blase. Ein auf ein solches Gitter mit einer Gitterkonstante g unter dem Winkel α zur Gitternormalen auftreffender Strahl wird gemäß der Gittergleichung (2-8) gebeugt, wobei m die Beugungsordnung bezeichnet.

$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{m \cdot \lambda}{g} \quad (2-8)$$

Er verläßt das Gitter unter dem Beugungswinkel β .

Die Gitterstufen sind derart geneigt, daß der einfallende Strahl an der Stufe in eine bestimmte Richtung reflektiert wird. Für die Wellenlänge, die in die selbe Richtung (β_{Blaze}) gebeugt wird, ergibt sich eine maximale Effizienz des Bausteins, die mit zunehmendem Abstand von dieser Wellenlänge abnimmt. Der Neigungswinkel der Gitterstufe beträgt

$$\phi = \frac{\alpha + \beta_{\text{Blaze}}}{2}. \quad (2-9)$$

Um auf zusätzliche abbildende Reflexionsoptiken oder Linsen verzichten zu können, wird ein gekrümmtes Gitter verwendet. Die sogenannte Rowlandkreis-Anordnung (Abb. 2.21) führt dazu, daß der Eintrittspalt auf den Detektionsbereich abgebildet wird. Zahngeometrie und Krümmung des Gitters sind hierbei nach [And90] so optimiert, daß sich ein näherungsweise linearer Zusammenhang zwischen dem Auftreffpunkt auf dem Detektor und der Wellenlänge ergibt und Abbildungsfehler minimiert werden.

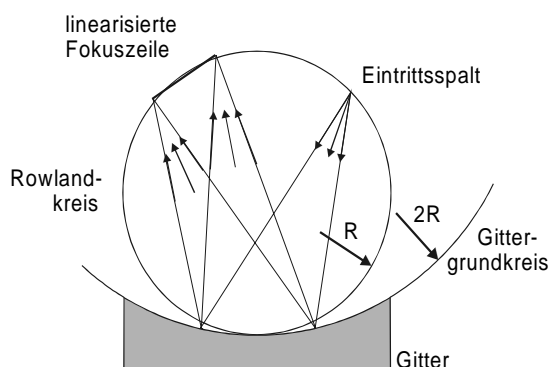


Abb. 2.21: Schematische Darstellung eines Gitters in Rowlandkreis-Anordnung.

Eine charakteristische Größe, die wesentlich die Eigenschaften eines solchen Bausteins beschreibt, ist die lineare Dispersion

$$D_L = \frac{\Delta x_F}{\Delta \lambda}. \quad (2-10)$$

Sie beschreibt die von außen sichtbaren dispersiven Eigenschaften als Quotient aus örtlicher Verschiebung Δx_F des Auftreffpunktes der Strahlung auf der Fokuslinie bei einer Änderung der Wellenlänge von $\Delta \lambda$ und berücksichtigt Gittergrundkreis und Gitterkonstante.

Aus (2-8) wird ersichtlich, daß der mit einem solchen Gitter auswertbare Spektralbereich begrenzt ist, da sich verschiedene Wellenlängen in ihren Ordnungen auf dem gleichen Ort der Detektorzeile finden lassen. Der ohne Überlappungen zwischen den Ordnungen analysierbare Spektralbereich muß die Bedingung

$$\lambda_{\max} \leq \frac{m+1}{m} \cdot \lambda_{\min} \quad (2-11)$$

erfüllen.

Für ein in erster Ordnung genutztes Gitter bedeutet dies, daß die längste Wellenlänge doppelt so groß sein kann wie die kürzeste im relevanten Spektralbereich, wenn es nicht zu Überlagerungen unterschiedlicher Ordnungen kommen soll. Das in den Baustein eingestrahle Licht muß also zum Kurzwelligen hin begrenzt werden. In einigen Fällen läßt sich dies durch die Transmissionsfenster der verwendeten optischen Faser, die spektrale Abstrahlcharakteristik der Strahlungsquelle oder die Empfindlichkeit des Detektors erreichen. Ist dies nicht möglich, muß auf ein zusätzliches Bauelement in Form eines Langpaßfilters zurückgegriffen werden.

2.5.3 Gittereffizienz

Für hochempfindliche Spektrometersysteme muß ein hoher Anteil der am Eingang zur Verfügung stehenden Strahlungsleistung auf den Detektor gelangen. D.h. der Anteil der Strahlungsleistung, der in nicht genutzte Ordnungen gebeugt wird, soll möglichst gering sein. Als Gittereffizienz bezeichnet man den Anteil der in die genutzte Ordnung gebeugten Strahlungsleistung, bezogen auf die eingestrahle Leistung. Hierbei wird von einer ideal reflektierenden Gitterbeschichtung ausgegangen. Blaze-Gitter bieten im Vergleich zu anderen Gittern eine höhere Effizienz, wobei ihr Verlauf über der Wellenlänge für eine bestimmte Ordnung sich durch die Wahl des Blaze-Winkels einstellen läßt. Die Abhängigkeit der Effizienz von der Wellenlänge für Gitter mit Blaze wird in [Eng82] beschrieben.

Abb. 2.22 zeigt beispielhaft den Effizienzverlauf für den Wellenlängenbereich von $0,95 \mu\text{m}$ bis $1,80 \mu\text{m}$ in erster und zweiter Ordnung, wenn der Blaze auf verschiedene Wellenlängen der ersten Ordnung gelegt wird. Für die Berechnung werden eine Dispersion von 5000 bei einem Gittergrundkreisradius von 35 mm und einem Einkoppelwinkel von 13° angenommen.

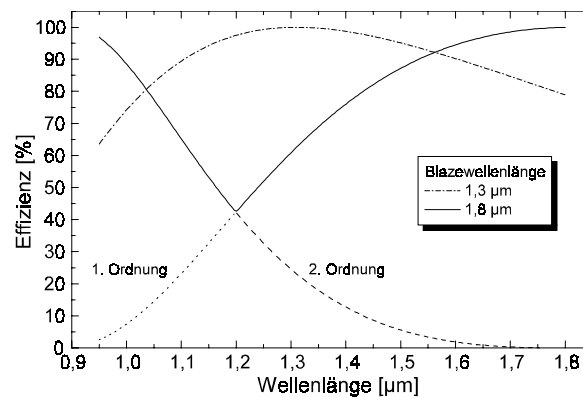


Abb. 2.22: Effizienzverlauf für Gitter, die den Spektralbereich von $0,95 \mu\text{m}$ bis $1,8 \mu\text{m}$ abdecken. Vergleich zwischen der „klassischen“ Lösung mit der Blazewellenlänge im Mittelbereich des Spektrums in erster Ordnung und der Blazewellenlänge am oberen Rand des Spektrums, wobei der kurzwellige Teil in zweiter Ordnung ausgelesen wird.

Betrachtet man die Effizienzkurve, bei der die Blazewellenlänge $1,3 \mu\text{m}$ beträgt, wird deutlich, daß bei bestimmten Meßaufgaben, bei denen höchste Effizienz am oberen Rand des Spektralbereichs gefordert ist, dies mit einer geringen Effizienz am unteren Ende des Meßbereichs erkauft werden muß. Bei geschickter Begrenzung des Spektralbereichs ist es möglich, ohne Überlappungen der ersten und zweiten Ordnung den Spektralbereich in einen kurzwelligen und einen langwelligen zu teilen. Ersterer wird in zweiter Ordnung mit verdoppelter Dispersion und erhöhter Auflösung detektiert. Mit dem selben Zeilendetektor wird der zweite Bereich in erster Ordnung erfaßt. Dies ist in der Abbildung für eine Blazewellenlänge von $1,8 \mu\text{m}$ gezeigt, wobei die Übernahmewellenlänge zwischen beiden Teilbereichen dann

ca. 1,2 μm beträgt. Zum Vergleich ist die Effizienzkurve für eine Blazewellenlänge im Mittelbereich des Spektralbereichs bei 1,3 μm angegeben.

Diese Anordnung bietet weiterhin den Vorteil, daß die Gittereffizienz an beiden Rändern des Spektralbereichs angehoben wird, an denen durch Abbildungsfehler die größten Verluste auftreten. Außerdem entfernt sich durch dieses Verfahren der Detektionsbereich für kurze Wellenlängen geometrisch vom Ort der nullten Ordnung weg, was zu einem verringerten auf den Detektor treffenden Falschlichtanteil führt.

2.5.4 Falschlichtquellen und Unterdrückungsmaßnahmen

Ein in miniaturisierten Spektrometern verstärkt auftretendes Problem ist Falschlicht. Das heißt Licht, das auf eine bestimmte Position auf der Detektorzeile auftrifft, obwohl es die falsche Wellenlänge besitzt. Es entsteht einerseits durch in andere Ordnungen gebeugte Strahlung, welche an den Bausteingrenzen gestreut und reflektiert wird und durch Streuung an Rauigkeiten der senkrechten Wände und der Deckflächen. Ihr Einfluß kann mit der in [Koc83] angegebenen Formel als Schwächungsfaktor der idealen Reflektivität aufgrund von Streuung an Oberflächenrauigkeiten berechnet werden.

$$R_{\text{real}} = R \cdot e^{-\left(\frac{4\pi \cdot \sin \varphi \cdot R_q}{\lambda}\right)^2} \quad (2-12)$$

Bei einem quadratischen Mittenrauhwert R_q von max. 10 nm der Seitenwände und der Deckflächen ergibt sich bei einer Wellenlänge von 1 μm für Auftreffwinkel α zur Flächennormalen von 0° bis 13° eine Schwächung der Reflektivität um maximal 0,8‰ an den Seitenwänden. Bei Auftreffwinkeln von 77° bis 90° ergibt sich ein Wert kleiner 16‰ für die Deckflächen. Selbst unter der Annahme, daß diese Verluste der gerichteten Reflexion nicht durch Absorption, sondern vollständig durch diffuse Reflexion verursacht werden, ergibt sich unter Berücksichtigung der Vielfachreflexionen an den Deckflächen hierdurch also nur ein Streulichtanteil im Prozentbereich. Davon gelangt wiederum nur ein kleiner Teil in Richtung des Detektors.

Wesentlich größer kann der Einfluß der Strahlung sein, die in andere Ordnungen gebeugt wird und an den Bausteinrändern unkontrolliert gestreut und reflektiert wird. Durch eine Verrundung der Zahnsitzen des Gitters wird dieser Effekt verstärkt.

Abb. 2.23 zeigt die mit einer typischen Zahnverrundung von 0,8 μm nach [Eng82] berechneten Effizienzkurven für verschiedene Ordnungen bei einem Gitter mit Blaze in erster Ordnung in den Mittelbereich des Spektrums. Es zeigt sich, daß ein erheblicher Anteil der eingekoppelten Strahlung in falsche Richtungen gebeugt wird.

Abb. 2.24 zeigt schematisch die örtliche Verteilung der Ordnungen. Bei der Verwendung einfacher gerader Außenkanten des Bausteins würden diese daran reflektiert und in Richtung des Detektors gelenkt werden. Eine wirksame Unterdrückung dieser Ordnungen ergibt sich durch die schwarz dargestellten Blenden, die verhindern, daß die Strahlung in Richtung des Detektors gelangt. Zusätzlich wird der Baustein nur im genutzten Bereich (weiß) vergoldet und die Randbereiche mit gut absorbierenden Beschichtungen versehen. Ein umlaufender Graben, der ebenfalls mit einer Absorberbeschichtung versehen ist, trägt zusätzlich zu einer Falschlichtminimierung bei.

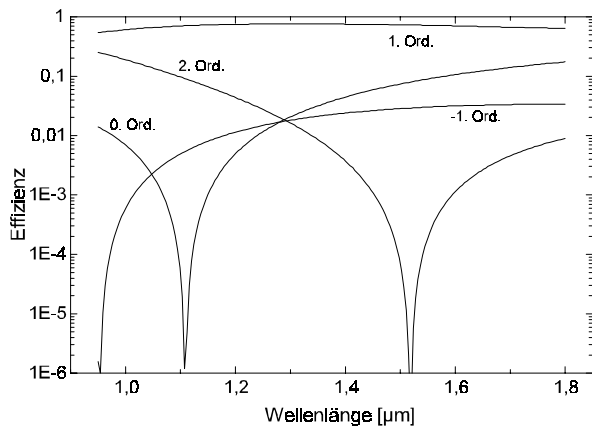


Abb. 2.23: Effizienz der einzelnen Ordnungen für ein Gitter (Blaze 1. Ordnung 1,3 μm) bei einer Verrundung der Gitterzähne mit einem Radius von 0,8 μm.

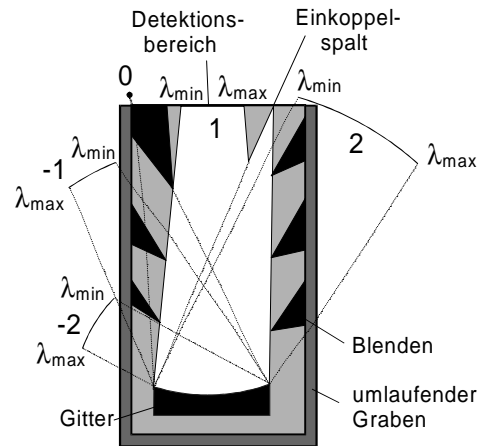
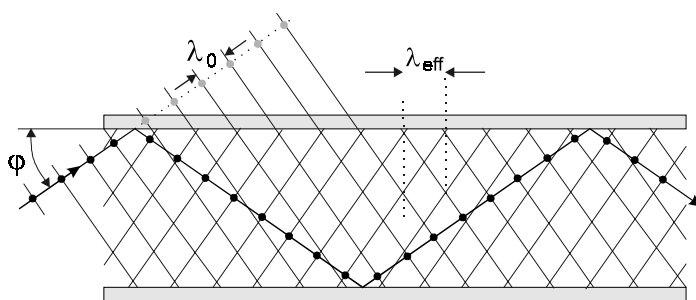


Abb. 2.24: Lage der Ordnungen in einem in erster Ordnung ausgelegten Spektrometer.

2.5.5 Auflösungsbeschränkung durch Modendispersion

Auf den ersten Blick bietet der HWL die Möglichkeit, Strahlung unter großen Winkeln bis fast senkrecht zur Grundebene einzukoppeln. Diese Strahlung erfährt zwar eine deutlich höhere Dämpfung als die unter flachen Winkeln, erhöht aber dennoch die am Detektor zu empfangende Leistung und damit das Signal-Rauschverhältnis des Systems.

Dieser Sachverhalt stellt sich vollkommen anders dar, wenn man berücksichtigt, daß die Beugung am Gitter nicht unabhängig vom Winkel zur Grundebene erfolgt. Nach [Reu83] läßt sich jedem Strahl einer eingekoppelten monochromatischen Wellenlänge λ_0 , der sich unter einem Winkel zur Grundebene ausbreitet, eine effektive Wellenlänge λ_{eff} im Wellenleiter zuweisen, nach der er am Gitter gebeugt wird.



$$\lambda_{eff} = \frac{\lambda_0}{\cos \varphi} \quad (2-13)$$

Abb. 2.25: Propagation der Wellenfronten im HWL.

Dies führt dazu, daß abhängig von der angularen Intensitätsverteilung der Strahlung auf der Fokuslinie des Spektrometers für monochromatische Einstrahlung eine unterschiedliche Intensitätsverteilung detektiert wird. Aus Gleichung (2-13) wird deutlich, daß die absolute Abweichung der effektiven Wellenlänge von der eingestrahnten Wellenlänge linear mit dieser wächst. Es wird somit mit zunehmender Wellenlänge immer schwerer, hochauflösende Spektrometer zu entwickeln, da ein einzelner monochromatischer Peak auf dem Detektor

immer breiter verschmiert wird. Um dies zu verhindern, muß der maximale Winkel φ_{\max} verringert werden. Das führt wiederum zu Leistungsverlusten bei der Einkopplung ins Spektrometer.

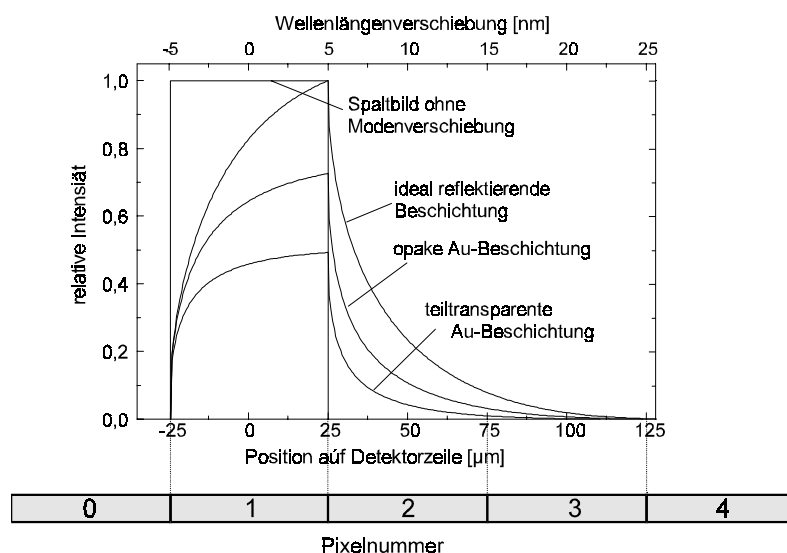


Abb. 2.26: Intensitätsverteilung auf der Detektorzelle bei \cos^2 -förmiger Strahlungsverteilung am Eingang des Spektrometers bei verschiedenen Beschichtungen des HWL.

Abb. 2.26 zeigt berechnete Intensitätsverteilungen auf der Fokuslinie für einen $50\ \mu\text{m}$ breiten Eintrittsspalt und unterschiedliche Reflexionsschichten. Diese haben aufgrund der unterschiedlichen Reflektivität verschiedene winkelabhängige Intensitätsverteilungen zur Folge. Die Intensitätsverteilung wird unter Vernachlässigung von Abbildungsfehlern unter der Annahme eines $70\ \text{mm}$ langen und $300\ \mu\text{m}$ hohen HWL und einer \cos^2 -förmige Verteilung der Strahlung mit $1\ \mu\text{m}$ Wellenlänge berechnet. Nach dem Durchlaufen des Spektrometers ergeben sich bei unterschiedlichen Reflexionsschichten geänderte Verteilungen am Ausgang des Spektrometers. Dargestellt sind die sich ergebenden Verteilungen für eine opake Goldbeschichtung und eine teiltransparente Goldbeschichtung. Zum Vergleich ist auch die Intensitätsverteilung ohne Modenverschiebung dargestellt, bei der nur die Verteilung am $50\ \mu\text{m}$ breiten Eintrittsspalt abgebildet wird. Als Extremfall ist die Verteilung für eine ideal reflektierende Beschichtung angegeben, die unabhängig vom Auftreffwinkel jeden Strahl vollständig reflektiert. Für eine angenommene lineare Dispersion von 5000 lassen sich Wellenlänge und Ort ineinander umrechnen. Die Breite eines Einzeldetektors beträgt $50\ \mu\text{m}$.

Ohne Modenverschiebung wird nur der Zentralpixel 1 von Strahlung getroffen. Durch die Modenverschiebung findet eine Verschiebung der Intensitätsverteilung nach rechts statt. Dadurch detektiert der Zentralpixel ein maximales Signal, wenn die Detektorzeile nach rechts verschoben wird. Diese Verschiebung ist in Tab. 2.1 für die drei Fälle einer idealen Reflexionsschicht, einer opaken Goldschicht und einer teiltransparenten Goldschicht mit 3% Resttransmission angegeben. Die den Zentralpixel umgebenden Pixel werden dann ebenfalls von Strahlung getroffen, die die Auflösung vermindert. Die prozentualen Anteile der auf die Pixel gelangenden Strahlung, bezogen auf den Fall ohne Modenverschiebung, bei der nur Pixel 1 getroffen wird, ist in Tab. 2.1 ebenfalls angegeben.

Es zeigt sich, daß schon bei einer ideal reflektierenden Beschichtung nur 74,7% auf den Zentralpixel fallen. Bei einer ausreichend dicken Beschichtung mit Gold geht dieser Anteil auf 56,7% zurück. Die unerwünschten Anteile, die durch die winkelabhängige Modenverschiebung falsche Pixel treffen, werden stärker geschwächt, da die größeren Winkel weniger gut reflektiert werden. Für Anwendungen, bei denen auf Kosten der Gesamttransmission eine höhere Auflösung erreicht werden muß, ist selbst der Einsatz einer teiltransparenten Goldbeschichtung möglich, bei der dieser Effekt weiter verstärkt wird.

	Verschiebung [μm]	Anteil an Gesamtstrahlungsleistung [%]				
		Pixel 0	Pixel 1	Pixel 2	Pixel 3	Pixel 4
ideal reflektierend	7,75	4,9	74,7	18,9	1,5	$5 \cdot 10^{-3}$
Au opak	0,17	2,2	56,7	10,5	0,7	$4 \cdot 10^{-3}$
Au teiltransparent	0,06	0,8	40,1	5,3	0,2	$1 \cdot 10^{-3}$

Tab. 2.1: Verschiebung der Detektorzeile und prozentuale Anteile der einzelnen Pixel an der ins Spektrometer eingekoppelten Strahlungsleistung bei ideal reflektierender Beschichtung, opaker Goldbeschichtung und Goldbeschichtung mit 3% Resttransmission (Spaltbreite = Detektorbreite = $50 \mu\text{m}$, HWL-Länge 70 mm , Höhe $300 \mu\text{m}$, Wellenlänge $1 \mu\text{m}$, Dispersion 5000).

Als Konsequenz aus Abb. 2.26 läßt sich ein Winkel ableiten, für den jeder vom Eintrittspalt ausgehende Strahl nicht mehr den Zentralpixel trifft und somit nur Falschanteile liefert. Dieser Fall tritt ein, wenn Strahlung vom linken Rand des Spaltes durch die Modenverschiebung auf den rechten Rand des Pixels mit einer Breite b_P fällt. Er berechnet sich nach

$$\varphi_{\max} = \arccos \left(\frac{D_L \cdot \lambda_0}{b_P + D_L \cdot \lambda_0} \right) \quad (2-14)$$

und beträgt für die Daten des obigen Beispiels $8,1^\circ$. Der Betrieb eines solchen Bausteins an einer Standard-Stufenindexfaser mit $NA = 0,22$ sollte somit nicht mit einer voll angeregten Faser erfolgen, sondern der Einkoppelkegel in die Faser auf $8,1^\circ$ begrenzt werden. Alternativ können unerwünschte Winkelbereiche auch erst am Detektor ausgeblendet werden, indem nur Teilbereiche der aus dem Spektrometer austretenden Strahlung von diesem erfaßt werden.

2.5.6 Auskoppelbedingungen

Da man daran interessiert ist, möglichst die gesamte am Ausgang des Spektrometers zur Verfügung stehende Strahlungsleistung zu detektieren, liegt es nahe, den Detektor so nahe wie möglich am Ausgang zu plazieren. Der Fokus des Gitters liegt dabei auf dem Detektor. Dem stehen jedoch häufig die geometrischen Rahmenbedingungen wie z. B. die Anwesenheit von Bonddrähten im Wege. Deshalb ist es meist notwendig, eine gewisse Distanz zwischen HWL und Detektor ohne Führung durch die Deckplatten zuzulassen. Die aus dem Spektrometer an einem Spalt der Höhe h_S austretende Strahlung weitet sich hier gemäß ihrer winkelabhängigen Intensitätsverteilung auf. Abb. 2.28 zeigt örtlich aufgelöst die gemessene Intensitätsverteilung im Abstand $1,5 \text{ mm}$ vor dem Austrittsfenster eines Spektrometers bei monochromatischer Einstrahlung. Aufgetragen sind die Flächen gleicher Strahlungsleistungsdichte. Für einen auf das Maximum dieser Verteilung zentrierten Pixel einer Detektorzeile läßt sich der im obigen Absatz beschriebene Effekt nachvollziehen. Mit zunehmender Abweichung von der Mittellinie der Detektorzeile ergibt sich aufgrund der zunehmenden Austrittswinkel eine Verschiebung der Auftreffpunkte nach rechts zu Positionen, an denen ohne Modenverschiebung keine Strahlung detektiert würde.

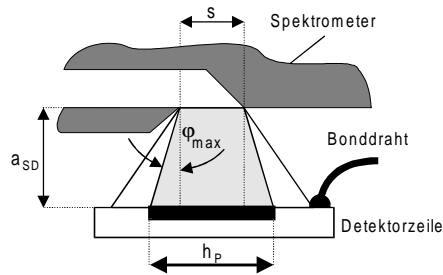


Abb. 2.27: Geometrische Verhältnisse am Ausgang des Spektrometers.

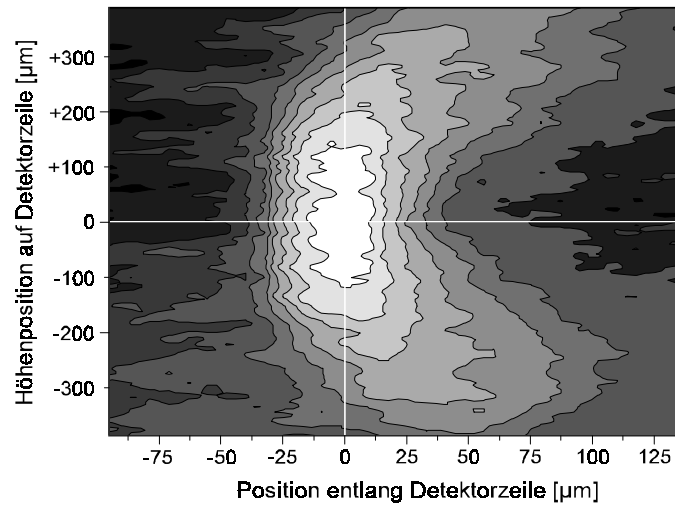


Abb. 2.28: Gemessene Flächen gleicher Strahlungsleistungsdichte im Fokusbereich bei einem Abstand von 1,5 mm zum Austrittsfenster.

Es ist also durchaus sinnvoll, den vom Detektor erfaßten Winkelbereich zu begrenzen, um falsche Wellenlängen und diffus aus dem Baustein austretendes Streulicht zu minimieren. Hieraus sowie aus den Überlegungen des vorherigen Absatzes, ergibt sich abhängig von der Spalthöhe h_s und der Pixelhöhe h_p für den Detektor ein optimaler Abstand

$$a_{SD} = \frac{h_p - s}{2 \cdot \tan \varphi_{\max}} \quad (2-15)$$

vom Austrittsfenster, bei dem er die gesamte Strahlungsleistung der richtigen Wellenlänge empfängt und für die Austrittswinkel verschobener Wellenlängen und diffuser Streustrahlung teilweise blind ist.

2.6 Charakteristik hergestellter Spektrometer

Aus der Vielzahl der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Spektrometer für den Wellenlängenbereich von $0,95 \mu\text{m}$ bis $5,2 \mu\text{m}$ werden im folgenden beispielhaft zwei Bausteine hinsichtlich ihrer spektralen Eigenschaften untersucht. Die charakteristischen Daten beider Bausteine sind in Tab. 2.2 zusammengefaßt.

Das Spektrometer für den NIR-Bereich ($0,95 - 1,80 \mu\text{m}$) kann beispielsweise zur Feuchtemessung in Lebensmitteln oder der Kunststoffidentifikation eingesetzt werden. Das in Kapitel 4 vorgestellte NIR-Spektrometersystem arbeitet mit diesem Baustein.

Das für den MIR-Bereich ausgelegte Spektrometer ist für die Gasetektion durch Absorptionsspektroskopie geeignet. Mit einem Wellenlängenbereich von $3,2 \mu\text{m}$ bis $5,2 \mu\text{m}$ deckt es den Bereich der Absorptionsbanden der Gase Methan (CH_4 , $3,40 \mu\text{m}$), Kohlendioxid (CO_2 , $4,26 \mu\text{m}$), Lachgas (N_2O , $4,45 \mu\text{m}$), Kohlenmonoxid (CO , $4,75 \mu\text{m}$) und Stickstoffmonoxid (NO , $5,2 \mu\text{m}$) ab.

	NIR-Spektrometer	MIR-Spektrometer
Wellenlängenbereich	0,95 - 1,80 μm	3,2 - 5,2 μm
Ordnung	1 (1,15 - 1,80 μm) / 2 (0,95 - 1,15 μm)	1
notwendige Filter	Langpaß $\lambda_c = 0,90 \mu\text{m}$ (GaAs), Kurzpaß $\lambda_c = 1,90 \mu\text{m}$	Langpaß $\lambda_c \approx 3 \mu\text{m}$
Dispersion	5600 1. Ord. / 11200 2. Ord.	4348
Blazewellenlänge	1,80 μm 1. Ord.	5,2 μm
Einkopplung	Quarzfaser Stufenindex, Kerndurchmesser 300 μm , NA = 0,22; Spaltblende 50 μm	Chalkogenidfaser Stufenindex, Kerndurchmesser 400 μm NA = 0,3
Abbildungsmaßstab	0,936	0,940
Strukturhöhe	340 μm	500 μm
Bausteinmaße	20,0 x 42,0 mm^2	22,1 x 28,3 mm^2
Zahnbreite / -höhe	5,804-5,999 μm / 0,908-0,912 μm	6,207-6,738 μm / 2,429-2,444 μm
Auflösung (FWHM)	< 20 nm 1. Ord. / < 10 nm 2. Ord. ¹⁾	< 80 nm ³⁾
maximale Transmission	12% ²⁾	63% ³⁾

¹⁾ Einkopplung Faser 300/330 μm , Auskopplung Faser 90/100 μm

²⁾ Einkopplung Faser 300/330 μm , Detektion Flächendetektor

³⁾ Ein- und Auskopplung mit Faser 400 μm Kerndurchmesser

Tab. 2.2: Daten von zwei Spektrometerdesigns für den NIR- und MIR-Bereich.

Bei der optischen Charakterisierung der Bausteine interessieren die maximale Transmission der einzelnen Spektralkanäle sowie deren Bandbreite. Beide hängen stark von den Meßbedingungen ab. Hier spielen der Durchmesser und die NA der Einkopplungsfaser und die Art des verwendeten Detektors eine entscheidende Rolle. Auch wenn im späteren Gesamtsystem eine Detektorzeile eingesetzt wird, ist eine Charakterisierung des Spektrometers mit Fasern als Detektoren sinnvoll, da hier eine einfachere Messung ohne aufwendige mechanische Nachbearbeitung der Komponenten möglich ist. Abb. 2.29 zeigt schematisch den Meßaufbau. Einkoppel- und Auskopplungsfaser sind in ihrer NA an das Spektrometer angepaßt. Der Aufbau verhält sich wie ein Bandpaßfilter mit variabler Mittenwellenlänge, wobei diese von der Detektorfaserposition auf der Fokuslinie abhängt. Halbwertsbreite und maximale Transmission dieses Filters werden von einem Referenzspektrometersystem vermessen. Um die Messung unabhängig von den Eigenschaften des Referenzsystems und der Meßfasern durchführen zu können, werden sie auf eine Messung bezogen, bei der sich Einkoppel- und Detektorfaser in einer Stirn-Stirn-Kopplung gegenüberstehen.

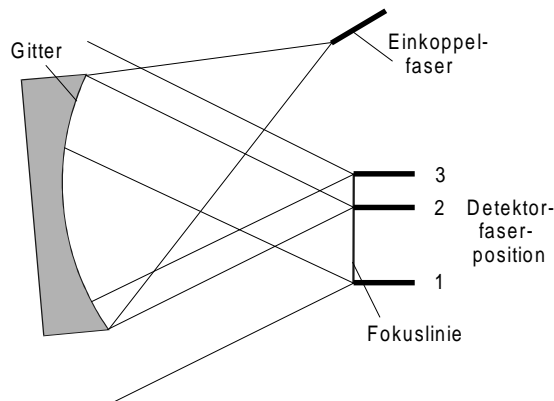


Abb. 2.29: Vermessung der Spektrometerkomponente mit Ein- und Auskopplungsfasern. Abhängig von der Position der Detektorfaser ergibt sich ein Bandpaßfilter, dessen Eigenschaften mit einem Referenzspektrometer vermessen werden.

Die bei dieser Messung ermittelten Transmissionen sind stets kleiner oder gleich der mit einer Detektorzeile ermittelten Werte. Der Grund hierfür wird aus Abb. 2.29 deutlich. Nur für eine bestimmte Faserposition fällt das „Gesichtsfeld“ der Detektorfaser, charakterisiert durch ihren Akzeptanzwinkel bzw. ihre NA, mit dem Gitterbereich zusammen, der von der Einkoppelfaser ausgeleuchtet wird. Für die Randbereiche des Spektrums erfassen die Detektorfasern nur einen Teilbereich des Gitters. Die Ergebnisse dieser Transmissionsmessungen sind somit in den Randbereichen geringer als mit einem Flächendetektor oder einer Detektorzeile, die beide nur eine geringe winkelabhängige Empfindlichkeit aufweisen.

Zusätzlich führt die Transmissionsmessung mit relativ kleinen Detektoren, wie Fasern oder Detektorzeilen, durch Abbildungsfehler des Gitters zu geringeren Werten, da dann immer ein Teil der eingekoppelten Strahlung den Detektor nicht trifft. Bei Flächendetektoren, deren aktive Fläche wesentlich größer ist als die Spaltbreite des Spektrometers, wird die gesamte austretende Strahlung erfaßt.

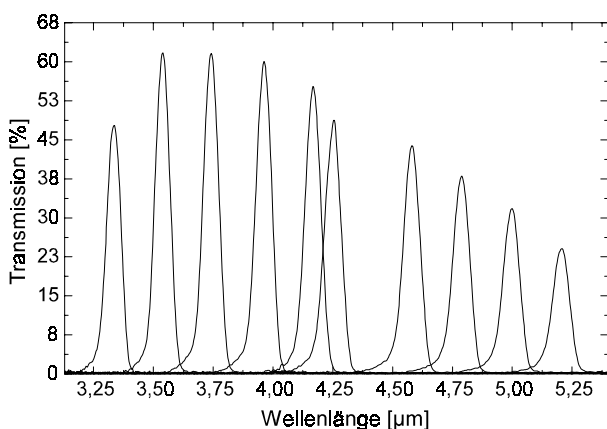


Abb. 2.30: Transmissionswerte des MIR-Spektrometers bei Einkopplung mit einer Meßfaser mit $400\ \mu\text{m}$ Durchmesser und Detektion mit der gleichen Faser bzw. einem Einzeldetektor an mehreren Orten auf der Fokuszeile.

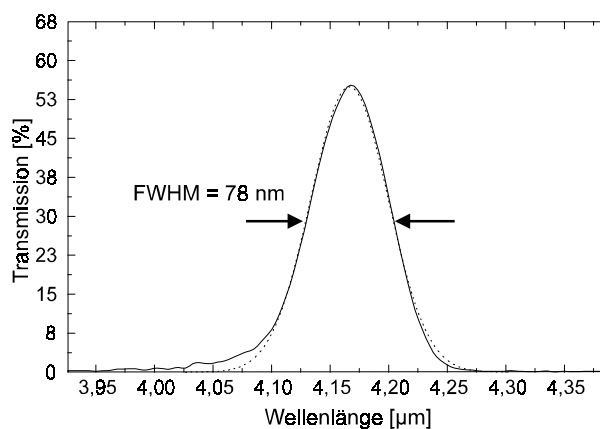


Abb. 2.31: Ausschnitt aus Abb. 2.30 mit Bestimmung der Halbwertsbreite durch Gaußfit. Erkennbar ist die Asymmetrie der Kurve durch Modenverschiebung.

Abb. 2.30 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung am MIR-Spektrometer für mehrere Positionen auf der Fokuslinie, die dem Wellenlängenbereich von $3,2\ \mu\text{m}$ bis $5,2\ \mu\text{m}$ entsprechen. Auffällig ist hier, daß der Baustein trotz einer Blazewellenlänge von $5,2\ \mu\text{m}$ seine maximale Transmission scheinbar bei ca. $3,5\ \mu\text{m}$ erreicht. Dies wird durch den eingeschränkten „Blickwinkel“ der Detektionsfaser verursacht. Bei $3,5\ \mu\text{m}$ ist ihre Position gerade symmetrisch zur Gittermitte, wodurch sie den von der Einkoppelfaser maximal ausgeleuchteten Bereich erfaßt. Abb. 2.31 zeigt den Verlauf der Filtercharakteristik für eine Position der Faser im Mittenbereich der Fokuslinie. Hier ist die asymmetrische Verbreiterung der Transmissionskurve durch die Modenverschiebung deutlich sichtbar. Durch Anfitzen einer Gaußfunktion läßt sich die Halbwertsbreite (full width at half maximum; FWHM) zu ca. $78\ \text{nm}$ bestimmen. Trotz des großen Kerndurchmessers der verwendeten Fasern und des dadurch möglichen großen Strahlungsdurchsatzes von $400\ \mu\text{m}$ ist diese Auflösung zur Gassensorik ausreichend. Eine Verminderung der Halbwertsbreite für Anwendungen, die eine höhere Auflösung erfordern, kann durch schmalere Eintrittsspalte oder Detektoren leicht erreicht werden. Die hohen Transmissionen des Bausteins von bis zu 63% sind mit konventionellen Spektrometern vergleichbar.

Beim NIR-Spektrometer wird der zu analysierende Spektralbereich von 0,9 μm bis 1,8 μm in zwei Bereiche aufgeteilt. Die Wellenlängen von 0,9 μm bis 1,15 μm werden in zweiter Ordnung, die Wellenlängen von 1,15 μm bis 1,8 μm in erster Ordnung auf die selbe Fokuslinie abgebildet. Der niedere Wellenlängenbereich wird dadurch mit der doppelten Dispersion und somit einer erhöhten Auflösung erfaßt. Abb. 2.32 zeigt den Zusammenhang zwischen der Lage der beiden Ordnungen auf der Fokuslinie. Um den Baustein ohne überlappende Ordnungen einsetzen zu können, muß außer dem bei allen Spektrometern notwendigen Langpaßfilter zur Blockung der zweiten Ordnung ein Kurzpaßfilter eingesetzt werden, das in erster Ordnung den Wellenlängenbereich nach oben beschneidet. Die geblockten Bereiche sind ebenfalls dargestellt.

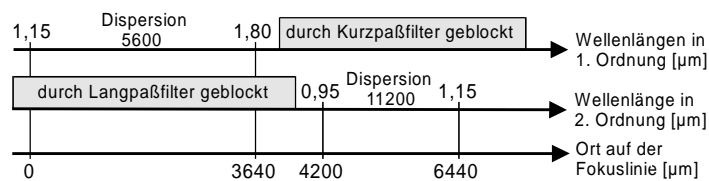


Abb. 2.32: Zusammenhang zwischen Wellenlängen der ersten und zweiten Ordnung und dem Ort auf der Fokuslinie für das NIR-Spektrometer.

Abb. 2.33 zeigt die Ergebnisse der Charakterisierung des Bausteins analog zu der des MIR-Spektrometers. Die sich räumlich oberhalb von 1,75 μm Wellenlänge an die erste Ordnung anschließende zweite Ordnung liegt in dieser Darstellung der Filtercharakteristik als Funktion der Wellenlänge unterhalb der zweiten Ordnung.

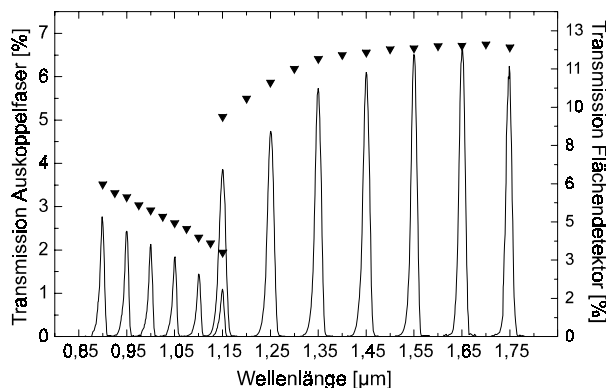


Abb. 2.33: Transmissionskurven des NIR-Spektrometers. Die durchgezogenen Kurven (linke Y-Achse) ergeben sich bei einer Auskopplung mit einer Detektorfaser (90 μm). Die Meßpunkte ergeben sich bei einer Detektion mit einem Flächendetektor (rechte Y-Achse).

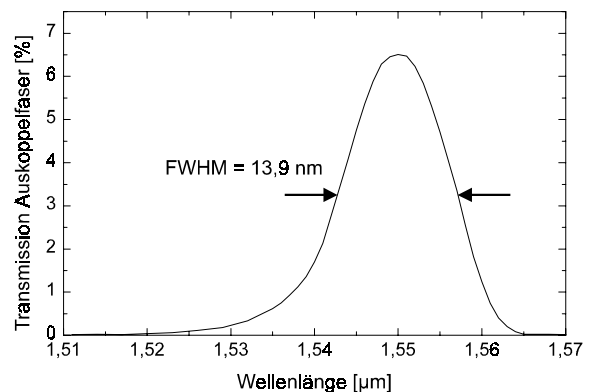


Abb. 2.34: Ausschnitt aus Abb. 2.33: Transmission eines mittleren Spektralkanals und Halbwertsbreite (FWHM).

Zur Messung wird eine Auskoppelfaser mit 90 μm Kerndurchmesser verwendet. Die gemessenen Transmissionen sind mit dem Flächenverhältnis aus der Kernfläche der Detektorfaser und der Wellenleiterhöhe gewichtet. Es ergibt sich eine maximale Transmission von ca. 6,5% bei einer Wellenlänge von 1,65 μm . Die Blazewellenlänge des Bausteins beträgt aber 1,8 μm . Um zu überprüfen, ob diese Abweichung durch den Akzeptanzwinkel der Detektorfaser oder Abbildungsfehler zu erklären ist, wird zusätzlich mit einem Flächendetektor die gesamte aus dem Spektrometer an der Fokuslinie austretende Strahlung

erfaßt. Die so gewonnenen Transmissionen sind ebenfalls als Datenpunkte dargestellt und beziehen sich auf die rechte Y-Achse. Es wird deutlich, daß die Wellenlänge mit der maximalen Transmission auch hier von der Blazewellenlänge abweicht. Dies läßt nur den Schluß zu, daß durch Maßverluste im LIGA-Prozeß, wie beispielsweise die schon angesprochenen Verrundungen der Gitterzähne oder einer Änderung des Anstellwinkels der Gitterzähne, die Blazewellenlänge um ca. 150 nm vom Sollwert abweicht.

Da nun die gesamte austretende Strahlung erfaßt wird, ergeben sich höhere Transmissionswerte. Sie liegen im Maximum bei ca. 12%. Berücksichtigt man, daß durch den eingesetzten Spalt vor der Einkoppelfaser die Spalttransmission bei 21,2% liegt, wird die hohe Effizienz des Bausteins deutlich. Betrachtet man unabhängig von der absoluten Höhe der Werte den Verlauf der Kurven für die Messung mit Auskoppelfaser und Flächendetektor, so findet man zu den Rändern der Fokuslinie einen stärkeren Abfall. Dies wird durch den Akzeptanzwinkel der Detektorfaser verursacht.

Abb. 2.34 zeigt einen mittleren Spektralkanal mit einer Mittenwellenlänge von 1,55 μm . Die FWHM beträgt hier 13,9 nm. Es wird wiederum die Asymmetrie der Kurve aufgrund der Modenverschiebung deutlich.

3 DETEKTOREN

Die Wandlung des vom Spektrometerbaustein örtlich aufgespaltenen Spektrums in ein elektrisches Signal kann prinzipiell durch verschiedene Detektoren erfolgen. Diese unterscheiden sich stark in ihren Eigenschaften. Der Einsatz der Detektoren am Mikrospektrometer schränkt jedoch die Auswahl der Varianten ein. Es ist deshalb notwendig, die Rahmenbedingungen zum Einsatz der Detektoren zu definieren, und ihre Leistungsfähigkeit unter diesen Randbedingungen zu betrachten. Die Detektoren werden hinsichtlich ihrer Eigenschaften und den sich daraus für den Systemaufbau ergebenden Anforderungen wie die Modulation der einfallenden Strahlung oder die erforderliche Temperaturstabilität erörtert. Der im Kapitel 4 zur Integration im NIR-Spektrometersystem eingesetzte Detektor wird eingehend experimentell charakterisiert. Besonders am Beispiel dieses Detektors werden die möglichen auftretenden Fehler und ihre Einflüsse auf die Empfindlichkeit des Gesamtsystems diskutiert.

3.1 Rahmenbedingungen

Eine Vielzahl von Detektoren, die zur Erfassung von infraroter Strahlung in hochempfindlichen Systemen eingesetzt werden, erfordern den Betrieb bei tiefen Temperaturen. Die dadurch notwendige Kühlung wird durch Zufuhr von flüssigem Stickstoff, dem Einsatz von Stirlingkühlern oder thermoelektrischen Kühlern (TEC) erreicht. Alle drei Lösungen widersprechen dem Konzept eines wartungsfreien, miniaturisierten Gesamtaufbaus mit geringer Leistungsaufnahme. Selbst die Verwendung von thermoelektrischen Kühlern bringt bei starker Kühlung eine zu hohe Leistungsaufnahme des Systems mit sich, wobei oft die Abfuhr der entstehenden Wärme durch größere Kühlkörper oder durch Lüfter übernommen werden muß. Im Mikrosystem ist eine Temperaturstabilisierung somit nur nahe der Umgebungstemperatur möglich, wobei die Detektortemperatur durch Heizer oberhalb der Raumtemperatur oder durch TEC's einige Kelvin unterhalb der Raumtemperatur eingestellt werden kann.

Zum Aufbau universell verwendbarer Analysensysteme kann nicht mit mehreren Einzeldetektoren gearbeitet werden. Es müssen Zeilendetektoren, die im allgemeinen aus mehr als 100 gleich großen, äquidistant angeordneten, strahlungsempfindlichen Flächen (Pixel) bestehen, eingesetzt werden. Das Auslesen kann parallel oder durch CCD-Schieberegister und Multiplexer zeitlich versetzt erfolgen. Die Abmessungen der Pixel müssen an die Baueinheitshöhe des Spektrometers angepaßt sein, damit einerseits bei zu kleiner Pixelhöhe keine Nutzstrahlung verloren geht. (Siehe hierzu auch die Überlegungen in Kapitel 2.) Andererseits sollte die Detektorfläche auch nicht größer als der bestrahlte Bereich sein, da das Eigenrauschen des Detektors mit der Fläche ansteigt.

3.2 Leistungsfähigkeit kommerziell erhältlicher Detektorzeilen

Im Infraroten wird mit zunehmender Wellenlänge durch die verwendeten thermischen Strahlungsquellen eine immer geringere Strahlungsleistung geliefert. Die möglichst rauscharme elektrooptische Wandlung des Signals, das heißt eine hohe Empfindlichkeit im Verhältnis zum Eigenrauschen, wird folglich zum Hauptkriterium bei der Wahl des Detektors. Eine Größe, die das Rauschverhalten beschreibt, ist die auf den Detektor auftreffende Strahlungsleistung, die gerade ein Ausgangssignal erzeugt, das dem Rauschen entspricht. Sie wird als rauschäquivalente Leistung (NEP) bezeichnet und hängt von der Wellenlänge, der elektrischen Bandbreite des nachfolgenden Auswertesystems sowie der Modulationsfrequenz der auftreffenden Strahlung ab. Um verschiedene Detektoren miteinander vergleichen zu können, wird die normierte Detektivität D^* herangezogen, die den Anstieg des Rauschens mit der Detektorfläche A_D berücksichtigt.

$$D^* = \frac{\sqrt{A_D}}{\text{NEP}}$$

Ein besonders rauscharmer Detektor weist also eine hohe normierte Detektivität auf. Einen Vergleich der normierten Detektivitäten von Materialien, die zur Herstellung kommerziell erhältlicher Detektorzeilen verwendet werden, zeigt Abb. 3.1. Der Frequenzabhängigkeit der Detektivität ist dadurch Rechnung getragen, daß die jeweiligen Kurven für eine dem Detektormaterial angepaßte Modulationsfrequenz dargestellt sind.

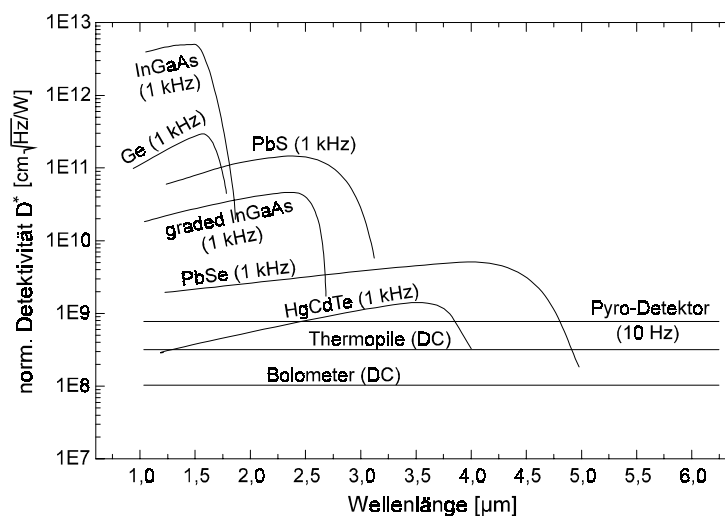


Abb. 3.1: Normierte Detektivitäten für verschiedene Detektortypen bei Raumtemperatur für die angegebenen Modulationsfrequenzen [Las95, Nat97, VDI96, HLP96, Ham93].

Es wird deutlich, daß sich der gesamte Wellenlängenbereich von 1 μm bis 10 μm mit Detektoren aus Indium-Gallium-Arsenid (InGaAs), Bleisulfid (PbS), Bleiselenid (PbSe) und thermischen Detektoren abdecken läßt.

Zum Aufbau eines System mit höchster Detektivität sind im Bereich 1,0 μm bis 1,8 μm Wellenlänge InGaAs-Detektoren geeignet. Die hier früher vielfach eingesetzten Germaniumdetektoren sind InGaAs-Detektoren unterlegen. Sogenannte graded InGaAs-Zeilendetektoren, die durch eine Variation der Legierungsbestandteile eine geringere Bandlücke aufweisen als

Standard-InGaAs und bis $2,6\ \mu\text{m}$ empfindlich sind, werden von mehreren Herstellern zur Zeit entwickelt. InGaAs-Detektoren arbeiten nach dem photovoltaischen Prinzip [Ble86], d.h. einfallende Photonen generieren Elektron-Loch-Paare, die durch eine Raumladungszone getrennt werden und im Kurzschlußbetrieb einen der Strahlungsleistung proportionalen Strom erzeugen, der ausgewertet werden kann. Es ist deshalb möglich, sie ohne oder nur mit geringen Vorspannungen zu betreiben. Durch den daraus resultierenden geringen Dunkelstrom können sie ohne eine Modulation der Strahlung betrieben werden. Obwohl die erreichbaren Detektivitäten durch Modulation gesteigert werden könnten, wird auf den zusätzlichen Aufwand einer weiteren Komponente zur Strahlungsmodulation bei diesen Zeilen verzichtet. Dieser Vorteil begründet auch die Verwendung der graded InGaAs-Detektoren, obwohl sie den Bleisulfid-detektoren noch unterlegen sind.

Von $1,8\ \mu\text{m}$ bis $3,5\ \mu\text{m}$ bietet sich der Einsatz von Detektoren aus Bleisulfid (PbS), von $3,5\ \mu\text{m}$ bis $5\ \mu\text{m}$ von Detektoren aus Bleiselenid (PbSe) an. Beide Bleisalzdetektoren arbeiten nach dem photokonduktiven Prinzip [Rog95]. Die einfallende Strahlung ändert hier den Widerstand des Detektormaterials. Durch eine externe Beschaltung wird diese Änderung ausgelesen, wobei ein Gleichstrom durch den Detektor fließt. Da durch die auftreffenden Photonen nur kleine relative Änderungen dieses Stroms erzeugt werden und er stark thermisch driftet, ist die Modulation der Strahlung und die Auswertung des so entstehenden Wechselstroms notwendig. Quecksilber-Cadmium-Tellurid (MCT), das ebenfalls in verschiedenen Legierungen in vielen, meist stickstoffgekühlten Anwendungen bis $24\ \mu\text{m}$ eingesetzt wird, weist bei Raumtemperatur schon im Bereich bis $4\ \mu\text{m}$ eine kleinere Detektivität als Bleiselenid auf und scheidet somit aus.

Ab $5\ \mu\text{m}$ sind nur thermische Detektorzeilen (Thermopile, Bolometer, Pyro-Detektor) geeignet [Rog94, DIA96, Nat97]. Sie weisen eine weitgehend wellenlängenunabhängige Empfindlichkeit auf. Die auftreffende Strahlung wird bei diesen Detektoren im Material absorbiert. Die resultierende Erwärmung führt zu einer Änderung einer physikalischen Eigenschaft, die zur Auswertung genutzt wird.

Für Spektrometersysteme, die einen Wellenlängenbereich abdecken sollen, der nicht dem der einzelnen geeigneten Detektoren entspricht, müssen Kompromisse eingegangen werden, indem ein Material gewählt wird, das in Teilen des Spektralbereichs nicht die optimale Detektivität aufweist. Ebenso denkbar ist auch der Einsatz von Hybridzeilen, bei denen verschiedene Materialien kombiniert werden. Die Entwicklung solcher spezieller Zeilen erfordert jedoch einen großen finanziellen Aufwand und kommt deshalb nur für sehr große Stückzahlen in Frage.

3.3 Charakterisierung von Detektoren

Für die Kombination mit Mikrospektrometern im Wellenlängenbereich von $1\ \mu\text{m}$ bis $10\ \mu\text{m}$ sind somit InGaAs, PbS, PbSe und thermische Detektoren prinzipiell einsetzbar. Alle diese Detektorarten weisen Eigenarten auf, die insbesondere für ihren Einsatz als Zeilendetektoren näher untersucht werden müssen. Aus den Eigenschaften ergeben sich teilweise Einschränkungen für die Anwendungsfelder eines mit ihnen aufgebauten Mikrospektrometersystems.

Es werden deshalb zwei seriell ausgelesene InGaAs-Detektorzeilen durch ausgewählte Experimente charakterisiert und die Ergebnisse erörtert. Beide verwenden das selbe Halbleitermaterial, unterscheiden sich jedoch durch das Auslesen der Photodetektoren. Die Eigenschaften von Bleisulfid- und Bleiseleniddetektoren werden anhand von Versuchen an Einzel-

detektoren diskutiert. Die Diskussion der thermischen Detektorzeilen erfolgt anhand der Herstellerangaben eines pyroelektrischen Zeilensensors.

3.4 Indium-Gallium-Arsenid-Detektoren

Für den Aufbau des NIR-Spektrometersystems in Kapitel 4 ist die Integration eines InGaAs-Zeilendetektors notwendig. Von der Firma Thomson-CSF z.B. werden solche Detektoren kommerziell vertrieben. Diese sind in ihren geometrischen Abmessungen inkompatibel zum Mikrospektrometer. Sie müssen in einem mit Schutzgas befüllten Gehäuse gekühlt betrieben werden, um geringe Dunkelsignale aufzuweisen. Hierzu wird ein leistungsintensiver thermoelektrischer Kühler eingesetzt. Leistungsaufnahme und die für den Ausleseschaltkreis der Zeile notwendigen hohen Versorgungsspannungen sind nicht kompatibel zum Mikrospektrometersystem. Deshalb wird in Kooperation mit der Firma Thomson-CSF ein neuartiger, anwenderspezifischer Detektor entwickelt.

	Standard-Detektor TH24KA23 [Tho97]	Anwenderspezifischer Detektor TH74241A-21 [Tho98]
Elementzahl	150	128
Elementgröße	38 x 300 μm^2	38 x 500 μm^2
Elementabstand	52 μm	52 μm
Gehäuse	Metallkeramik PLCC 84 29,4 x 29,4 x 17,8 mm ³	Keramikträger 9 x 11 x 1 mm ³
Gewicht	38,1 g	0,4 g
Temperierung	Peltier-Kühler	Dickschichtheizer
Ausleseschaltkreis	CCD-Schieberegister	CMOS-Multiplexer
Versorgungsspannungen	+5 V, \pm 12 V, + 22 V	+ 5 V
Video-Ausgangsspannung	0 - 10 V	0 - 3 V

Tab. 3.1: Technische Daten der InGaAs-Detektorzeilen der Firma Thomson-CSF.

Tab. 3.1 zeigt eine Gegenüberstellung der beiden Detektorvarianten. Gegenüber dem Standard-Detektor werden beim anwenderspezifischen Detektor die Elementzahl modifiziert und die Elementabmessungen an das Mikrospektrometer angepaßt. Durch den Verzicht auf ein hermetisches Gehäuse mit Peltier-Kühlung verringert sich das Bauvolumen und das Gewicht des Detektors auf ca. 1%. Eine Temperierung ist durch eine in Dickschichttechnik zwischen Keramikträger und Detektorzeile aufgebrachte Heizwendel möglich. Der Wechsel von einem mit 22 V versorgten CCD-Schieberegister zu einem mit 5 V versorgten CMOS-Multiplexer zum Auslesen der Einzelemente führt zu einem unterschiedlichen Verhalten beider Detektoren hinsichtlich des Dunkelsignals. Im folgenden wird nur der anwenderspezifische Detektor ausführlich dargestellt und bei gravierenden Unterschieden zum Standard-Detektor auf diesen eingegangen.

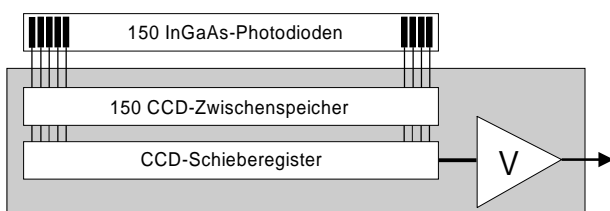


Abb. 3.2: Funktionselemente des Standard-Zeilendetektors.

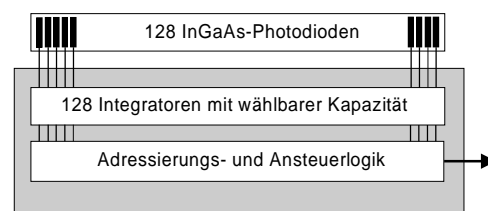


Abb. 3.3: Funktionselemente des anwenderspezifischen Detektors.

Abb. 3.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau der Detektorzeilen mit CCD-Auslesung. Zu Beginn eines Auslesetaktes werden die Kondensatoren eines CCD-Zwischenspeichers durch eine von außen angelegte Spannung vorgeladen. Die in den Einzelphotodioden durch einfallende Photonen erzeugten Ströme führen während der Integrationszeit von 5 ms bis 50 ms zur teilweisen Entladung der Kondensatoren. Nach dem Ende der Integrationszeit wird der verbliebene Inhalt dieses CCD-Registers in ein CCD-Schieberegister parallel übertragen und anschließend seriell über einen Ausgangsverstärker ausgelesen.

In Abb. 3.3 sind die Funktionselemente der Detektorzeile mit CMOS-Multiplexer dargestellt. Hier steht für jede Photodiode ein als Integrator beschalteter Operationsverstärker zur Verfügung. Die Größe der Kapazität des Integrators ist zur Anpassung der Empfindlichkeit in zwei Stufen wählbar. Nach dem Ende der Integrationszeit von 2 ms bis 50 ms kann an jedem Integrator eine dem jeweiligen Photostrom und der Integrationszeit proportionale Spannung ausgelesen werden. Dies geschieht seriell über eine Adressierungs- und Ansteuerlogik. Während des Auslesevorgangs wird die Integration der Photoströme unterbrochen.

Zur Charakterisierung werden beide Zeilen mit einem Auslesetakts von 40 kHz betrieben. Dies führt bei der anwenderspezifischen Zeile zu einer Auslesezeit von 3,2 ms. Die Verstärkung der nachgeschalteten Meßkette wird so angepaßt, daß das Rauschen der Meßkette einschließlich des verwendeten 16-Bit AD-Wandlers vernachlässigbar zum Rauschen der Zeile ist.

3.4.1 Empfindlichkeit

Zur Bestimmung der wellenlängenabhängigen relativen Empfindlichkeit der Zeilen wurde ein Pixel mit monochromatischer Strahlung bekannter Leistung bestrahlt und das Pixelsignal in Abhängigkeit der Temperatur aufgezeichnet. Das Ergebnis dieser Messung ist in den Abb. 3.4 und Abb. 3.5 dargestellt.

Die Empfindlichkeit steigt mit zunehmender Wellenlänge bis zu einer Grenzwellenlänge zwischen 1,65 μm und 1,75 μm leicht an und fällt oberhalb dieser Grenze stark ab. Hier schließt sich ein Bereich an, in dem der Sensor unempfindlich ist.

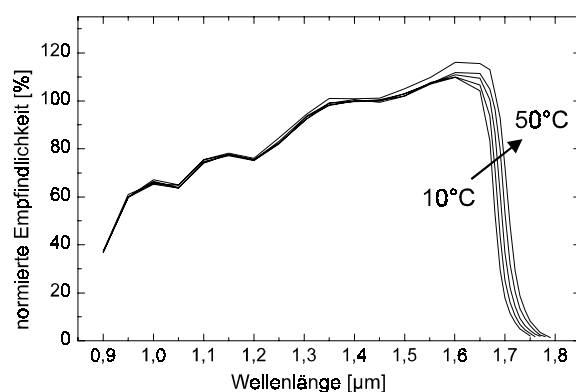


Abb. 3.4: Relative Empfindlichkeit des Zeilenmaterials bei Temperaturen von 10°C, 20°C, 30°C, 40°C und 50°C.

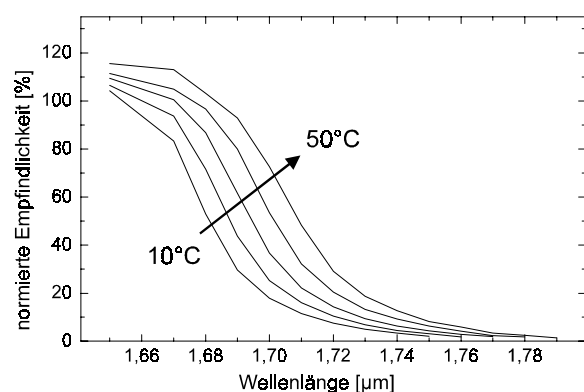


Abb. 3.5: Ausschnitt aus Abb. 3.4: Verschiebung der Grenzwellenlänge bei Temperaturänderung.

Bis in den Bereich der Grenzwellenlänge ist die Empfindlichkeit weitgehend temperaturunabhängig. Mit steigender Temperatur verschiebt sich die Grenzwellenlänge im Bereich 1,7 μm um ca. 0,6 nm/K. Dies wird durch ein Verschmieren der Bandkanten und damit einer effektiven Verkleinerung des Bandabstandes des Halbleiters bei Erwärmung verursacht. Ein

nicht temperaturstabiler Betrieb des Detektors hat in diesem Bereich große Empfindlichkeitschwankungen zur Folge. Für Anwendungen, die eine hohe Empfindlichkeit in diesem Bereich erfordern, ist ein Betrieb des Detektors bei höheren Temperaturen durchaus sinnvoll. Die Anforderungen an die Temperaturstabilität steigen dann aber stark an. Ein Betrieb der Zeile bei 40°C verursacht beispielsweise eine Empfindlichkeitsänderung von 3,3%/K bei einer Detektionswellenlänge von 1,7 μm .

Die absolute Empfindlichkeit der anwenderspezifischen Zeile hängt von der Größe des gewählten Integrationskondensators ab. Für niedere Verstärkung (großer Kondensator) beträgt die absolute Empfindlichkeit bei 1,4 μm Wellenlänge 76,5 mV/nW/ms. Für hohe Verstärkung (kleiner Kondensator) beträgt sie 792 mV/nW/ms.

3.4.2 Rauschen

Um eine Aussage über die minimal detektierbare Strahlungsleistung (NEP) und die Dynamik des Detektors treffen zu können, wird bei thermostatisierter Zeile die Standardabweichung der Einzelelementsignale für Temperaturen im Bereich von 10°C bis 50°C und Integrationszeiten von 2 ms bis 50 ms bestimmt.

Abb. 3.6 zeigt beispielhaft das Ergebnis einer solchen Einzelmessung für eine Temperatur von 40°C und eine Integrationszeit von 10 ms. Die dargestellten Werte sind die nach 50-maligem Auslesen der Zeile ermittelten Standardabweichungen der Pixelsignale. Es wird deutlich, daß das Rauschen einzelner Pixel einer Zeile stark voneinander abweicht. Um eine Aussage über das Verhalten der gesamten Zeilen treffen zu können, wird deshalb über alle Pixel gemittelt. Die sich so ergebenden mittleren Rauschspannungen werden zur Berechnung der rauschäquivalenten Strahlungsleistung und der Dynamik der Zeile verwendet. Bei der Betrachtung dieser Ergebnisse muß man sich jedoch der Abweichungen von ca. $\pm 50\%$ von Pixel zu Pixel bewußt sein.

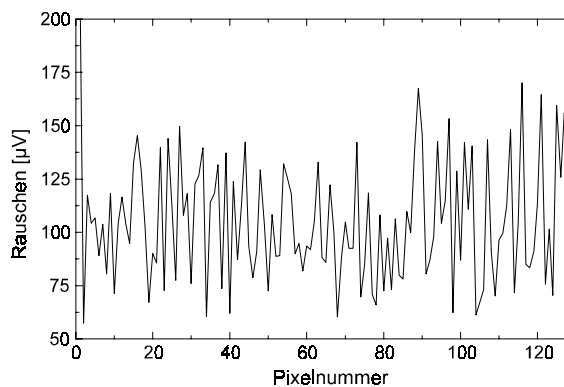


Abb. 3.6: Rauschen des Detektorsignals bei 40°C und 10 ms Integrationszeit.

Durch Umrechnung der gemittelten Rauschspannung mit der Zeilenempfindlichkeit bei 1,4 μm Wellenlänge werden die in den Abb. 3.7 und Abb. 3.8 berechneten rauschäquivalenten Strahlungsleistungen bestimmt. Um geringe NEP's zu erreichen, muß mit möglichst langen Integrationszeiten gemessen werden. Naturgemäß steigt die NEP mit steigender Temperatur. Die minimale NEP ergibt sich für eine Temperatur von 10°C bei hoher Verstärkung für eine Integrationszeit von 50 ms. Sie beträgt 6,5 fW. Für eine erhöhte Zeiltemperatur von 40°C erhöht sie sich auf 83 fW. Für niedere Verstärkung ergeben sich tendenziell für alle Parameterpaarungen höhere Werte. Für lange Integrationszeiten und erhöhte Temperaturen gleichen sich die NEP's jedoch einander an.

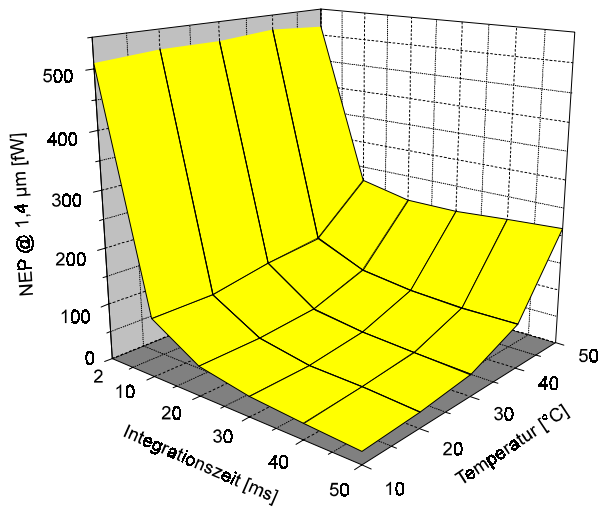


Abb. 3.7: NEP bei niederer Verstärkung als Funktion von Zelltemperatur und Integrationszeit.

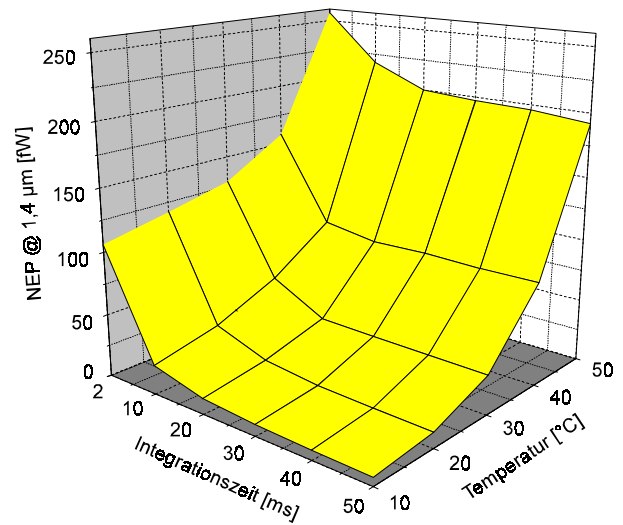


Abb. 3.8: NEP bei hoher Verstärkung als Funktion von Zelltemperatur und Integrationszeit.

Um die Dynamik in Abhängigkeit von Temperatur und Integrationszeit zu bestimmen, werden die mittleren Rauschspannungen auf die maximale Ausgangsspannung von 3 V bezogen. Die ermittelten Werte stellen somit eine Obergrenze dar, die erreicht werden kann, wenn eine Strahlungsleistung zur Verfügung steht, die zur Vollaussteuerung der Zeile führt. Sie sind in Abb. 3.9 für niedere und in Abb. 3.10 für hohe Verstärkung dargestellt. Bei niederer Verstärkung erreicht die Zeile eine maximale Dynamik von ca. 40000 bei einer Temperatur von 10°C oder einer Integrationszeit von 2 ms. Mit steigender Temperatur und steigender Integrationszeit sinkt die Dynamik bis auf ca. 10000 für eine Temperatur von 40°C und eine Integrationszeit von 50 ms. Bei hoher Verstärkung wird nur noch eine maximale Dynamik von 18000 erreicht. Sie fällt mit der gleichen Tendenz wie bei niederer Verstärkung bis auf ca. 900 für 40°C und 50 ms.

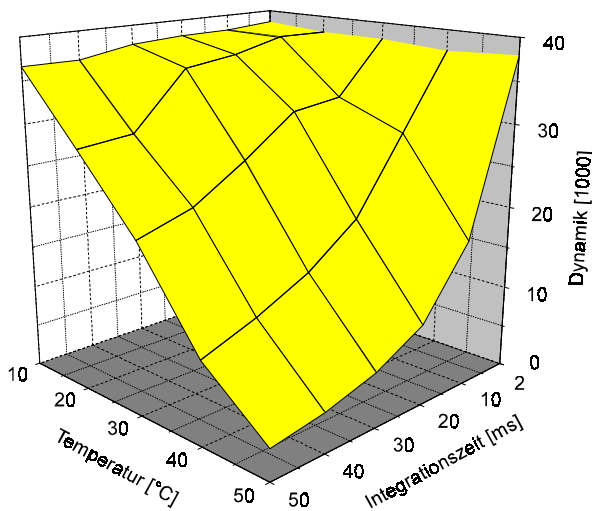


Abb. 3.9: Dynamik bei niederer Verstärkung als Funktion von Zelltemperatur und Integrationszeit.

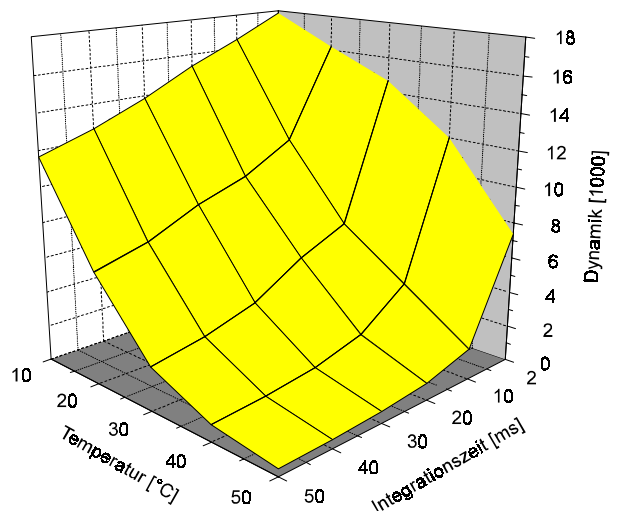


Abb. 3.10: Dynamik bei hoher Verstärkung als Funktion von Zelltemperatur und Integrationszeit.

Auf den ersten Blick bedeutet dies, daß bei Meßaufgaben, die eine hohe Dynamik erfordern, nur mit niedriger Verstärkung und 2 ms Integrationszeit gemessen werden muß. Nur dann scheint eine von der Temperatur unabhängige Dynamik von 40000 erreichbar. Diese Betrachtung ist jedoch nur richtig, wenn die zur Verfügung stehende maximale Strahlungsleistung ausreicht, um eine Vollaussteuerung der Zeile zu bewirken. Die hierzu notwendigen ca. 20 nW Strahlungsleistung je Pixel stehen jedoch im allgemeinen nicht zur Verfügung.

Lange Integrationszeiten oder hohe Verstärkung verursachen somit einen unerwünschten Rückgang der maximal erreichbaren Dynamik, aber ebenfalls einen erwünschten Rückgang der NEP. Bei kurzen Integrationszeiten oder niedriger Verstärkung wächst die Dynamik, aber leider auch die NEP. Es ist deshalb von entscheidender Bedeutung, unter welchen thermischen Umgebungsbedingungen die Zeile eingesetzt werden soll und welche Anforderungen die Meßaufgabe an Dynamik und NEP stellt, um festzulegen, mit welchen Parametern sie betrieben werden soll. Hierbei kann auch die zulässige Meßzeit eine Rolle spielen, wenn dadurch die Integrationszeit beschränkt wird.

Um ein möglichst hohes Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten, kann es auch sinnvoll sein, die Zeile mehrfach auszulesen und Mittelwerte zu bilden, statt die Integrationszeit zu erhöhen. So vermindert sich das statistische Rauschen. Es wird durch die Wurzel der Mittelungsanzahl dividiert. Dies bietet den Vorteil, daß die Dynamik höher ist als bei niedrigeren Integrationszeiten. Zusätzlich verringert sich die NEP mit der Wurzel der Mittelungsanzahl, während sich die Dynamik um den selben Faktor erhöht. Ab einer Integrationszeit von 10 ms sinkt bei der vorliegenden Zeile bei erhöhten Temperaturen die NEP bei einer Vergrößerung der Integrationszeiten weniger stark als bei gleicher Meßzeit durch mehrfaches Auslesen mit 10 ms und Mittelwertbildung. Es ist deshalb sinnvoll, die Zeile bei niedriger Verstärkung und einer festen Integrationszeit von 10 ms mehrfach auszulesen und das Rauschen bei der Weiterverarbeitung der gewonnenen Signale durch Mittelwertbildung zu verringern. Die Auslesezeit der Zeile von 3,2 ms, die nicht zur Integration des optischen Signals genutzt werden kann, spielt hierbei nur eine untergeordnete Rolle. Beim NIR-Spektrometersystem in Kapitel 4 wird dieses Verfahren angewendet.

3.4.3 Dunkelsignal

Neben dem Rauschen bestimmt das Dunkelsignal die Dynamik des Gesamtsystems, da es den für das Nutzsignal zur Verfügung stehenden Hub einschränkt und Schwankungen durch thermische Drift verursacht. Um Aussagen über die Dynamik des Gesamtsystems machen zu können, ist die Größe des Dunkelsignals von Bedeutung. Ein großes, aber für alle Dioden gleiches Dunkelsignal läßt sich durch externe Beschaltungsmaßnahmen bis zu einem gewissen Grad kompensieren. Unmöglich ist diese Kompensation bei stark inhomogenem Dunkelsignal über alle Pixel einer Zeile. Abb. 3.11 zeigt dies am Beispiel der Dunkelsignale zweier verschiedener Zeilen, an denen auch die starken Exemplarstreuungen bei InGaAs-Zeilen deutlich werden. Die gepunktet gezeichnete Kurve stellt das Dunkelsignal einer Zeile dar, die durch Fertigungsfehler in einem Teilbereich ein großes Dunkelsignal aufweist. Dies führt dazu, daß schon bei einigen Millisekunden Integrationszeit ein großes maximales Ausgangssignal ohne jedes optische Eingangssignal erreicht wird. Der zur Auswertung des durch auftreffende Strahlung erzeugten Zeilensignals zur Verfügung stehende Signalhub wird eingeschränkt. Bei gleich großem Rauschen führt dies zu einer entsprechenden Verminderung der Dynamik. Die durchgezogene Kurve einer anderen Zeile zeigt bis auf ein defektes Pixel jedoch, daß durch Prozeßverbesserungen des Halbleiterherstellers hier ein großes Potential besteht.

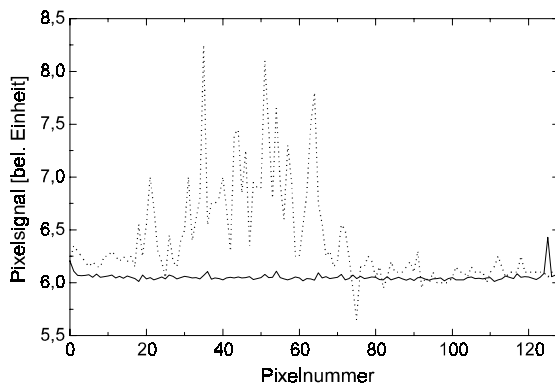


Abb. 3.11: Dunkelsignale zweier verschiedener Detektorzellen.

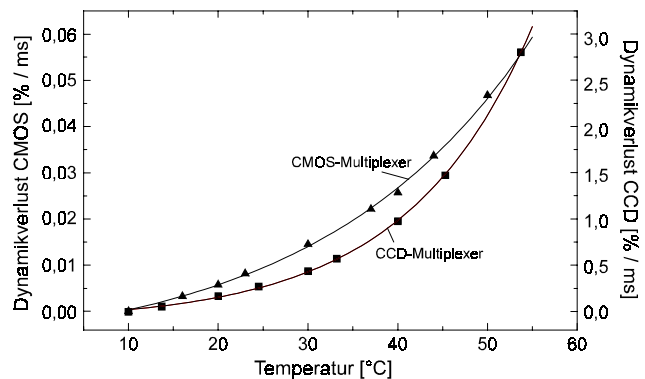


Abb. 3.12: Vergleich des mittleren Dunkelsignals pro Pixel als Funktion der Zelentemperatur für die Version mit CCD-Multiplexer und CMOS-Multiplexer.

Abb. 3.12 zeigt das mittlere Dunkelsignal der Pixel einer Zeile bei 1 ms Integrationszeit bezogen auf das maximale Ausgangssignal als Funktion der Temperatur für CCD- und CMOS-Version. Die beiden Zeilen unterscheiden sich in ihrem Verhalten um etwa zwei Größenordnungen. Beim CCD-Schieberegister werden die Photodioden vorgespannt betrieben und weisen somit ein weit größeres Dunkelsignal auf. Durch die Integratoren beim CMOS-Multiplexer werden die Dioden theoretisch ohne jede Vorspannung betrieben und haben somit nur ein minimales Dunkelsignal. Bezogen auf eine Betriebstemperatur von 10°C führt ein Temperaturanstieg auf 40°C bei der CCD-Version zu einem Dunkelsignal je 1 ms Integrationszeit, das bereits 1,5% des Gesamtsignals entspricht. Bei der CMOS-Version sind dies nur 0,3%. Bei längeren Integrationszeiten wird bei der CCD-Version dadurch die erreichbare Dynamik stark eingeschränkt. Ein Betrieb der Zeile bei erhöhten Temperaturen ist deshalb nur mit CMOS-Multiplexer sinnvoll.

Aufgrund dieses Effektes sind die Anforderungen an die Temperaturstabilität bei der CCD-Zeile wesentlich höher. Um hier eine temperaturbedingte Schwankung des Ausgangssignals zu erzeugen, das geringer als das Rauschen der Zeile ist, muß sie auf einige Millikelvin genau temperiert werden. Eine derartig genaue Regelung der Zelentemperatur ist ohne erheblichen Aufwand nicht möglich, so daß bei dieser Zeile die Dynamik durch die thermischen Schwankungen des Dunkelsignals zusätzlich zum Rauschen erheblich vermindert ist.

Dies ist bei der CMOS-Version unkritischer. Um bei 40°C und 10 ms Integrationszeit eine Schwankung des Ausgangssignals zu erzeugen, die geringer ist als das Zeilenrauschen, muß die Temperatur auf $\pm 0,2$ K genau konstant gehalten werden. Um dies für alle möglichen Kombinationen aus Zelentemperatur und Integrationszeit zu gewährleisten, sind $\pm 0,1$ K Temperaturkonstanz notwendig. Diese Genauigkeiten lassen sich über eine Regelung des integrierten Heizers der Zeile problemlos realisieren.

3.5 Bleisalz-Detektoren

Von der Vielzahl der Bleisalz-Detektoren, über die in den letzten Jahren berichtet wurde, haben sich kommerziell nur zwei Arten durchgesetzt. Diese sind Detektoren aus Bleisulfid mit einer Empfindlichkeit bis ca. $3,5 \mu\text{m}$ Wellenlänge und aus Bleiselenid bis ca. $5 \mu\text{m}$. Die Leistungsfähigkeit der sich zur Zeit auf dem Markt befindlichen Zeilen ist abhängig vom verwendeten Ausleseverfahren des jeweiligen Herstellers, weshalb ein direkter Vergleich nur

schwer möglich ist. So arbeiten beispielsweise Zeilen der Firma Graseby Infrared [Gra97] mit Gleichlicht und versuchen durch eine aufwendige Hard- und Software die unterschiedlichen Dunkelsignale der Einzelemente zu kompensieren, während die Zeilen der Firma Optoelectronics Textron [Opt98] eine Intensitätsmodulation der Strahlung erfordern. Problematisch ist auch, daß die Optimierung der Zeilen historisch bedingt durch die Randbedingungen aus militärischen Anwendungen wie Zielsucheinrichtungen in Raketen erfolgte und ihr Einsatz in Mikrospektrometersystemen aufgrund der völlig anderen Forderungen an das System nur bedingt möglich ist. Die Untersuchungen zum Verhalten beider Detektortypen erfolgen deshalb an Einzeldetektoren (AF-1 bzw. BF-1 (ME)) der Firma Cal-Sensors.

Da es sich bei Bleisalzdetektoren um photokonduktive Elemente handelt, bei denen die einfallende Strahlung die Leitfähigkeit des Materials verändert, benötigen sie zum Betrieb eine Vorspannung U_B . Abb. 3.13 zeigt schematisch ein Einzelement der Höhe h_p , der Breite b_p und der Dicke d_p . Der Betrieb des Detektors erfolgt bei allen Untersuchungen in Serie zu einem angepaßten Lastwiderstand und einer Vorspannung U_B . Um im Falle von einfallender, modulierter Strahlung unabhängig von thermischen Schwankungen des Gleichanteils den über dem Detektor abfallenden Wechselanteil u_{aus} der Spannung auszulesen, wird der Gleichanteil durch einen Kondensator entkoppelt. Da der von den geometrischen Abmessungen und der Temperatur abhängige Dunkelwiderstand R_D des Detektorelements einen Einfluß auf die Größe des Lastwiderstandes R_L und die Systemempfindlichkeit hat, wurde er im Rahmen dieser Arbeit für zwei quadratische Einzeldetektoren aus PbS und PbSe mit einer Kantenlänge von 1 mm bestimmt. Am in Abb. 3.14 dargestellten Ergebnis ist erkennbar, daß der Dunkelwiderstand mit steigender Temperatur exponentiell abfällt und bei PbS etwa doppelt so groß ist wie bei PbSe.

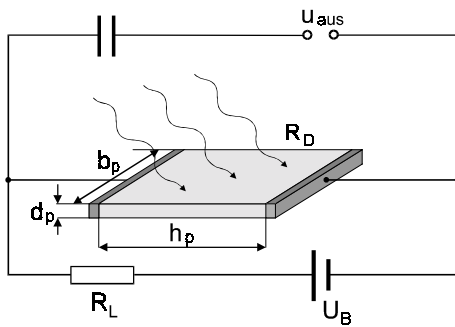


Abb. 3.13: Prinzipskizze eines Detektorelements mit Grundbeschaltung.

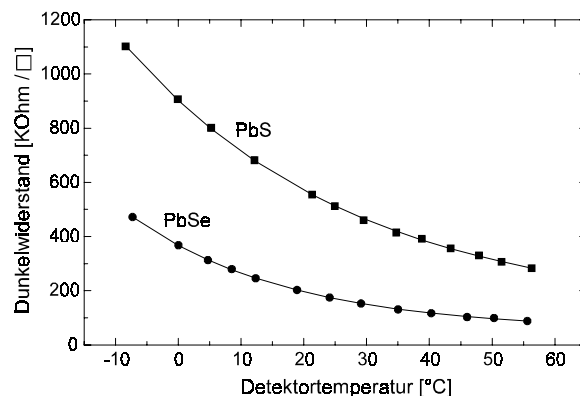


Abb. 3.14: Dunkelwiderstand von PbS- und PbSe-Einzeldetektoren der Firma Cal-Sensors.

3.5.1 Empfindlichkeit

Für die oben gezeigte Beschaltung des Detektors ergibt sich bei einer Änderung des Detektorwiderstandes ΔR durch einfallende Strahlung eine Änderung des Ausgangssignals

$$\Delta u_{\text{aus}} = \frac{R_L}{(R_L + R_D)^2} \cdot U_B \cdot \Delta R. \quad (3-1)$$

Daraus folgt eine maximale Spannungsänderung des Ausgangssignals für einen an den Dunkelwiderstand R_D des Detektors angepaßten Lastwiderstand R_L . Für die Messung der

Empfindlichkeitskurven wird der Lastwiderstand in der Größe des Dunkelwiderstandes bei 25°C gewählt. Eine weitere Möglichkeit, den Meßeffect zu vergrößern, besteht in einer Erhöhung der Vorspannung U_B , wobei allerdings zu beachten ist, daß ein maximaler Flächenleistungsumsatz von 1 kW/m² (Herstellerangabe) durch die ohmschen Verluste nicht überschritten werden darf. Die maximale Vorspannung beträgt mit

$$U_{B,\max} = \sqrt{1 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \cdot h_D \cdot b_D \cdot \frac{(R_D + R_L)^2}{R_D}} \quad (3-2)$$

bei der beschriebenen Wahl des Lastwiderstands für PbS 45 V und für PbSe 26 V.

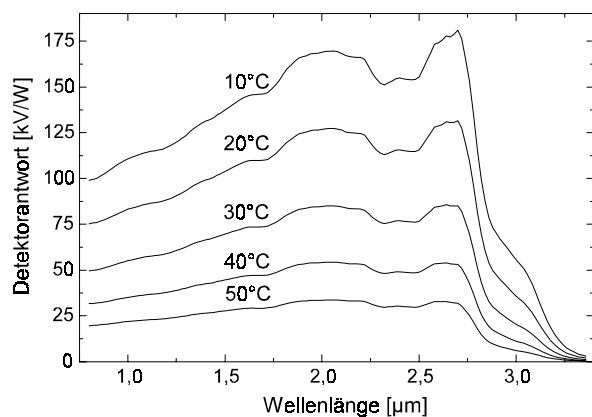


Abb. 3.15: Empfindlichkeit des PbS-Einzelements (Vorspannung 45 V, Lastwiderstand 510 kΩ).

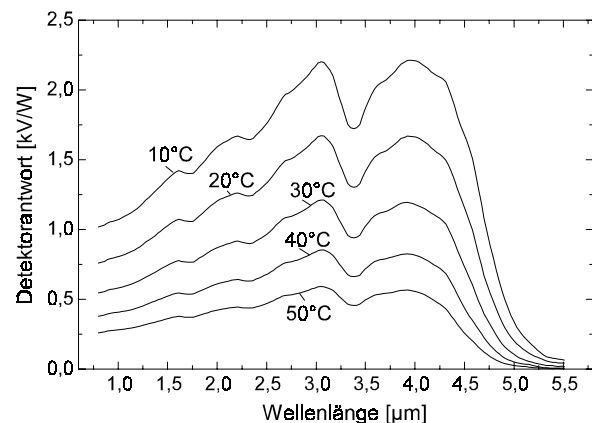


Abb. 3.16: Empfindlichkeit des PbSe-Einzelements (Vorspannung 26 V, Lastwiderstand 170 kΩ).

Bei der Messung wird die auftreffende Strahlungsleistung durch einen Flügelradchopper mit 175 Hz und einem Tastverhältnis von 1:1 annähernd rechteckförmig moduliert. Durch anschließende Bandpaßfilterung des detektierten Signals erfolgt die Auswertung der Antwort bei sinusförmiger Modulation. Die Detektorantworten werden auf die Gleichlicht-Strahlungsleistung vor dem Chopper bezogen.

Es zeigt sich (Abb. 3.15 und Abb. 3.16), daß es mit steigender Detektortemperatur zu einem starken Abfall der Empfindlichkeit kommt. Er beträgt ca. 85% bei einem Temperaturanstieg von 10°C auf 50°C. Deshalb muß die Detektortemperatur zur Erzeugung reproduzierbarer Ergebnisse stabilisiert werden. Wie aus den Abbildungen zu sehen ist, treten die stärksten relativen Schwankungen der Empfindlichkeit bei höheren Detektortemperaturen auf. Sie betragen bei einer Temperatur von 40°C ca. 3,8%/K bei PbS und 3,2%/K bei PbSe.

Der Abfall der Empfindlichkeit wird nicht durch den sich mit der Temperatur ändernden Dunkelwiderstand und die sich dadurch ergebende Fehlanpassung des Lastwiderstandes verursacht. Der „Vorfaktor“ in (3-1), in den die Widerstände eingehen, vergrößert sich z.B. von 10°C zu 20°C durch die Abnahme von R_D um ca. 20%. Der Effekt kann damit nicht durch eine Anpassung des Lastwiderstandes an die jeweilige Temperatur ausgeglichen werden.

Das untersuchte Element aus PbS erweist sich bis 2,7 μm, mit Einschränkungen auch bis 3,0 μm, das aus PbSe bis 4,4 μm bzw. 4,9 μm als einsetzbar. Auffallend ist die um etwa den Faktor 75 geringere maximale Empfindlichkeit des PbSe-Detektors im Vergleich zum PbS-Detektor. Diese muß jedoch im Zusammenhang mit dem im folgenden Abschnitt untersuchten Eigenrauschen des Detektors gesehen werden.

3.5.2 Rauschen

Bei der Detektion von Strahlung mit photokonduktiven Detektoren treten neben den unvermeidlichen Fluktuationen der erfaßten Hintergrundstrahlung, dem sogenannten Photonenrauschen, drei verschiedenen Typen von internem Rauschen auf. Sie liefern frequenzabhängig unterschiedlich große Beiträge zum Gesamtrauschen [Ble86, Rog95]. Das thermische Rauschen (Johnson-Nyquist) ist nur abhängig von der Größe des Detektorwiderstandes und seiner Temperatur und ist über der Frequenz gleichverteilt. Es ist insbesondere unabhängig vom fließenden Strom, was die Verwendung möglichst großer Vorspannungen nahelegt. Generations-Rekombinations-Rauschen wird durch die zufällige Generation von Ladungsträgern aufgrund von Kristallvibrationen und ihre Rekombination verursacht und ist abhängig von der Größe des fließenden Stroms. Die dritte Art ist das $1/f$ -Rauschen, das ebenfalls vom Strom abhängt und dessen Entstehung durch Potentialbarrieren an den Kontakten des Detektors und im Detektormaterial verursacht wird. Die starke Frequenzabhängigkeit hat zur Namensgebung $1/f$ -Rauschen geführt, wobei der reale Verlauf des Abfalls mit steigender Frequenz von der Herstellung des Detektors abhängt.

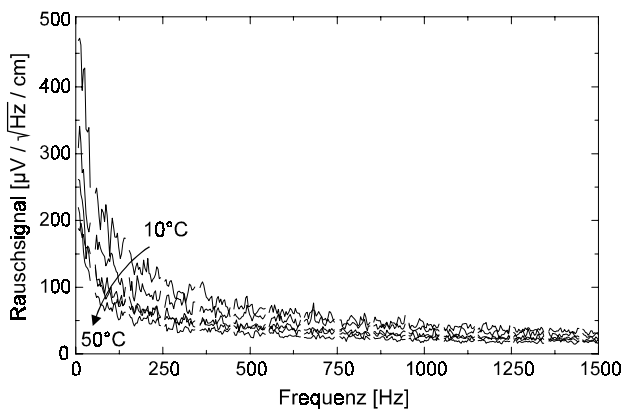


Abb. 3.17: Gemessenes Rauschsignal des PbS-Einzeldetektors normiert auf die Detektorfläche und die Bandbreite.

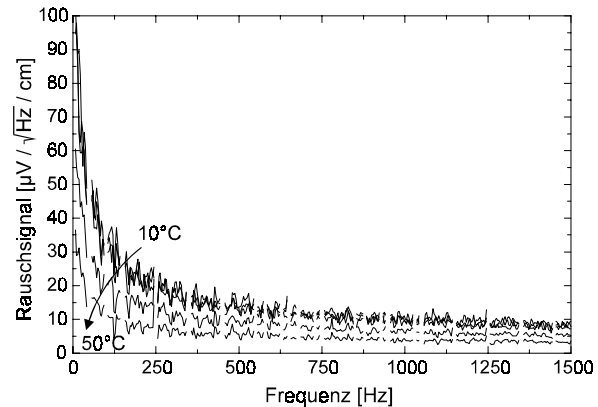


Abb. 3.18: Gemessenes Rauschsignal des PbSe-Einzeldetektors normiert auf die Detektorfläche und die Bandbreite.

Da für einen rauscharmen Betrieb des Detektors in einem Frequenzbereich gearbeitet werden sollte, in dem das $1/f$ -Rauschen weitgehend abgeklungen ist, wird für beide Detektoren das temperaturabhängige Rauschsignal mit einem Frequenzanalysator bestimmt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in den Abb. 3.17 und Abb. 3.18 normiert auf die Meßbandbreite und die Detektorfläche dargestellt. Aus den Kurven sind Frequenzbereiche, die durch externe Einstreuungen durch das Wechselspannungsnetz gestört werden, ausgeschnitten.

Bei beiden Grafiken ist die Abnahme des Rauschens mit zunehmender Temperatur auffallend, was vor dem Hintergrund des mit der Temperatur stark fallenden Detektorwiderstands nachvollziehbar ist. Der Verlauf beider Rauschsignale legt eine Modulationsfrequenz von ca. 1 kHz nahe. Eine weitere Steigerung der Frequenz bringt dagegen kaum merkliche Vorteile. Dies ist für beide Detektormaterialien sinnvoll, da die Zeitkonstante des langsameren PbS-Detektors bei 25°C ca. $200 \mu\text{s}$ beträgt und somit eine nahezu verlustfreie Detektion von Strahlung, die mit 1 kHz moduliert ist, möglich ist.

Setzt man das Rauschen ins Verhältnis zur maximalen Empfindlichkeit, so ergibt sich für eine typische Detektorfläche von $50 \times 500 \mu\text{m}^2$ bei einer Meßbandbreite von 10 Hz bei 1 kHz Modulationsfrequenz für PbS bei 10°C eine NEP von 16 pW. Bei einer Temperatur von 50°C steigt dieser Wert auf 40 pW. Bei PbSe betragen diese Werte 250 pW bzw. 350 pW.

Trotz der stark abfallenden Empfindlichkeit der Detektoren mit steigender Temperatur bringt eine Kühlung somit nur geringe Vorteile hinsichtlich der minimal detektierbaren Strahlungsleistung. Da dies für ein hochempfindliches Spektrometersystem entscheidend ist, kann auf die Kühlung verzichtet werden. Da das Rauschen mit steigender Frequenz abfällt, ist durch eine im Vergleich zu konventionellen Spektrometern auf 1 kHz gesteigerte Modulationsfrequenz ein mindestens ebenso rauscharmer Betrieb möglich.

3.6 Thermische Detektoren

Neben der Weiterentwicklung von Halbleiterdetektoren wurde in den letzten Jahren die Entwicklung von Detektoren, die auf einem vollständig anderen Prinzip basieren, weitergetrieben. Diese sogenannten thermischen Detektoren nutzen nicht die direkte Wechselwirkung der Photonen mit dem Detektormaterial aus, sondern messen eine Erwärmung des Detektors durch die absorbierte Strahlungsleistung. Ihre Empfindlichkeit konnte so weit gesteigert werden, daß sie zunehmend die Halbleiterdetektoren in Wärmebildsystemen im Wellenlängenbereich oberhalb 5 μm [Woo93, Rog94] ersetzen. Besonders in tragbaren Geräten kommt der Vorteil der nicht notwendigen Kühlung zum Tragen. Diese Eigenschaft prädestiniert sie prinzipiell auch für den Einsatz in portablen Mikrospektrometersystemen.

Drei verschiedene Arten von Detektoren stehen zur Zeit zur Verfügung. Sie unterscheiden sich durch den physikalischen Effekt, der bei der Bestimmung der Temperatur des Detektors ausgenutzt wird. Beim thermoelektrischen Effekt wird durch die Erwärmung einer Kontaktstelle aus unterschiedlichen leitenden Materialien eine Spannung generiert, die ausgelesen werden kann. Eine typische Materialpaarung ist Wismut mit Antimon. Zur Verstärkung des Effektes werden im allgemeinen mehrere solcher Kontakte je Einzeldetektor seriell geschaltet, was zur Bezeichnung Thermosäule geführt hat.

Bolometer nutzen den thermoresistiven Effekt, also die Änderung des Widerstandes eines Materials durch Erwärmung. Die Änderung des Widerstandes kann durch externe Beschaltung, zum Beispiel durch Einfügen des Detektors in eine Brückenschaltung, ausgewertet werden. Beide Detektorkonzepte können prinzipiell Gleich- und Wechselsignale verarbeiten, werden jedoch zum Aufbau von hochverstärkenden, driftarmen Auswerteelektroniken meist mit Wechselsignalen betrieben.

Pyroelektrische Detektoren nutzen den gleichnamigen Effekt zur Erzeugung einer Ladungsverschiebung in pyroelektrischen Materialien (z.B. Lithiumtantalat oder Triglycinsulfat) durch Temperaturänderung. Da diese Verschiebung statisch nicht auslesbar ist, müssen Pyrodetektoren grundsätzlich mit Wechselstrahlung betrieben werden.

3.6.1 Aufbau

Den typischen Aufbau eines Einzelements einer thermischen Detektorzeile zeigt Abb. 3.19. Die Herstellung der freitragenden Membran erfolgt durch anisotrope Naßätzverfahren oder Plasmaätzverfahren von der Rückseite. Die eigentliche Wandlung des thermischen Signals in ein elektrisches erfolgt in einer auf die Membran aufgetragenen Beschichtung (Funktionsschicht). Möglich ist auch eine Membran, die vollständig aus dem Funktionsmaterial besteht. Dies ist bei den pyroelektrischen Detektoren der Fall, wobei eine metallische Beschichtung auf Vorder- und Rückseite dann als Elektrode dient.

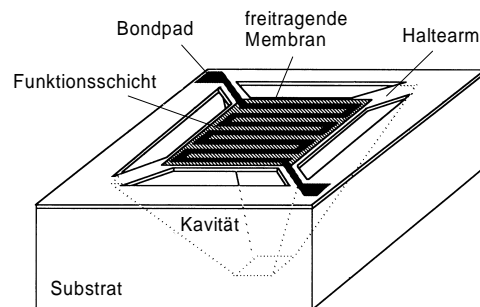


Abb. 3.19: Schematischer Aufbau eines Einzelements thermischer Detektorzellen.

Gemeinsam sind allen thermischen Detektoren die Anforderungen an den Aufbau eines Einzelementes [Shi92, Hof96]. Da die auf ein Element einfallende Strahlungsleistung einen möglichst großen Anstieg der Temperatur bewirken soll, bestehen sie aus Membranen mit einer Dicke von einigen Mikrometern. Diese sind an möglichst dünnen Armen freitragend befestigt, damit durch Wärmeleitung nur geringe Verluste zum Substrat und den Nachbar-elementen hin auftreten. Dies hätte neben einem Empfindlichkeitsverlust auch ein Übersprechen des Signals durch die Erwärmung der Nachbarelemente zur Folge. Hier liegt ein wesentlicher Nachteil der thermischen Detektoren, da sie trotz Elementgrößen, die mit minimal 50 μm [Shie92] denen der Halbleiterdetektoren entsprechen, durch das Übersprechen nicht deren Auflösung erreichen.

3.6.2 Pyroelektrischer Zeilendetektor

Die Einsatzfähigkeit solcher Detektoren in Kombination mit Mikrospektrometersystemen soll im folgenden anhand eines der zur Zeit leistungsfähigsten linearen Zeilendetektors der Firma DIAS [DIA96] diskutiert werden. Es handelt sich um einen pyroelektrischen Detektor mit 128 Elementen auf der Basis von Lithiumtantalat (LiTaO_3) mit Pixelflächen von $90 \times 100 \mu\text{m}$ bei einem Elementmittenabstand von $100 \mu\text{m}$, der bei Normaldruck unter Stickstoffatmosphäre betrieben wird. Jeder einzelne Pixel wird über einen separaten Auslesekanal, der Strom-Spannungswandler, Tiefpaßfilter, Vorverstärker und Sample&Hold-Glied beinhaltet, dem Multiplexer und Ausgangsverstärker zugeführt.

Der Sensor zeigt im Frequenzbereich von 10 Hz bis 100 Hz eine Rauschspannung von ca. 1 mV. Mit den in Abb. 3.20 gezeigten typischen Empfindlichkeiten für eine rechteckförmige Modulation der einfallenden Strahlung ergibt sich für eine Frequenz von 10 Hz eine rauschäquivalente Strahlungsleistung (NEP) von 0,5 nW, während sie bei 100 Hz 5 nW beträgt. Zu beachten ist hierbei jedoch, daß durch die zu kleine Höhe der Pixel beim Betrieb

am Mikrospektrometer mit beispielsweise 500 μm Strukturhöhe nur noch 20% der austretenden Strahlung erfaßt werden und die NEP sich auf 2,5 nW bzw. 25 nW erhöht. Eine Anpassung der Pixel an das Mikrospektrometer kann hier Abhilfe schaffen. Trotz der erhöhten NEP's für höhere Modulationsfrequenzen spricht die Forderung nach einem geringen Übersprechen für eine Frequenz von mindestens 100 Hz.

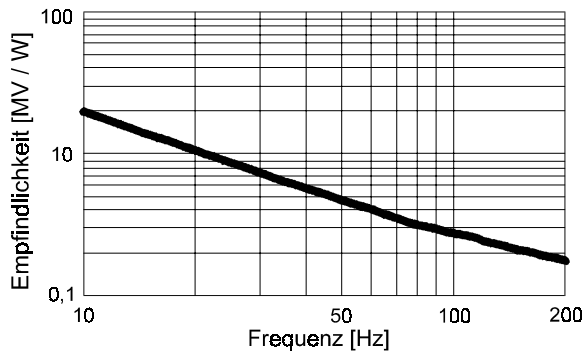


Abb. 3.20: Typische Empfindlichkeitswerte der pyroelektrischen Zelle [DIA96].

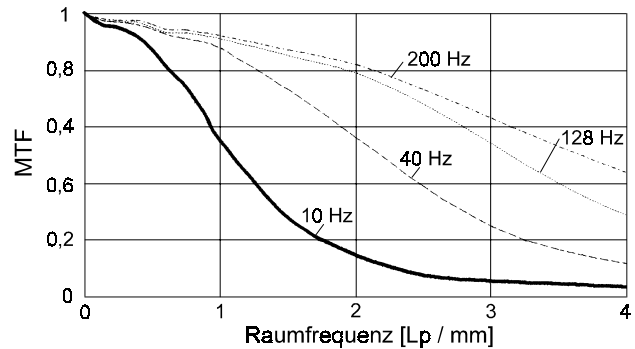


Abb. 3.21: Modulationstransferfunktion in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz der pyroelektrischen Zelle [DIA96].

Dies wird aus Abb. 3.21 deutlich, die den Verlauf der Modulationstransferfunktion (MTF) in Abhängigkeit von der Modulationsfrequenz zeigt. Sie bezeichnet das Verhältnis zwischen dem Modulationsgrad der auf den Zeilendetektor auftreffenden örtlichen Verteilung und dem der ausgelesenen Zeilensignale. Die Raumfrequenz von 3 Linienpaaren pro Millimeter entspricht mit einem Abstand von 333 μm zwischen benachbarten hellen Zonen in etwa dem Kanalabstand des MIR-Spektrometers aus Kapitel 2.6. Ein ideales Verhalten des Spektrometers, d.h. eine vollständige Dunkelzone zwischen diesen Peaks würde bei der Detektion mit dieser Zeile noch ein nennenswertes Signal in der Dunkelzone erzeugen. Mit einer MTF von weniger als 0,1 wäre dies ca. 82% des Hellsignals bei einer Modulationsfrequenz von 10 Hz und mit einer MTF von ca. 0,55 noch ca. 30% des Hellsignals bei einer Frequenz von 128 Hz. Obgleich auch dieser Wert für hochauflösende Systeme wie dem System für den NIR-Bereich in Kapitel 4 nicht akzeptabel ist, ist eine Verwendung dieser Zeilen für weniger hochauflösende Systeme bei einer Frequenz von mehr als 100 Hz denkbar.

Da das Übersprechen bei freitragenden Membranen mit dünnen Haltearmen im wesentlichen durch die Wärmeleitung im umgebenden Gas verursacht wird, kann eine weitere Minimierung des Übersprechens durch die Befüllung des Sensors mit thermisch schlecht leitfähigen Gasen wie Xenon oder durch Evakuierung erfolgen. Wie in [Hed96] gezeigt wird, führt dies auch zu einer Empfindlichkeitssteigerung, wobei die Zeitkonstanten jedoch proportional zur Empfindlichkeit bis zu mehr als 100 ms anwachsen. Unter dem Gesichtspunkt, daß das Meßsystem nicht zu träge werden darf und die Anforderungen an das Gesamtsystem durch eine hermetische Kapselung der Zeile kaum mit der Philosophie eines preiswerten abgeformten Systems vereinbar sind, kann dieser Weg im Falle des Mikrospektrometersystems jedoch nicht beschritten werden.

3.7 Konsequenzen für das Gesamtsystem

Alle oben beschriebenen Detektoren eignen sich prinzipiell für den Einsatz in einem ungekühlten Mikrospektrometersystem unter Atmosphärendruck. Für den Aufbau hochempfindlicher Systeme im NIR-Bereich bis $1,75\ \mu\text{m}$ Wellenlänge steht mit der neu entwickelten InGaAs-Zeile mit CMOS-Ausleseschaltkreis ein Detektor zur Verfügung, dessen NEP je nach Wahl der Betriebsparameter einige Femtowatt beträgt. Um diesen Wert nicht durch thermische Drift zu verschlechtern, ist eine Temperierung des Chips mit einer Temperaturkonstanz von $\pm 0,1\ \text{K}$ notwendig. Der Aufbau von Mikrospektrometersystemen mit einer solchen Zeile ist somit ohne weitere Maßnahmen außer einer ausreichend stabilen Temperierung des Chips möglich.

Der Aufbau von Mikrospektrometersystemen auf der Basis schwach gekühlter bzw. ungekühlter Bleisalzdetektoren ist im Gleichlichtbetrieb nicht möglich, da das stark inhomogene Dunkelsignal der Einzelelemente eine generelle Kompensation nicht zuläßt. Dadurch wird es notwendig, das optische Signal in seiner Intensität zu modulieren und nur das am Detektor entstehende Wechsellichtsignal auszuwerten. Neben dem Wegfall des stark inhomogenen und driftbelasteten Gleichanteils ermöglicht dies bei einer ausreichend großen Modulationsfrequenz von ca. $1\ \text{kHz}$ eine starke Verminderung des Rauschens, wenn eine bandbegrenzte Aufbereitung der Detektorsignale erfolgt. Eine weitere Verminderung des Rauschens läßt sich durch Korrelationsverfahren wie der Lock-in-Detektion bei der Aufbereitung erreichen. Beide Maßnahmen erfordern zwei entscheidende Änderungen beim Aufbau des Gesamtsystems. Zum einen muß ein neuartiger Ausleseschaltkreis mit der genannten Funktionalität entwickelt werden. Zum anderen ist an geeigneter Stelle im System für eine Intensitätsmodulation der Strahlung zu sorgen. Als Konsequenz hieraus wird der in Kapitel 5 vorgestellte elektro-mechanische Modulator entwickelt.

Der sich bei Temperaturänderung stark ändernde Dunkelwiderstand des Detektors hat bei moduliertem Betrieb keinen Einfluß auf die Drift des Systems. Es bleibt jedoch ein geringer Einfluß auf die Empfindlichkeit der Ausleseschaltung bei festem Lastwiderstand. Wesentlich stärker ist der Einfluß der Temperatur auf die Empfindlichkeit des Detektors selbst. Zur Begrenzung der relativen Fehler zwischen Messungen ist bei Empfindlichkeitsschwankungen von bis zu $4\%/K$ eine entsprechende Temperierung notwendig.

Oberhalb einer Wellenlänge von $5\ \mu\text{m}$ ist bei nicht stark gekühltem Betrieb nur der Einsatz von thermischen Detektoren denkbar, wobei Abstriche bei der erreichbaren Auflösung von Spektrometersystemen auf der Basis solcher Detektoren gemacht werden müssen. Für den Aufbau von Systemen beispielsweise zur Detektion der einige $10\ \text{nm}$ breiten Absorptionsbanden von Gasen sind sie jedoch einsetzbar. Im Falle der betrachteten Pyrozeile muß hierzu das optische Signal mit etwa $100\ \text{Hz}$ moduliert werden. Durch die relativ hohe NEP im Bereich einiger Nanowatt können hier jedoch keine für eine Vielzahl von Meßaufgaben universell verwendbaren Spektrometersysteme aufgebaut werden. Um akzeptable Signal-Rauschverhältnisse zu erreichen, ist eine exakte Optimierung des Systems auf die jeweilige Meßaufgabe notwendig.

4 SPEKTROMETERSYSTEM FÜR DEN NIR-BEREICH

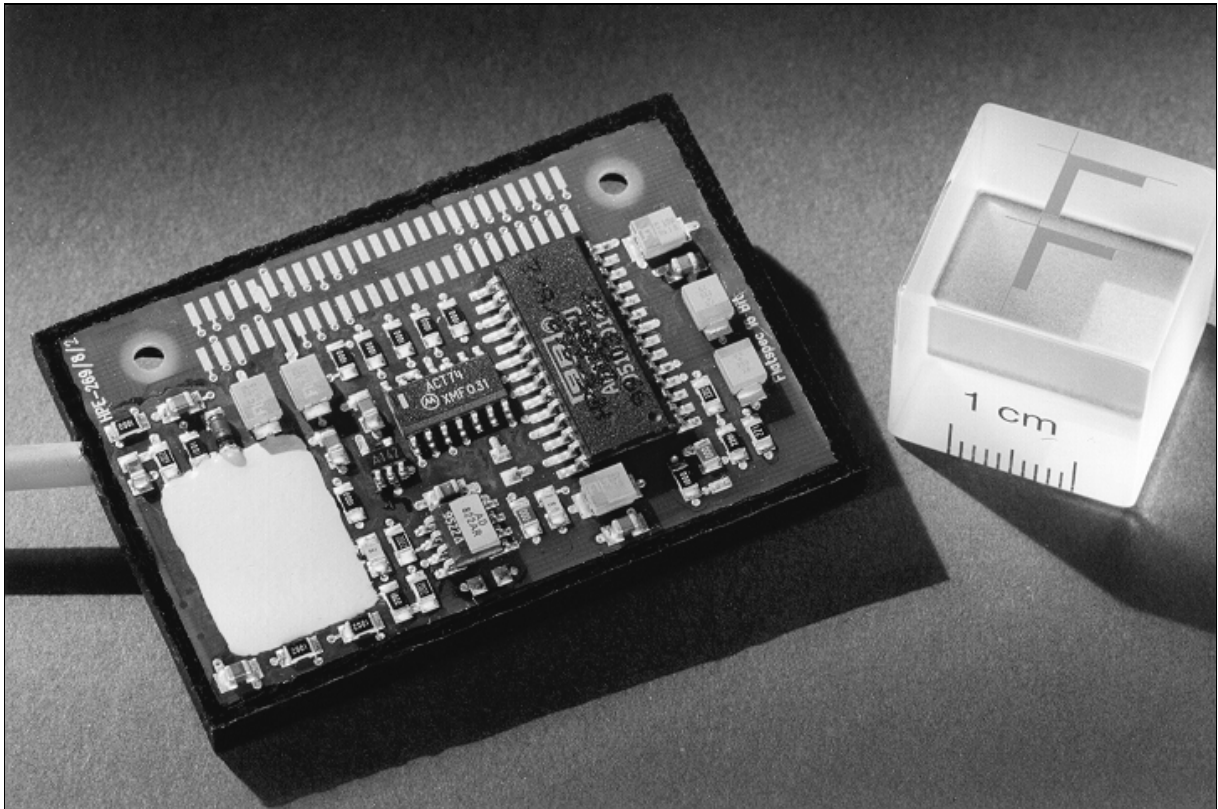


Abb. 4.1: Integriertes NIR-Spektrometersystem bestehend aus Spektrometer mit Fasereinkopplung, Detektorzeile, Signalaufbereitung und Digitalisierung. Der optische Baustein liegt im geschlossenen Gehäuse unterhalb der sichtbaren Elektronikplatine, die Detektorzeile befindet sich unter der grauen Beschichtung.

Die Herstellung von HWL-Mikrospektrometern durch Heißprägen oder Spritzguß kann mittlerweile zu einer etablierten Technik gezählt werden [Hec98, Rup98]. Mit der Möglichkeit, Spektrometerkomponenten durch Abformung herzustellen, ist jedoch nur ein erster Schritt hin zu einem preisgünstig herstellbaren Spektrometersystem getan. Ohne ein Gesamtkonzept, das in der Lage ist, die Integration des Spektrometers, der Detektorzeile und einer Signalvorverarbeitung in ein gemeinsames Gehäuse bei einer weitgehend reduzierten Zahl von

Einzelteilen zu erreichen, bleibt die Herstellung eines solchen Systems ähnlich aufwendig und teuer wie die der existierenden konventionell gefertigten Konkurrenzprodukte. Darüber hinaus wird erst durch die Integration des Detektors eine optimale geometrische Anpassung zwischen Spektrometer und Detektor ermöglicht.

Für ein Spektrometersystem für den Wellenlängenbereich von 0,9 μm bis 1,75 μm wird ein solches Konzept erarbeitet, bei dem alle optischen Komponenten einschließlich einer Gehäusehälfte in zwei Kunststoffabformteilen enthalten sind bzw. durch diese zueinander positioniert werden. Eine weitere Funktionsebene, die gleichzeitig die zweite Gehäusehälfte darstellt, besteht aus einer Epoxyd-Platine, die die Ansteuerelektronik des Detektors, die Signalkonditionierung und die Digitalisierung trägt. Das System wird in Abb. 4.1 gezeigt. Die optische Charakteristik entspricht dem in Kapitel 2.6 untersuchten NIR-Spektrometer. In die Spektrometerstruktur ist ein Zeilendetektor aus InGaAs integriert, dessen spektrale Eigenschaften in Kapitel 3.4 dargestellt wurden.

4.1 Technische Daten

In Tab. 4.1 sind die optische und die elektrische Schnittstelle des Systems und die Umgebungsbedingungen definiert, unter denen es betrieben werden kann. Unter anderem sind die Außenabmessungen und das Gewicht sowie die Anforderungen an die Spannungsversorgung und die externe Regelung der Zeiltemperatur angegeben. Die angegebene Lagertemperatur ist für die Auslegung der Verbindungen der Systemelemente von großer Bedeutung, um eine ausreichende Stabilität zu gewährleisten. Die angegebenen Werte bilden somit den Rahmen zur Auslegung des Systems und für seinen späteren Betrieb.

Abmessungen (LxBxH)	53,7 x 36,0 x 6,3 mm ³
Gewicht (Prototyp, ohne Einkoppelfaser)	12,0 g
optische Schnittstelle	ST-Faserstecker, Faserkerndurchmesser 300 μm
benötigtes Ordnungsfilter	Galliumarsenid (GaAs, 0,9 μm)
elektrisches Interface	Oberflächenkontakte passend zum Verbinder Samtec OPC-125
Versorgungsspannung	5 V
Leistungsaufnahme Elektronik	60 mW
Leistungsaufnahme Heizer (stationär, $T_{\text{Umgeb.}} = 25^\circ\text{C}$)	135 mW
max. Leistungsaufnahme Heizer (Aufheizphase)	310 mW
Konstanz der Detektortemperatur	$\pm 0,2$ K
Lagertemperatur	$-20^\circ\text{C} - 70^\circ\text{C}$
Betriebstemperatur	7 - 35°C

Tab. 4.1: Schnittstellendefinition und Umgebungsbedingungen.

Die technischen Daten des Systems sind in Tab. 4.2 angegeben. Hier sind die Kennzahlen des Spektrometerbausteins und der Detektorzeile zu finden. Die Ergebnisse der elektrooptischen Messungen der folgenden Kapitel sind hier kurz zusammenfaßt. Auf die genaue Definition der Größen und ihre meßtechnische Erfassung wird später genauer eingegangen.

Die angegebenen festen Daten für die verwendete Integrationszeit der Detektorzeile, die Detektortemperatur und die sich daraus ergebende minimale Betriebstemperatur sind prinzipiell leicht zu ändern, da sie dem System von außen vorgegeben werden. Für die Verwendung dieser Detektorzeile bis zu 1,75 μm Wellenlänge sind jedoch mindestens 40°C sinnvoll. Die Verwendung einer festen Integrationszeit hat Vorteile im Hinblick auf ein rauscharmes System mit hoher Dynamik, welche in Kap. 4.2.3 erläutert werden.

Einkopplung	Quarzfaser 300 / 330 μm (Dämpfung < 0,3 dB/m), integrierte Spaltblende (Breite 50 μm)
Höhe der optisch funktionalen Struktur	340 μm
Wellenlängenbereich	0,95 - 1,75 μm
Blazewellenlänge	1,8 μm in 1. Ordnung
Dispersion	11200 (0,9 - 1,15 μm), 5600 (1,15 μm - 1,75 μm)
Auflösung (FWHM), gemessen	<12,5 nm (0,9-1,15 μm), <20 nm (1,15-1,75 μm)
Falschlichtdämpfung	22 dB (SWP 1290 nm), 34 dB (LWP1550 nm)
Detektor	Thomson-CSF TH74241A-21, 128 Pixel InGaAs, 38x500 μm^2 , Elementmittenabstand 52 μm
Detektortemperatur	40°C
Aufwärmzeit ($T_{\text{Umgeb.}} = 25^\circ\text{C}$)	19 s
Aufwärmzeitkonstante	42 s
Integrationszeit	10 ms
Meßzeit	13,2 ms
mittleres Dunkelsignal	2000 Counts
Analog-Digital-Wandlung	16 Bit (65536 Quantisierungsschritte)
max. Systemempfindlichkeit (bei 1,56 μm)	870 Counts/nW
min. NEP (bei 1,56 μm)	2,65 pW
mittleres Systemrauschen	2,3 Counts
max. Systemdynamik (Einzelmessung)	28000

Tab. 4.2: Technische Daten des NIR-Spektrometersystems.

4.2 Herstellung, Montage und Funktion der Komponenten

Die Einzelteile des Gesamtsystems vor der Montage sind in Abb. 4.2 zu sehen. Das erste Abformteil trägt das eigentliche LIGA-Spektrometer, bestehend aus einer Führungsstruktur für die Einkopplungsfaser einschließlich einer Zugentlastung für das Faserkabel, dem Gitter und der 45°-Spiegelkante zur Strahlumlenkung senkrecht zur Grundebene. Ein umlaufender Graben mit absorbierender Beschichtung bewirkt, daß aus dem Spektrometer austretende Strahlung nicht unkontrolliert reflektiert wird und zu Falschlicht auf der Detektorzeile führt. In der LIGA-Ebene strukturierte Abstandhalter, deren Seitenwände teilweise als Blenden zur Falschlichtreduktion dienen, gewährleisten bei der Deckelung der Struktur eine konstante Höhe des HWL. Auf den Abstandhaltern integrierte Zapfen lassen eine passive laterale Positionierung des Deckels zu. Rechts und links vom Umlenkspiegel befinden sich über die LIGA-Ebene herausragende Abstandhalter, auf denen der Träger der Detektorzeile fixiert wird. Am gegenüber liegenden Gehäuserand sorgt ein Zapfen für die Höhenjustage des Spektrometers zur Elektronikplatine. Der Rand des Gehäuses ist mit einer Stufe versehen, die zur Aufnahme der Klebefuge zwischen Gehäuse und Platine dient.

Das zweite Abformteil bildet den Deckel des Spektrometers. Es besteht aus einer Platte mit geringer Oberflächenrauigkeit, in die angesenkte Löcher eingebracht sind, worin die korrespondierenden Zapfen des ersten Abformteils greifen. Durch eine Aussparung im Deckel gelangt das über den Spiegel umgelenkte Spektrum auf den darüber liegenden Detektorträger.

Auf diesem befindet sich die Detektorzeile, der Multiplexer, ein Temperatursensor sowie ein Heizer zur Temperierung. Über Bonddrähte wird die Keramik elektrisch zur Epoxydplatine kontaktiert. Um parasitäre Effekte möglichst klein zu halten, wird das Zeilensignal schon auf der Rückseite der Platine verstärkt und digitalisiert. Preiswerte Oberflächenkontakte, die über einen handelsüblichen Leiterplattenverbinder den Kontakt zu einem komplexeren Analysegerät herstellen, sind hier ebenfalls angeordnet.

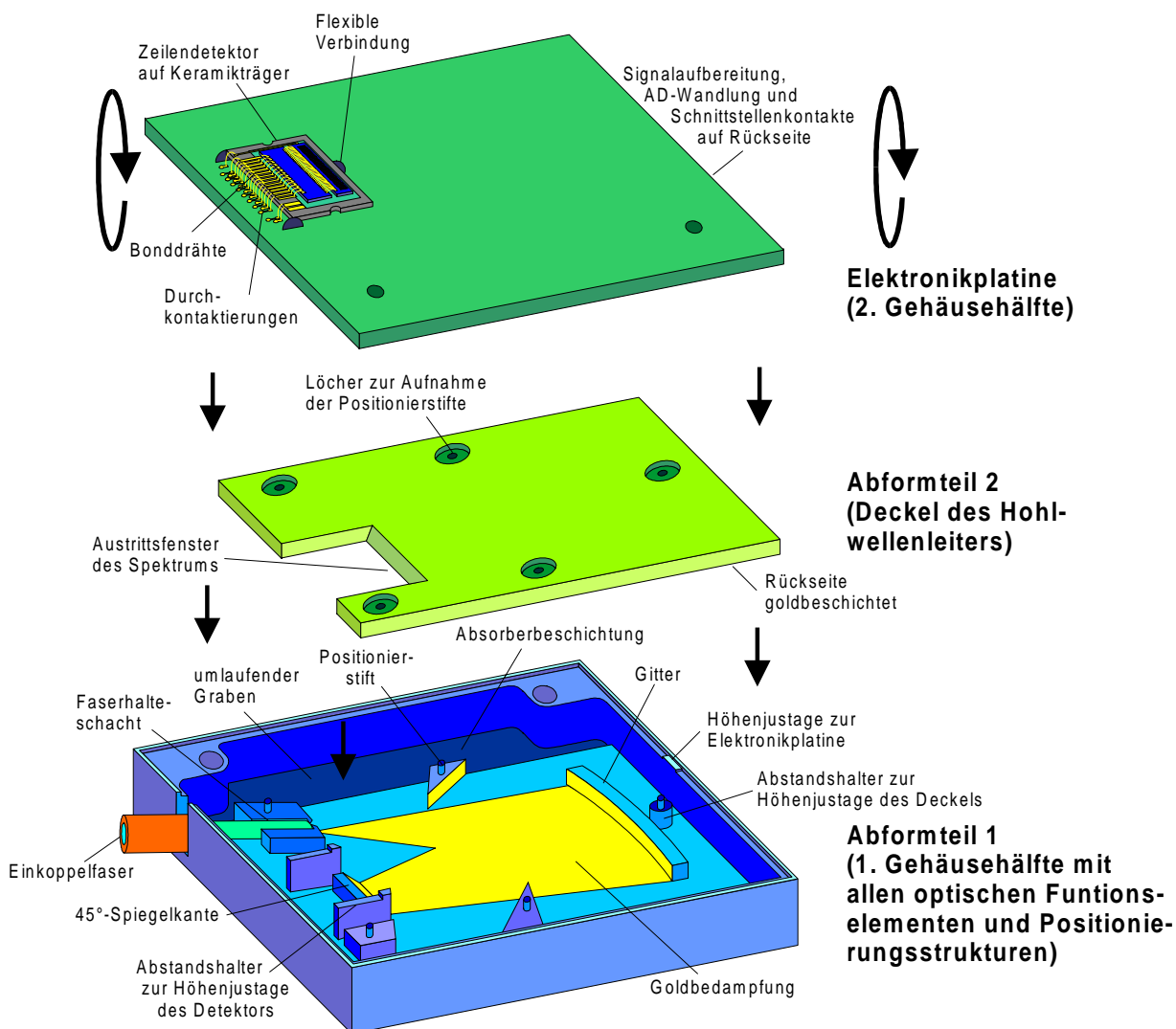


Abb. 4.2: Systemkomponenten des NIR-Spektrometersystems.

Die Kombination von flexiblen und starren Klebstellen und Positionierelementen ermöglicht einen einfachen Aufbau und eine hohe Positionstreu bei Temperaturschwankungen. Alle Teile, deren Positionen zueinander die Leistungsfähigkeit beeinflussen, sind starr verbunden. Um gleichzeitig einen Ausgleich bei thermischen Längenänderungen zu ermöglichen, sind alle sonstigen Verbindungen flexibel ausgeführt.

Abb. 4.3 zeigt einen Schnitt durch das fertig aufgebaute NIR-Spektrometersystem. Faserschutzschlauch und Einkoppelfaser werden starr mit dem Polycarbonatgehäuse verklebt. Der über Führungszapfen und Abstandhalter passiv justierte Deckel aus Polycarbonat wird ebenfalls starr verklebt, da er sich thermisch wie das Gehäuse verhält. Zur Minimierung von Montagezeiten wird dazu ein lichtaushärtender Epoxykleber verwendet.

Im unteren Teil der Abbildung ist die Elektronik mit dem Detektorträger zu sehen. Im Idealfall sollte der Detektorträger keinerlei mechanische Verbindung zur Platine aufweisen, da er starr mit dem Spektrometer verbunden wird und möglichst wenig Wärme an die Umgebung abgeben sollte. Da er jedoch elektrisch mit der Platine verbunden ist und die Platine inklusive dem gebondeten Detektorträger als Zulieferteil im Montageablauf betrachtet werden müssen, wird er zur Montage über drei thermisch aushärtende Silikontropfen provisorisch fixiert. Die

so entstandenen „Federbeine“ ermöglichen es bei der Montage, daß es zu einem beidseitigen Kontakt der Abstandhalter mit dem Detektorträger kommen kann, ohne daß die Platine zum Spektrometer auf wenige Mikrometer genau positioniert sein muß. Sie lassen im Betrieb des Systems eine Bewegung zwischen Keramik und Platine zu, wenn sich die Komponenten durch thermische Effekte zueinander verschieben.

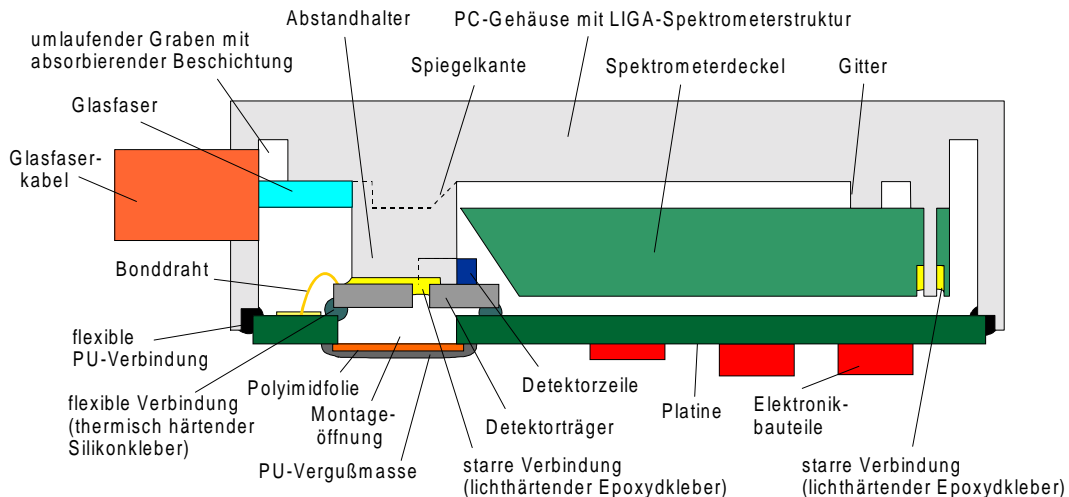


Abb. 4.3: Schnitt durch das fertig aufgebaute NIR-Spektrometersystem.

Da die Ausdehnungskoeffizienten der Trägerplatine aus glasfaserverstärktem Epoxydharz etwas geringer sind als die Ausdehnungskoeffizienten des Polycarbonatgehäuses, werden die geringen auftretenden Ausdehnungsdifferenzen zwischen beiden Materialien durch eine flexible Polyurethanfuge ausgeglichen. Abstandhalter und Detektorkeramik werden durch lichtaushärtenden Klebstoff miteinander verbunden. Die Montageöffnungen in der Platine werden mit selbstklebender Polyimidfolie abgedeckt und mit Polyurethanvergußmasse dauerhaft verschlossen.

Im folgenden werden die Systemkomponenten Spektrometerkörper und -deckel, Detektorträger und elektrische Funktionsebene näher erläutert.

4.2.1 Spektrometerkörper

Das aus Polycarbonat bestehende Abformteil wird durch ein modifiziertes LIGA-Abformwerkzeug hergestellt, das in Abb. 4.4 zu sehen ist. Alle optisch relevanten Elemente können somit mit der hohen Genauigkeit dieses Verfahrens hergestellt werden. Das fertige LIGA-Abformwerkzeug wird durch mechanische Mikrofertigung in der Tiefe weiter bearbeitet. Hierbei werden Bohrungen mit einem Durchmesser von 500 μm und einer Tiefe von 1500 μm in die Abstandhalter eingebracht, die bei der Abformung die weiter oben beschriebenen Zapfen ergeben. Die schon in der LIGA-Ebene strukturierten Abstandhalter rechts und links von der Spiegelkante werden ebenfalls so weit vertieft, daß sie die Höhenjustage des Spektrometers auf der Detektorzeile übernehmen können. Dieses bearbeitete Werkzeug wiederum bildet den Kern eines konventionell gefertigten Abformwerkzeugs, mit dem das gesamte Gehäuseteil einschließlich einer Zugentlastung für das Ummantelungskabel der Glasfaser hergestellt wird.

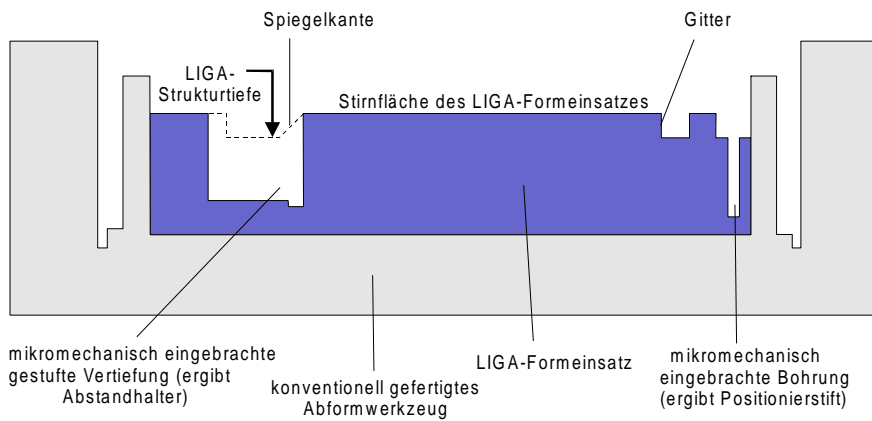


Abb. 4.4: Kombiniertes Formeinsatz zur Herstellung des Spektrometerkörpers bestehend aus mikromechanisch nachbearbeitetem LIGA-Formeinsatz und konventionell gefertigtem Abformwerkzeug.

Für die Fertigung des in Abb. 4.5 dargestellten Prototypen wird auf die Herstellung eines Abformwerkzeugs verzichtet. Hier wird das Gehäuse durch konventionelle spanende Formgebung aus einem massiven Polycarbonatkörper gefertigt. Die Außenseiten werden mit mattschwarzer Acrylfarbe beschichtet. Diese verhindert das Eindringen von Fremdstrahlung aus der Umgebung in das Spektrometer. Auf der Innenseite ist eine Beschichtung sinnvoll, die aus dem Spektrometer austretende Strahlung der nicht genutzten Ordnungen absorbiert.

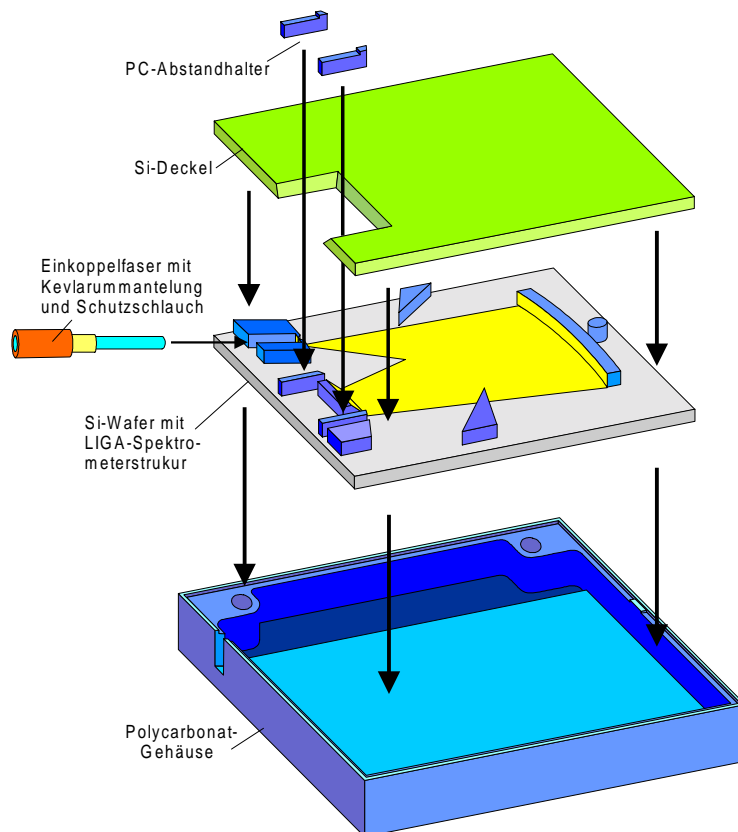


Abb. 4.5: Montage des prototypischen Spektrometers mit Gehäuse.

Die unbeschichtete PC-Oberfläche weist im Wellenlängenbereich von $0,9\ \mu\text{m}$ bis $1,8\ \mu\text{m}$ eine Reflektivität von 1,2% bis 1,8% auf. Durch eine Beschichtung mit einem speziellen Absorberlack [IIT97] wird diese auf 0,05 - 0,4% gesenkt.

Das Mikrospektrometer wird durch direkte Röntgentiefenlithographie auf einem Siliziumsubstrat hergestellt. Die Bedampfung mit Gold erfolgt in zwei Teilschritten. Zuerst wird unter einem Winkel von 45° zur Grundebene aus Richtung des Einkoppelschachtes auf das Gitter gedampft, wodurch Gitter und Blende vor der Einkoppelfaser mit 10 nm Chrom als Haftvermittler und 200 nm Gold beschichtet werden. Anschließend erfolgt durch eine zweite Bedampfung unter 45° zur Ebene die Beschichtung der Spiegelkante ebenfalls mit 200 nm Gold. Die Bedampfung erfolgt durch eine Blende selektiv nur in den Bereichen, die im Strahlengang vom Einkoppelspalt zur Spiegelkante liegen. Da der Silizium-Wafer für Strahlung über ca. $1,05\ \mu\text{m}$ transparent ist, kann so der größte Anteil der in unerwünschte Richtungen gebeugten Strahlung ins Substrat eindringen und wird im Gehäuse absorbiert.

Die Integration des Mikrospektrometers erfolgt durch Einlegen und Verkleben in das Gehäuse mit einem flexiblen Polyurethankleber, um thermische Ausdehnungsdifferenzen zwischen Polycarbonat und Silizium auszugleichen. Auf die Führungszapfen zur Positionierung des Deckels muß verzichtet werden, da sie in nur einem Lithographieschritt nicht hergestellt werden können.

Nach dem Einlegen der Einkoppelfaser und ihrer Verklebung im Führungsschacht und der Verklebung des Faserschutzschlauchs mit dem Gehäuse wird der Spektrometerdeckel aus Silizium aufgelegt. Hierbei muß das Fenster relativ zur Spiegelkante aktiv positioniert werden, da beim Prototypen keine Justagestrukturen zur Verfügung stehen. Beides wird mit lichterhärtendem Epoxyd-Kleber (Dymax 191-M) verbunden. Da die Abstandhalter sich in nur einem Lithographieschritt ebenfalls nicht strukturieren lassen, werden sie als Einzelteile durch mechanische Mikrofertigung hergestellt und auf die rechteckigen Strukturen rechts und links von der Spiegelkante aufgesetzt. Durch Absetzen eines Klebstofftropfens auf den verbleibenden Spalt werden sie mit dem Untergrund durch Kapillarklebertechnik [Maa96] verbunden.

4.2.2 Spektrometerdeckel

Im Falle der Massenfertigung ist geplant, den Deckel durch Abformung herzustellen. Dies stellt mit einer Dicke des Deckels von 1,8 mm keine besonderen Anforderungen an das Abformwerkzeug, das somit konventionell gefertigt werden kann. Die dem Hohlwellenleiter zugewandte Seite des Deckels muß durch Polieren des Abformwerkzeugs eine ausreichend geringe Oberflächenrauigkeit aufweisen. Angesenkte Bohrungen im Deckel nehmen bei der Montage die Zapfen des Spektrometers auf (siehe Abb. 4.2).

Für die Prototypenfertigung wird auch hier das Polymerteil durch Silizium ersetzt, um kompatibel zum Trägermaterial des Spektrometers zu bleiben. Die Fensterkante muß absolut gratfrei und ohne Ausbrüche gestaltet sein, um keine Streuung zu verursachen. Damit das austretende Strahlungsbündel nicht behindert wird, müssen die Wände unter einem Winkel von mindestens 15° zur Senkrechten verlaufen.

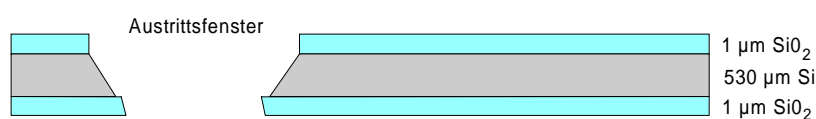


Abb. 4.6: Querschnitt durch den Silizium-Deckel nach erfolgreichem anisotropem Ätzen.

Diese Bedingungen lassen sich bei einer Strukturierung durch anisotropes Ätzen in Silizium erfüllen. Abb. 4.6 zeigt einen Schnitt durch den Deckel nach dem Siliziumätzen. Die Prozessierung mehrerer Deckel erfolgt hierbei im Nutzen auf einem beidseitig polierten Wafer mit einer Dicke von 525 μm mit mindestens 1 μm dicker Oxidschicht. Die Strukturierung der oberen Oxidschicht erfolgt durch optische Lithographie und reaktives Ionenätzen. Die strukturierte Oxidschicht dient als Ätzmaske beim anschließenden naßchemischen Durchätzen des Wafers [Heu89] und wird nach dem Ätzprozeß wieder entfernt. Anschließend wird die Unterseite mit Chrom und Gold bedampft.

4.2.3 Detektorträger

Beim Aufbau des Detektors wurden hinsichtlich seiner Gehäusung und Temperierung vollständig neue Wege beschritten. Um die Beistellung eines möglichst gut handhabbaren Detektors durch den Hersteller zu ermöglichen und gleichzeitig eine gute Integrationsfähigkeit in den Gesamtaufbau zu erreichen, wurde der in Abb. 4.7 dargestellte Keramikträger entwickelt, der die Detektorzeile, den Multiplexer, einen Temperatursensor und einen Heizer beinhaltet. Die Abmessungen des Trägers betragen 9 x 11 mm² und das Gesamtgewicht 0,4 g. Es handelt sich um den anwenderspezifischen Detektor TH74241A-21 der Firma Thomson-CSF. Die elektrooptischen Eigenschaften dieses Detektors sind bereits in Kapitel 3.4 vorgestellt worden. Er ermöglicht eine Integration in die Spektrometerstruktur, geringe Dunkelsignale im ungekühlten Betrieb und einen Betrieb mit einer Versorgungsspannung von nur 5 V.

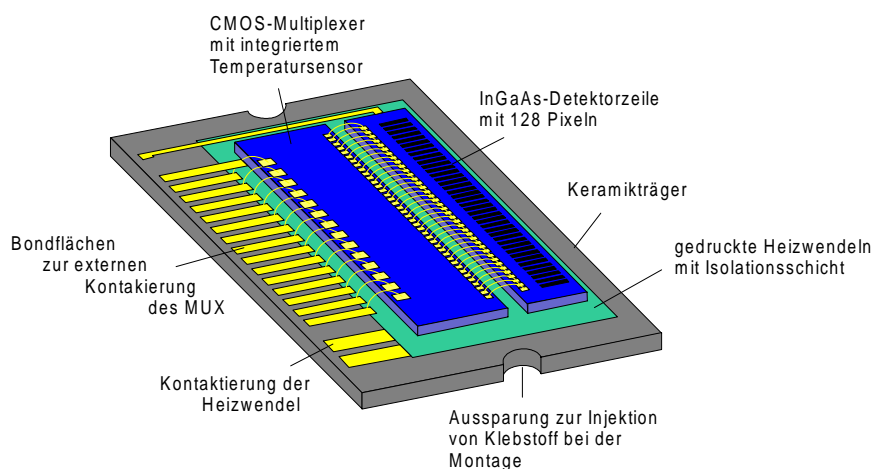


Abb. 4.7: Aufbau der Detektorzeile auf Keramikträger (Abmessungen 9 x 11 mm).

Der Verzicht auf ein Peltierelement zur Temperierung vereinfacht den Aufbau und macht ihn wesentlich preiswerter. Der Heizer wird bei der Herstellung der Keramik zusammen mit den Leiterbahnen zur Kontaktierung der Detektorzeile durch Siebdrucktechnik erzeugt. Um eine Regelung der Temperatur auch bei der höchsten spezifizierten Umgebungstemperatur von 35°C zu ermöglichen, wird die Keramik auf 40°C aufgeheizt. Der Widerstand der Heizwendel beträgt 80 Ω . Hiermit ist mit den verfügbaren 5 V Versorgungsspannung eine Heizleistung von 310 mW bei einem Strom von 62 mA realisierbar. Sie ermöglicht bei 25°C Umgebungstemperatur eine minimale Aufheizzeit von 19 s. Im stationären Betrieb sind 135 mW Heizleistung ausreichend, um die Detektortemperatur aufrecht zu erhalten. Die maximal

umsetzbare Leistung von 310 mW definiert die minimale Umgebungstemperatur von 7°C. Das Arbeiten mit derart geringen Heizleistungen wird nur möglich durch die Verwendung einer kleinen Trägerkeramik mit wenigen und schlecht wärmeleitfähigen Kontaktstellen zur Umgebung. In Vorversuchen, bei denen die gesamte elektrische Ebene integriert mit dem Detektor auf einer Keramik untergebracht war, führte die gute Wärmeleitfähigkeit der Aluminiumoxidkeramik von $24 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ zu großen Wärmeverlusten.

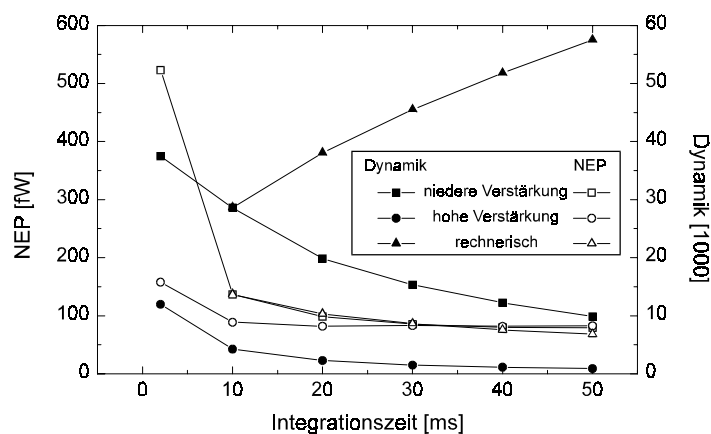


Abb. 4.8: NEP und Dynamik der Detektorzelle bei einer Temperatur von 40°C als Funktion der Integrationszeit bei niederer und hoher Verstärkung im Vergleich zu Messungen mit fester Integrationszeit von 10 ms und Mittelwertbildung bei gleichbleibender Meßzeit.

Bei der festgelegten Temperatur der Detektorzelle von 40°C sind die Betriebsparameter für eine rauscharme Detektion festzulegen. Abb. 4.8 zeigt die maximalen NEP's und Dynamiken der Detektorzelle für eine Wellenlänge von 1,4 μm . Wie in den Untersuchungen in Kapitel 3.4 zeigt sich durch Erhöhung der Integrationszeit eine Verminderung der NEP bei gleichzeitiger Verminderung der Dynamik. Da der nachfolgende AD-Wandler eine Auflösung besitzt, die besser ist als das Rauschen der Zeile für alle Integrationszeiten, ist es günstiger, die gewandelten Daten bei konstanter Integrationszeit von 10 ms und niederer Verstärkung mehrmals auszulesen und zu mitteln, statt die Integrationszeit zu erhöhen. Dadurch erhöht sich die Dynamik bei sinkender NEP. In der Grafik ist der rechnerische Verlauf beider Größen dargestellt, wenn die gleiche Meßzeit ausgenutzt wird, wie bei einer Erhöhung der Integrationszeit. So lassen sich beispielsweise in der Meßzeit von 53,2 ms (Integrationszeit 50 ms) rechnerisch 4,03 Messungen mit einer Meßzeit von 13,2 ms (10 s Integrationszeit) durchführen. Dies vermindert die NEP um den Faktor 2,01 und erhöht die Dynamik um den selben Faktor. Die resultierende NEP bei 4 Messungen mit 10 ms Integrationszeit beträgt 69 fW. Dies ist sogar etwas geringer als die NEP von 80 fW einer Einzelmessung mit 50 ms Integrationszeit. Die Dynamik steigt von weniger als 10000 bei der Einzelmessung mit 50 ms auf über 57000 bei vier gemittelten Messungen mit 10 ms Integrationszeit.

4.2.4 Elektrische Funktionsebene

Die Ansteuerung der Detektorzeile und die Vorverarbeitung der Zeilensignale geschieht auf der elektrischen Funktionsebene. Abb. 4.9 zeigt schematisch die Komponenten der Schaltung. Über die Kontaktleiste werden die Signale zur Multiplexeransteuerung, die Versorgungsspannung und die Heizerversorgung zugeführt. Das vom Multiplexer gelieferte Videosignal wird um den Faktor 1,8 verstärkt. Dadurch wird der Ausgangsspannungsbereich der Zeile auf den Eingangsspannungsbereich des 16 Bit-AD-Wandlers abgebildet. Das Digitalsignal steht zusammen mit dem analogen Signal des integrierten Temperatursensors der Detektorkeramik an der Kontaktleiste zur Verfügung. Mit dieser Information kann der Detektorträger auf die konstante Arbeitstemperatur durch einen externen Regelkreis eingestellt werden.

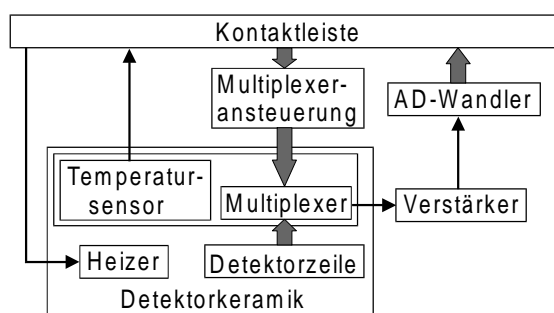


Abb. 4.9: Blockschaltbild der elektrischen Ebene.

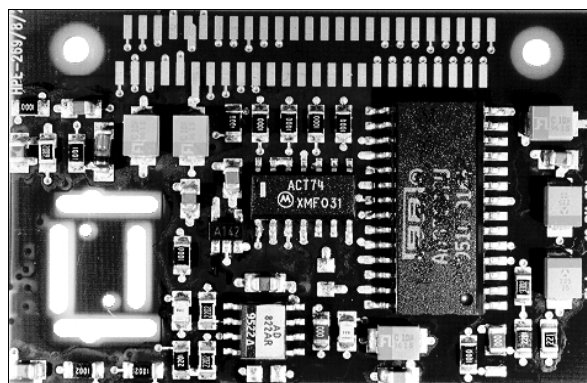


Abb. 4.10: Signalaufbereitung und Digitalisierung.

Abb. 4.10 zeigt die dem Detektorträger abgewandte Bestückungsseite der Platine. Die Kontaktleiste wird durch gedruckte Leiterbahnpads ohne separaten Steckverbinder realisiert. Um die Langzeitstabilität der Oberflächenkontakte zu verbessern, erhalten sie eine Goldbeschichtung. Die Elektronikkomponenten werden in SMD-Technik aufgebracht und verlötet. Über die beiden Bohrungen rechts und links der Kontaktleiste wird später die Platine mit dem passenden Verbinder verschraubt. Diese Verbindung stellt somit die mechanische und elektrische Kopplung des Mikrospektrometersystems zu einem komplexeren Analysensystem dar.

Bei den anderen Aussparungen handelt es sich um Bohrungen für Zentrierstifte und Montageöffnungen, die die vorjustierte Montage des Detektorträgers auf der Platine ermöglichen. Sie dienen bei der späteren Montage des Gesamtsystems auch zur Klebstoffapplikation, um den Detektorträger mit dem Spektrometer zu verbinden.

Zur Montage des Detektorträgers wurde ein spezielles Bondverfahren entwickelt. Es ermöglicht eine elektrische Verbindung von Platine und Detektorträger ohne eine starre mechanische Verbindung, wobei der Träger einen Abstand von 0,5 mm zur Platine aufweist. Zwei Teilschritte dieses Verfahrens sind in den Abb. 4.11 und Abb. 4.12 zu sehen.

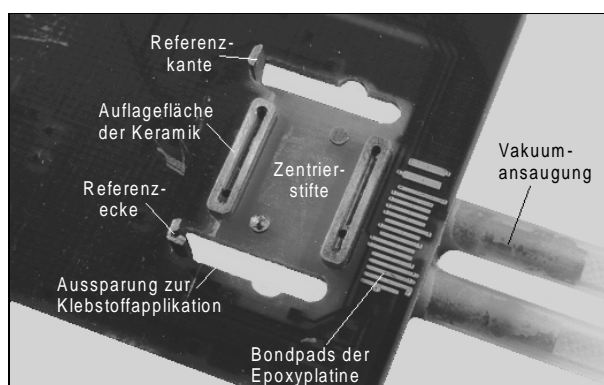


Abb. 4.11: Platine mit eingesetztem Bondadapter.

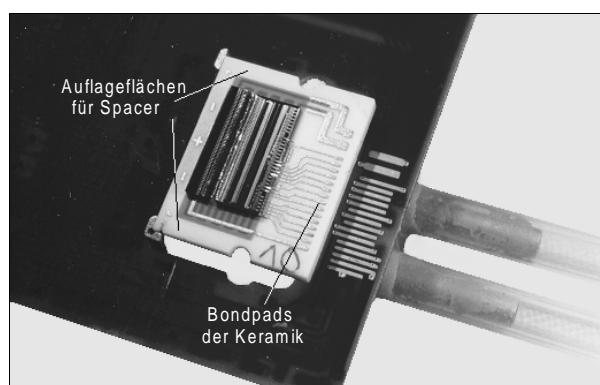


Abb. 4.12: Justierter und durch Vakuumsaugung gehaltener Detektorträger vor Ausführung der Bondverbindungen.

Abb. 4.11 zeigt die Platine mit eingesetztem Bondadapter. Er wird über Zentrierstifte positioniert und hält die Platine über eine Vakuumsaugung. Über die Platinenoberfläche 0,5 mm überstehende Rippen mit einer zweiten Vakuumsaugung tragen im nächsten Montageschritt den Detektorträger. Dies ist in Abb. 4.12 zu sehen. Die laterale Justage der Keramik erfolgt über den Anschlag an eine Referenzecke und an eine Referenzkante. Über den Bondadapter wird die Platine und die Keramik temperiert. Nach der Applikation des thermisch aushärtenden Silikonklebers, der die flexiblen Stützen bildet, erfolgt die elektrische Kontaktierung durch Drahtbonden.

4.2.5 Endmontage

Bei der Endmontage des Systems muß das gedeckelte und mit einer Faser versehene Spektrometer in der Gehäusehalbschale mit der Elektronik verbunden werden.

Die Positionierung des Spektrometers relativ zum Detektor erfolgt in der Höhe passiv durch Aufsetzen der Spacer auf den Detektorträger. Die laterale Justage des Spektrometers zur Detektorzeile muß aktiv durchgeführt werden, da die Position des Zeilendetektors auf der Trägerkeramik vom Hersteller nicht mit einer zur passiven Justage ausreichenden Genauigkeit garantiert werden kann. Hierzu wird Strahlung mit Wellenlängen von 1,1 μm und 1,2 μm eingekoppelt. Die Strahlung mit 1,1 μm Wellenlänge fällt in zweiter Ordnung auf das eine Ende der Detektorzeile, die Strahlung mit 1,2 μm Wellenlänge fällt in erster Ordnung auf das andere Ende derselben. Durch Auslesen der Zeileninformation und Drehen und Verschieben der Komponenten zueinander kann somit auf ein maximales Ausgangssignal an diesen beiden Punkten justiert werden.

Die Fixierung des Spacers auf der Keramik erfolgt durch Injektion von lichtsahärtendem Kleber (Dymax 192-M) durch die Öffnungen in Platine und Keramik in den Spalt zwischen Abstandhalter und Keramik. Die Aktivierung des Klebers erfolgt durch die Spalte in der Leiterplatte durch die Keramik hindurch. Diese beiden Klebepunkte bilden die einzige starre Verbindung zwischen Spektrometer und Platine.

Nach dem Verfüllen der Fuge zwischen Platine und Gehäuse mit Polyurethankleber (Sikaflex 291) kann das System aus der Montagevorrichtung entnommen werden und härtet anschließend in ca. 2 Stunden vollständig aus.

4.3 Toleranz- und Stabilitätsbetrachtung

Entscheidend für die einwandfreie Funktion des Systems sind die Positionen von drei Komponenten zueinander. Zum einen muß die Kante des Fensters im Deckel des Spektrometers eine definierte Position zur Spiegelkante aufweisen. Zum anderen muß das gedeckelte Spektrometer eine definierte Position zum Zeilendetektor aufweisen. Beide Bedingungen müssen unter gegebenen Toleranzen während der Montage und bei den zulässigen Umgebungstemperaturen des Bausteins gewährleistet sein. Im folgenden wird das Vollpolymerteil und nicht der prototypische Aufbau theoretisch und experimentell betrachtet.

Es ist keine Relativbewegung der Polymerkomponenten zueinander zu erwarten, obwohl Polycarbonat einen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von ca. 70 ppm/K aufweist. Bei der Deckelung ist somit nur die Präzision des Montageverfahrens entscheidend.

Die Verbindungsstelle zwischen Polycarbonatkörper und dem Detektorträger aus Aluminiumoxidkeramik ist aufgrund des geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Keramik von ca. 7 ppm/K anfällig für Temperaturänderungen. Neben einer ausreichend genauen Montage der Teile zueinander muß deshalb eine entsprechend thermisch stabile Verbindung für die Beibehaltung der Lage sorgen.

4.3.1 Lage des Deckels zum Spektrometer

Die Fensteröffnung im montierten Deckel und die Spiegelkante des Spektrometers bilden einen Spalt, durch den die Strahlung das Spektrometer verläßt. Abb. 4.13 zeigt die geometrischen Verhältnisse. Die theoretisch optimale Spaltbreite ergibt sich aus dem maximalen Propagationswinkel φ_{\max} der Strahlung im Spektrometer und der Strukturhöhe h_s . Bei der optimalen Spaltbreite trifft der in der Zeichnung links dargestellte Strahl gerade nicht mehr die Kante des Deckels. Für eine numerische Apertur der Strahlung von 0,22 und eine Bausteinhöhe von 340 μm ergibt sich eine optimale Spaltbreite von 417 μm . Eine größere Spaltbreite führt dazu, daß vermehrt Strahlung das Spektrometer verläßt, ohne auf die Spiegelkante zu treffen. Dadurch gelangt sie auch nicht auf den Detektor. Dieser Fall ist jedoch weit weniger kritisch als eine zu geringe Spaltbreite. Hier trifft ein Teil der Strahlung die Deckelinnenseite und läuft im Spektrometer zum Gitter zurück. Da hierdurch der Falschlichtanteil ansteigt, ist dies auf jeden Fall zu vermeiden.

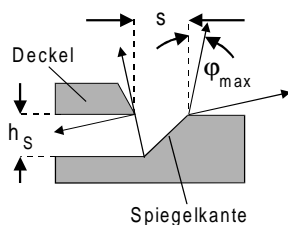


Abb. 4.13: Lage des Deckels zur Spiegelkante mit den angedeuteten Randstrahlen der austretenden Strahlung.

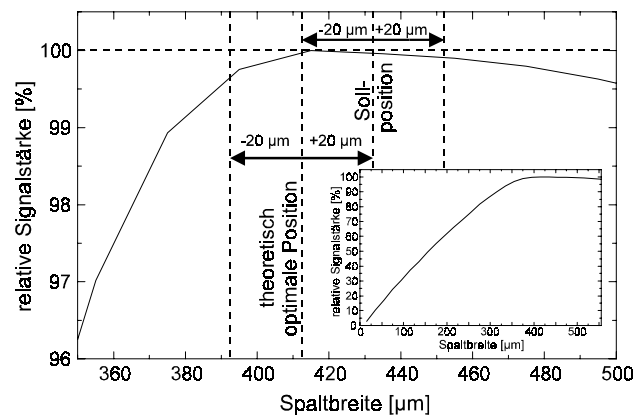


Abb. 4.14: Austretendes optisches Signal in Abhängigkeit der Spaltbreite s .

Abb. 4.14 zeigt die am Baustein bei variabler Spaltbreite gemessene austretende Strahlungsleistung bezogen auf die maximal austretende Strahlungsleistung. Die austretende Strahlungsleistung steigt mit der Spaltbreite zuerst näherungsweise linear an und erreicht ihr Maximum erwartungsgemäß bei etwa $417\ \mu\text{m}$. Bei einem größeren Spalt entstehen Verluste durch Strahlung, die die Oberkante der Spiegelkante nicht trifft und somit nicht zum Detektor umgelenkt werden kann. Um unter allen Umständen ein im Spektrometer zurücklaufendes Signal zu erhalten, ist es bei einer angenommenen Montagetoleranz des Deckels von $\pm 20\ \mu\text{m}$ deshalb sinnvoll, eine Sollposition der Fensterkante zur Spiegelkante von $437\ \mu\text{m}$ vorzugeben. Bei maximaler Spaltbreite entstehen dann Verluste von weniger als $0,5\%$.

4.3.2 Lage des Spektrometers zur Detektorzeile

Die Lage des Spektrometers bzw. seines Austrittsfensters zum Detektor hat starke Auswirkungen auf die Systemeigenschaften. Abb. 4.15 zeigt die bei monochromatischer Einkopplung in den Baustein ermittelte spektrale Auflösung als Funktion des Abstandes zwischen Spektrometer und Detektor. Es zeigt sich, daß die Auflösung empfindlich von einer korrekten Position des Detektors abhängt. Ist eine Verschlechterung von maximal $0,1\ \text{nm}$ zugelassen, so muß mit Anschlägen gearbeitet werden, die den Abstand des Spektrometers zur Detektorzeile auf wenige Mikrometer genau einstellen.

Abb. 4.16 zeigt den Verlauf der Halbwertsbreite in erster Ordnung und des Ausgangssignals der Zeile für einen monochromatischen Peak als Funktion der Querverschiebung zwischen Spektrometer und Zeile. Das Signal ist maximal bei minimaler Halbwertsbreite, wenn die Zeile zentral zum aus dem Spektrometer austretenden Strahlungsbündel liegt. Verschiebt sich das Spektrometer, so treffen Teile der Strahlung nicht mehr auf den Detektor. Der Einfluß auf die Halbwertsbreite ist vergleichsweise gering. Er wird dadurch verursacht, daß in den Randbereichen des austretenden Bündels die Modenverschiebung aufgrund der größeren Austrittswinkel bereits bemerkbar wird. Zusätzlich ist in diesen Bereichen der Anteil von Streulicht relativ zum Nutzlicht geringer. Dieser Anteil der Strahlung trifft bei einer optimalen Position beider Komponenten nicht auf den Detektor.

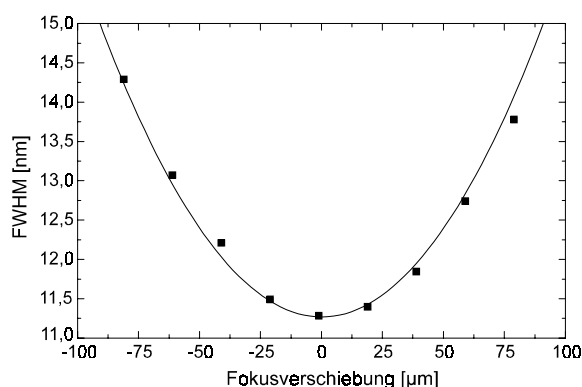


Abb. 4.15: Gemessene Halbwertsbreiten (1. Ord.) bei einer Änderung des Abstands zwischen Spektrometer und Detektorzeile.

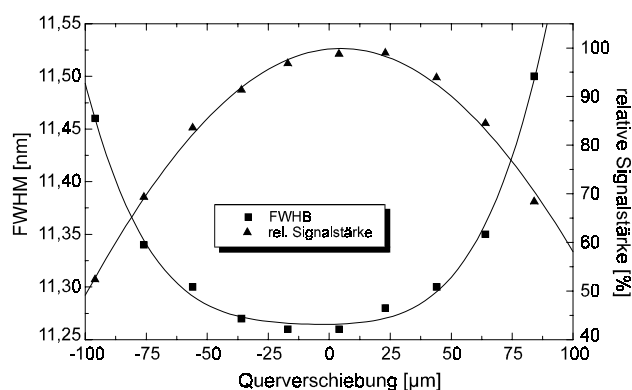


Abb. 4.16: Gemessene Halbwertsbreiten und relative Signalstärken bei einer Verschiebung des Spektrometers quer zur Detektorzeile.

Da der Verlust in der Signalamplitude sehr empfindlich auf eine Dejustage reagiert und meßtechnisch leicht erfaßbar ist, wird diese Information für die aktive laterale Justage des Spektrometers relativ zum Detektor genutzt.

4.3.3 Thermische Stabilität der Verbindung

Durch die Differenz der thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Polycarbonat und Aluminiumoxidkeramik von ca. 63 ppm/K führen Schwankungen der Temperatur zu einer Relativbewegung des Spektrometerkörpers und des Detektorträgers. Um dennoch eine gleichbleibende Lage der Spiegelkante über dem Detektor zu gewährleisten, werden die Abstandhalter symmetrisch rechts und links angeordnet. Um ein Abreißen der Klebstelle von der Keramik zu verhindern, beträgt die Breite der Abstandhalter nur 500 μm . Dies ermöglicht ein Nachgeben des Abstandhalters wie bei einer Blattfeder. Eine weitere Reduzierung der Breite ist nicht sinnvoll, da dann die Fläche der Klebstelle ebenfalls weiter verringert wird. Sie muß jedoch die Masse des Detektorträgers von 0,4 g tragen.

In Voruntersuchungen an einer Auswahl lichthärtender Klebstoffe zeigt sich, daß für eine Verklebung von Polycarbonat und Keramik der Klebstoff Dymax 191-M gut geeignet ist. Es kann eine mittlere Zugfestigkeit der Klebstellen von 4,25 N/mm² ermittelt werden.

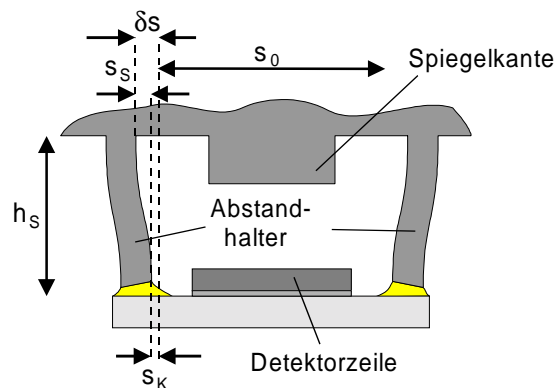


Abb. 4.17: Verformung der Abstandhalter bei steigender Temperatur.

Abb. 4.17 zeigt die Anordnung der Abstandhalter. Ihr Abstand s_0 beträgt 9,9 mm. Die Höhe h_s ergibt sich aus den optischen Randbedingungen und beträgt 1,322 mm. Eine maximale Auslenkung δs eines Abstandhalters aus der Ruhelage entsteht bei einer Lagerung des Bauteils bei -20°C . Unter Annahme einer Montagetemperatur von 25°C beträgt sie 14 μm . Dies erscheint gering. Für eine beidseitig starr eingespannte Blattfeder mit den oben genannten Dimensionen ergeben sich jedoch Zugspannungen in den Fußpunkten, die über den zulässigen Zugspannungen des Klebstoffs liegen. Eine Zerstörung der Verbindung kann nur verhindert werden, wenn die Klebstelle ein Ausweichen zur Seite um s_k oder eine leichte Verkippung des verklebten Endes zuläßt. Das ist beim gewählten Klebstoff zumindest bei Raumtemperatur der Fall.

Um sicherzustellen, daß auch bei den spezifizierten Extremtemperaturen von -20°C und $+70^\circ\text{C}$ keine Zerstörung auftritt, wurden Tests an einzelnen verklebten Abstandhaltern bei diesen Temperaturen durchgeführt. Hierzu wurde das obere Ende starr eingespannt und schrittweise um 30 μm , 60 μm und 90 μm verschoben. Bei einer Verschiebung von 30 μm kam es zu keinerlei Ausfällen, obwohl diese schon mehr als dem Doppelten der späteren Belastung entspricht. Bei 60 μm und 90 μm kam es zu einzelnen Ausfällen, die allerdings auf nicht optimal ausgeführte Klebungen zurückzuführen waren.

4.4 Systemcharakteristik

Als Kenngrößen des Spektrometersystems sind die Systemempfindlichkeit und die sich daraus ergebende rauschäquivalente Leistung von Bedeutung. Sie ergeben sich aus den Eigenschaften der Einkoppelfaser, des Spektrometers und der Detektorzeile. Für Analyseaufgaben ebenfalls entscheidende Größen sind die Falschlichtunterdrückung und die Systemdynamik. Sie hängen zusätzlich von der Charakteristik der eingesetzten Strahlungsquelle ab.

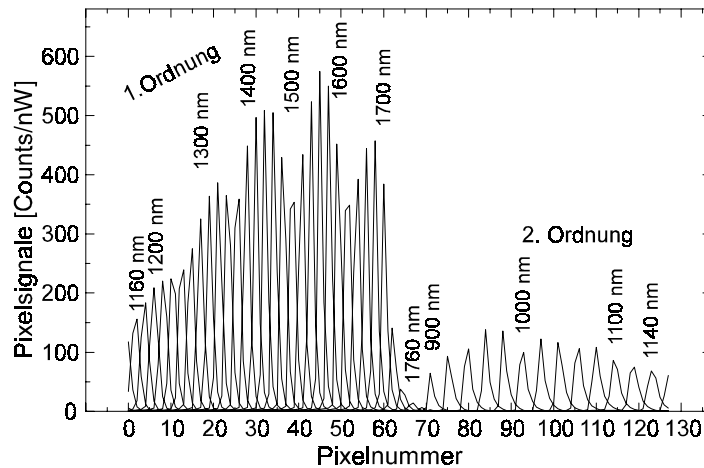


Abb. 4.18: Ausgangssignal bei Einkopplung von quasimonochromatischer Strahlung mit einer Halbwertsbreite von 2 nm.

Abb. 4.18 zeigt die Systemantwort, wenn quasimonochromatische Strahlung mit einer Halbwertsbreite von ca. 2 nm in einem Wellenlängen-Abstand von 20 nm eingekoppelt wird. Die Signale sind auf die jeweilige eingekoppelte Strahlungsleistung normiert. An den in erster Ordnung mit einer Dispersion von 5600 detektierten Bereich von 1,15 - 1,8 μm schließt sich der in zweiter Ordnung mit einer Dispersion von 11200 erfaßte Bereich von 0,9 - 1,15 μm an. Um eine Überlagerung des Signals der ersten Ordnung mit dem Signal der zweiten Ordnung zu vermeiden, muß Strahlung mit Wellenlängen kleiner als 900 nm mit einem Langpaßfilter unterdrückt werden. Dies erfolgt hier durch ein GaAs-Filter, das vor der Einkoppelfaser angebracht ist.

4.4.1 Empfindlichkeit

Aus den Peaks in Abb. 4.18 läßt sich durch Integration die Empfindlichkeit des Systems als Funktion der Wellenlänge ermitteln. Abb. 4.19 zeigt die so gewonnene Systemantwort. Sie erreicht bei 1,56 μm ihr Maximum mit 870 Counts/nW. Der Verlauf wird am unteren Rand des Spektralbereichs vom verwendeten GaAs-Filter bestimmt, das noch nicht vollständig geöffnet ist. Am oberen Rand ergibt sich ein steiler Abfall durch die spektrale Empfindlichkeit des Zeilenmaterials.

Da das Zeilenrauschen bei einer Einzelmessung 2,3 Counts beträgt, läßt sich mit dieser Information die rauschäquivalente Strahlungsleistung bestimmen. Sie ist in Abb. 4.20 dargestellt. Bei 1,56 μm Wellenlänge liegt das Minimum mit 2,65 pW. Zwischen 1,7 μm und 1,8 μm Wellenlänge steigt sie wegen der stark abfallenden Empfindlichkeit der Detektorzeile stark an, so daß ein Einsatz des Systems nicht über 1,75 μm hinaus erfolgen sollte.

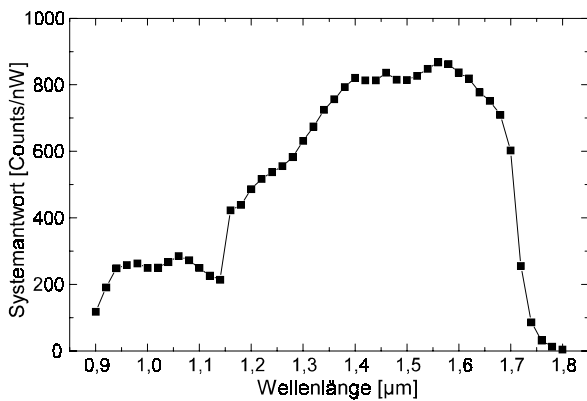


Abb. 4.19: Verlauf der Systemantwort gewonnen durch Integration der Kurvenverläufe in Abb. 4.18.

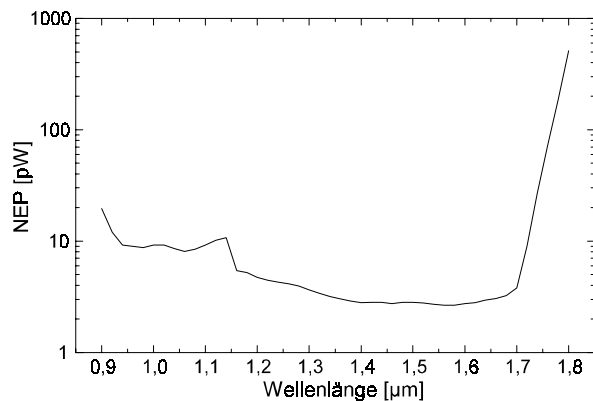


Abb. 4.20: Verlauf der rauschäquivalenten Strahlungsleistung für eine Einzelmessung.

4.4.2 Auflösung

Die Halbwertsbreite des Systems läßt sich durch Anfitzen von Gaußkurven an die Peaks in Abb. 4.18 bestimmen. Da die optische Auflösung in etwa der Pixelauflösung der Zeile entspricht, ist dies jedoch nur mit Einschränkungen möglich, da die gefundenen Werte davon abhängen, ob zufällig ein Pixel fast vom Maximum der Strahlung getroffen wird oder dieses zwischen zwei Pixeln liegt. Die Asymmetrie der Peaks durch Modenverschiebung mit einer Verbreiterung hin zu größeren Wellenlängen erschwert zusätzlich die Halbwertsbreitenbestimmung. Abb. 4.21 zeigt am Beispiel der Peaks bei 1,6 µm und 1,62 µm Wellenlänge die unterschiedlichen Fitkurven aufgrund der Lage der wenigen Datenpunkte. Die auf diese Weise bestimmte FWHM hängt stark davon ab, wie das Maximum der Strahlungsverteilung zum nächstliegenden Zentrum eines Detektorzeilenelements liegt.

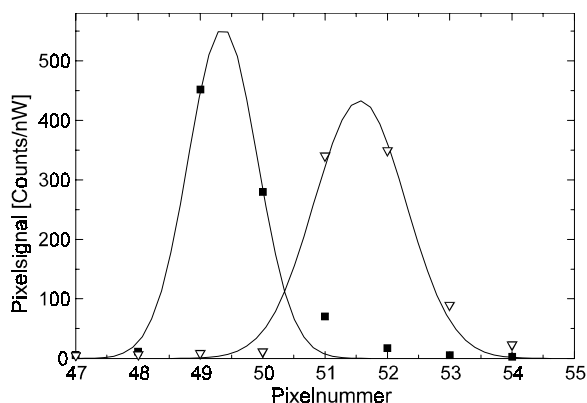


Abb. 4.21: Meßdaten und Gaußfit zur Auflösungsbestimmung am Beispiel der Wellenlängen 1600 nm und 1620 nm.

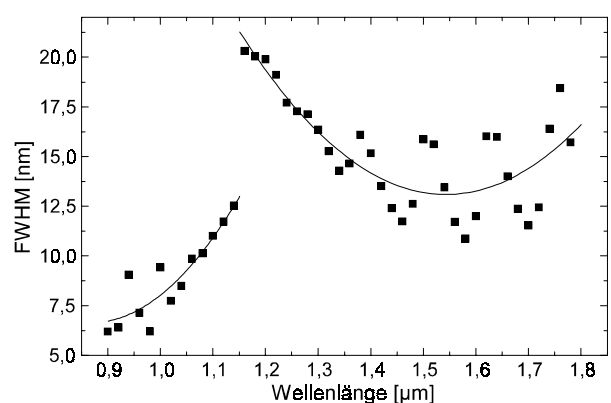


Abb. 4.22: Verlauf der Auflösung (FWHM) über der Wellenlänge.

Führt man dieses Verfahren an allen Peaks durch, so ergibt sich eine stark schwankende FWHM, die in Abb. 4.22 zu sehen ist. Für den in erster Ordnung detektierten Wellenlängenbereich ist sie etwa doppelt so groß wie für den in zweiter Ordnung detektierten, da die Dispersion nur halb so groß ist. Legt man eine Ausgleichskurve durch die Datenpunkte, so erkennt man den Verlauf der FWHM über der Wellenlänge. Insbesondere zu den örtlichen Rändern bei der Wellenlänge von 1,15 µm steigt diese durch Abbildungsfehler an.

4.4.3 Dynamik und Falschlichtverhalten

Die Dynamik des System hängt von der verwendeten Strahlungsquelle ab. Abb. 4.23 zeigt den Verlauf der Systemantwort bei Einstrahlung mit einer Quarzhalogenlampe im Nennbetrieb bei einer Farbtemperatur von ca. 2900 K mit zusätzlichem GaAs-Filter. Vergleicht man den Kurvenverlauf ohne zusätzliche Filter mit der Antwort des Spektrometersystems aus Abb. 4.19, so erkennt man zusätzliche Einbrüche des Signals. Diese werden durch die Quelleneigenschaften, insbesondere die Absorptionseigenschaften des Quarzkolbens verursacht. Bei Vollaussteuerung mit 65536 Counts bei 1,2 μm und 1,35 μm Wellenlänge läßt sich in Teilbereichen hierdurch ein wesentlich verringertes Signal ermitteln. Die erreichbare Dynamik ist in diesen Teilbereichen entsprechend vermindert.

Die maximale Dynamik einer Einzelmessung beträgt auch bei 1,2 μm und 1,45 μm nicht 65536, wie dies durch den AD-Wandler theoretisch geleistet werden könnte. Durch das Systemrauschen von 2,3 Counts, das fast ausschließlich aus Detektorrauschen besteht, ist sie auf 28000 reduziert. Nur durch mehrere Messungen und Mittelwertbildung ist hier eine Erhöhung möglich.

Soll für eine bestimmte Analysenaufgabe nur ein Teilbereich des Spektrums ausgelesen werden, so kann durch den Einsatz von Lang- (LWP) und Kurzpaßfiltern (SWP), die einen Teil ausblenden, der Verlauf der Dynamik angepaßt werden. Der Verlauf der Systemantwort mit zusätzlichen Lang- und Kurzpaßfiltern ist ebenfalls in Abb. 4.23 dargestellt.

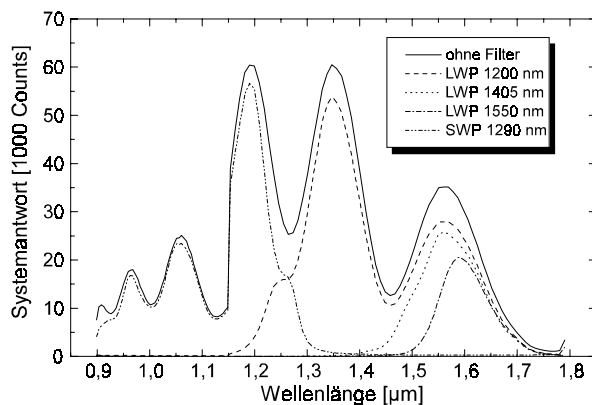


Abb. 4.23: Ausgangssignal bei einer Beleuchtung der Faser mit einer Quarzhalogenlampe im Nennbetrieb (ca. 2800 K) mit GaAs-Filter ohne zusätzliche Filter und zusätzlich mit verschiedenen Langpaßfiltern (LWP) und Kurzpaßfilter (SWP).

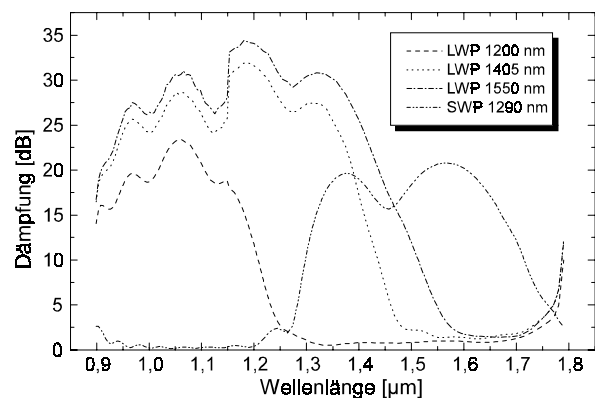


Abb. 4.24: Aus Abb. 4.23 berechnete Werte der Falschlichtdämpfung bei Verwendung der genannten unterschiedlichen Kantenfilter.

Abb. 4.24 zeigt die durch Division der jeweiligen Messung mit Kantenfilter durch die Messung ohne Filter aus Abb. 4.23 gewonnen Verläufe der Falschlichtdämpfung bei der Messung mit verschiedenen Langpaßfiltern und einem Kurzpaßfilter. Da diese Filter unterhalb bzw. oberhalb einer Grenzwellenlänge die Strahlung vollständig abblocken, läßt sich mit dieser Messung die Frage beantworten, wieviel Strahlung in einem Bereich detektiert wird, in dem eigentlich keine Strahlung detektiert werden dürfte. Die ermittelten Werte hängen vom verwendeten Spektrum und der Lage der Grenzwellenlänge ab. Je mehr Strahlungsleistung im Durchlaßbereich liegt und je kleiner der geblockte Bereich im Verhältnis zum Durchlaßbereich ist, desto geringer sind die ermittelten Werte.

Dies wird bei den Kurvenverläufen der drei Langpaßfilter mit den Grenzwellenlängen $1,2\ \mu\text{m}$, $1,405\ \mu\text{m}$ und $1,55\ \mu\text{m}$ deutlich. Es ergeben sich hervorragende Werte von maximal 34 dB für das Langpaßfilter mit einer Grenzwellenlänge von $1,55\ \mu\text{m}$. Für das Langpaßfilter mit der Grenzwellenlänge $1,2\ \mu\text{m}$ betragen die Werte maximal 23 dB. Bei der Verwendung eines Kurzpaßfilters, das den Spektralbereich zwischen $1,29\ \mu\text{m}$ und $1,7\ \mu\text{m}$ abblockt, ergeben sich 22 dB.

4.5 Anwendungsbeispiel

Ein mögliches Anwendungsgebiet für das Mikrospektrometersystem bietet sich in der Kunststoffidentifikation. Durch das Ziel, Kunststoffe im Hausmüll möglichst sortenrein wiederzuverwerten, müssen kostengünstige Methoden gefunden werden, wie diese Sortierung durchgeführt werden kann. Eine der Methoden besteht im Durchstrahlen des Kunststoffmülls und einer Analyse der transmittierten Strahlung in einem engen Spektralbereich an den Oberschwingungen der Polymere [Kan94]. Hier kann unabhängig von der Farbe der Probe anhand ihrer Spektren eine Identifikation durchgeführt werden.

Um die Brauchbarkeit des Mikrospektrometersystems in dieser Anwendung zu demonstrieren, werden verschiedene Kunststoffproben, wie sie typischerweise im Hausmüll vorkommen erst mit einem Fourier-Transformations-Spektrometer mit einer Auflösung besser als $1,3\ \text{nm}$ hinsichtlich ihrer Transmissionseigenschaften im Bereich von $1,58\ \mu\text{m}$ bis $1,75\ \mu\text{m}$ Wellenlänge untersucht. Diese sind drei verschiedene Proben aus Polyethylen (Zahnpastatube, Transportverpackung, Flasche), eine Flasche aus Polypropylen, eine Flasche aus Polyethylenterephthalat, eine Flasche aus Polyvinylchlorid, ein Plättchen aus Polycarbonat und eine Lagerbox aus Polystyrol.

Abb. 4.25 links zeigt die gewonnenen Kurven. Alle Proben weisen stark unterschiedliche Transmissionskurven auf und lassen sich leicht identifizieren. Der Vergleich der drei verschiedenen Polyethylenproben zeigt deutlich, daß unabhängig von Materialdicke und Einfärbung der charakteristische Verlauf erhalten bleibt.

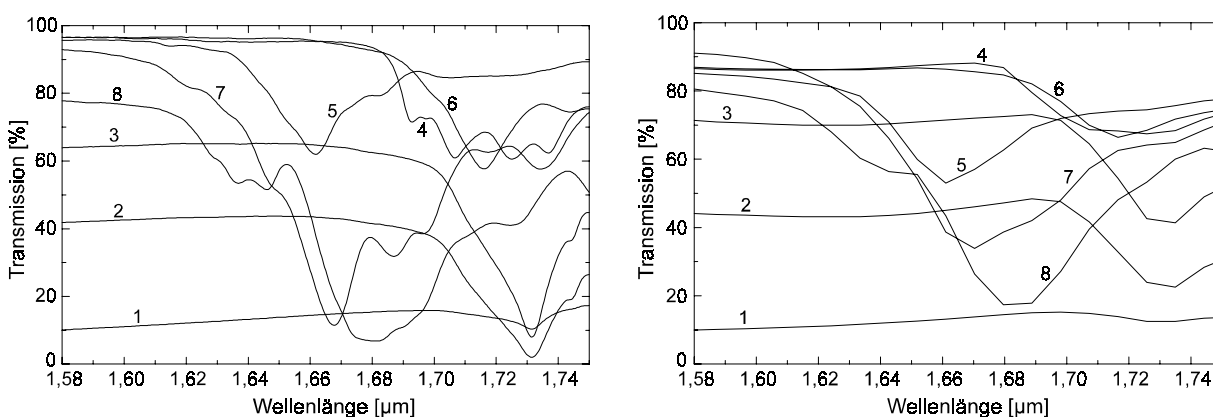


Abb. 4.25: Typische Transmissionspektren von im Hausmüll vorkommenden Kunststoffen im Wellenlängenbereich $1,58 - 1,75\ \mu\text{m}$. (1) Polyethylen (PE) Zahnpastatube, (2) PE Transportverpackung, (3) PE Flasche, (4) Polypropylen (PP) Flasche, (5) Polyethylenterephthalat (PET) Getränkeflasche, (6) Polyvinylchlorid (PVC) Getränkeflasche, (7) Polycarbonat (PC) Plättchen, (8) Polystyrol (PS) Lagerbox.

links: Messung mit Fourier-Transformationsspektrometer mit einer Auflösung besser als $1,3\ \text{nm}$.

rechts: Messung mit Mikrospektrometersystem.

Eine Messung mit einem einfachen Versuchsaufbau mit dem Mikrospektrometer zeigt Abb. 4.25 rechts. Die Kunststoffproben werden mit einem Halogenstrahler mit einer Leistung von 20 W beleuchtet. Der transmittierte Anteil der Strahlung trifft ohne eine Einkoppeloptik auf den GaAs-Filter und die Einkoppelfaser des Spektrometers. Trotz des einfachen Aufbaus können die dargestellten Transmissionskurven bei Vollaussteuerung des Systems gewonnen werden. Dies verdeutlicht die hohen Leistungsreserven bei dieser Meßaufgabe.

Die Verläufe der Kurven unterscheiden sich von denen des FTIR-Spektrometers durch die geringere Auflösung, wodurch die Kurven geglättet erscheinen. Alle Kunststoffe weisen auch bei der Auflösung des Mikrospektrometers charakteristische Verläufe auf, anhand derer eine Identifikation möglich wird.

Der erfolgreiche Einsatz des Mikrospektrometersystems im NIR-Bereich weckt den Wunsch, für den tieferen IR-Bereich ebenfalls kompakte Spektralanalysegeräte herzustellen, die auf dem selben Aufbaukonzept basieren. Hier wird aus verschiedenen Gründen ein zusätzliches Systemelement notwendig, das die Intensitätsmodulation der Strahlung vor dem Auftreffen auf den Detektor übernimmt. Mit dem Einsatz eines solchen Choppers beschäftigt sich das folgende Kapitel.

5 INTEGRATION EINES CHOPPERS

In Kapitel 3.7 wurde gezeigt, daß ein drift- und rauscharmer Betrieb von Spektrometersystemen im Bereich von $1,8\ \mu\text{m}$ bis $5\ \mu\text{m}$ Wellenlänge aufgrund der Eigenschaften der Detektoren die Modulation der Strahlung mit Frequenzen von ca. 1 kHz erfordert. Um Mikrospektrometersystemen diesen Wellenlängenbereich zu erschließen, muß deshalb für die Modulation der auf die Detektorzeile gelangenden Strahlung gesorgt werden. Dafür bieten sich die direkte Modulation der Strahlungsquelle oder die Verwendung eines Aktors an, der sich in das Gesamtkonzept gut einbinden läßt.

In diesem Kapitel werden die Vorteile eines solchen sogenannten Mikrochoppers diskutiert. Außerdem wird die Verwendung eines Mikrochoppers mit der direkten elektrischen Modulation der Strahlungsquelle verglichen. Es folgt die Vorstellung eines Aktorkonzeptes auf der Basis eines elektromagnetischen Antriebs, das sich ohne eine Vergrößerung des Spektrometers durch passive Justage in dieses integrieren läßt. Nach erfolgter Optimierung der einzelnen Komponenten des Choppers unter den Rahmenbedingungen einer Integration in das Spektrometer wird er hinsichtlich seiner elektromechanischen Eigenschaften charakterisiert. Hieraus ergeben sich Konsequenzen für die Wahl der Betriebsparameter für den stabilen Einsatz in Kombination mit Lock-in-Verfahren, die für hochempfindliche Verstärkung eingesetzt werden. Abschließend werden die Ergebnisse des Einsatzes in einem System, das mit Lock-in-Verstärkung arbeitet, vorgestellt.

5.1 Motivation zum Einsatz eines Mikrochoppers

Die Modulation der Strahlung ist aufgrund des hohen Dunkelstroms der Bleisalzdetektoren zwingend erforderlich. Es ergeben sich jedoch weitere Vorteile hinsichtlich der Unterdrückung von elektrischen Störungen aus der Umgebung des Systems und dem damit möglichen Einsatz von Lock-in-Verstärkern für eine hochempfindliche und rauscharme Detektion (siehe Kap. 8.1).

Bei der Integration des Mikrochoppers in den Eintrittsspalt des Spektrometers ergibt sich eine verbesserte Auflösung des Systems im Vergleich zu anderen Arten der Modulation. Auf die genannten Punkte wird im folgenden eingegangen.

Ein weiterer Vorteil des miniaturisierten Choppers im Vergleich zu konventionellen mechanischen Choppern ist die fehlende Lärmbelastigung. Bei Betriebsfrequenzen von bis zu 1 kHz gehen von diesen Schallwellen aus, die als sehr störend empfunden werden. Die dadurch notwendigen Maßnahmen zur Dämpfung des entstehenden Lärms können beim Mikrochopper vollständig entfallen.

5.1.1 Einstreuungen

Abhängig von den Umgebungsbedingungen und der Abschirmung des Detektors und seiner Verstärkerelektronik kommt es zu kapazitiven oder induktiven Einstreuungen, die sich dem Nutzsignal und dem Rauschen überlagern. Besonders stark ist dies bei Geräten mit Netzversorgung auf der Grundfrequenz 50 Hz und deren Vielfachen zu beobachten. Abb. 5.1 zeigt beispielhaft die frequenz aufgelöste Messung des Dunkelsignals eines PbSe-Detektors. Im Bereich einiger 100 Hz sind die durch Einstreuungen verursachten Peaks wesentlich größer als das Rauschen selbst.

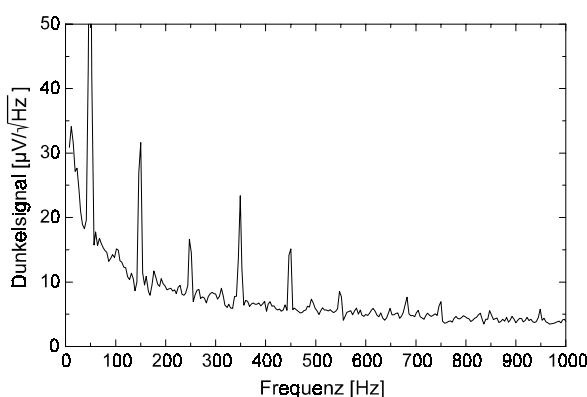


Abb. 5.1: Frequenzabhängiges Dunkelsignal eines PbSe-Detektors (Fläche 1 mm², Lastwiderstand 170 k Ω , Vorspannung 26 V, Temperatur 50°C) bestehend aus Rauschen und Einstreuungen der Netzspannung.

Durch die Wahl der Modulationsfrequenz zwischen diesen Frequenzen und einer schmalbandigen Filterung bei der Aufbereitung der Signale läßt sich ein Einfluß dieser Störungen auf das ausgewertete Signal verhindern.

5.1.2 Modulation thermischer Strahlungsquellen

Eine elegante Methode, eine Modulation des optischen Signals zu erreichen, bildet die elektrische Modulation der Strahlungsquelle. Da im Wellenlängenbereich von 1 μm bis 10 μm keine für dispersive Spektroskopie ausreichend breitbandigen Halbleiter-Strahlungsquellen verfügbar sind, muß mit thermischen Strahlern auf der Basis von Glühfäden oder Heizmembranen gearbeitet werden. Deren Zeitkonstanten verhindern jedoch eine ausreichend schnelle Modulation der Strahlungsleistung.

Doch nicht nur die träge Änderung der Strahlertemperatur bei einer Änderung der Heizleistung schränkt die Modulation dieser Quellen ein. Die Änderung der Strahlertemperatur führt nicht unbedingt zur gewünschten ausreichend großen Änderung der emittierten Strahlungsleistung bei der betrachteten Wellenlänge. Um dies zu verdeutlichen, werden aus Gleichung (5-1) mit der Boltzmannkonstante k , der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 und der Planck'schen Konstante h die spezifischen Ausstrahlungen $M_{e\lambda}$ schwarzer Körper für verschiedene

Temperaturen berechnet. In Abb. 5.2 sind die sich daraus ergebenden Kurven als Funktion der Wellenlänge normiert auf den maximalen Wert bei einer Strahlertemperatur von 3000 K dargestellt. Aus diesen Kurven läßt sich ablesen, daß mit zunehmender Wellenlänge ein gleich großer Temperatursprung einen immer kleineren Sprung der spezifischen Ausstrahlung verursacht.

Bei der Verwendung heißer Strahler, deren hohe spezifische Ausstrahlung zur Verbesserung des SNR beitragen können, verschärft sich dieses Problem. Bei gleichem Temperatursprung ändert sich hier die spezifische Ausstrahlung wesentlich geringer als bei Strahlern mit einer niedrigeren Maximaltemperatur. Es wird somit mit zunehmender Wellenlänge immer schwieriger, eine Modulation der Ausstrahlung durch eine Temperaturmodulation des Strahlers zu erreichen.

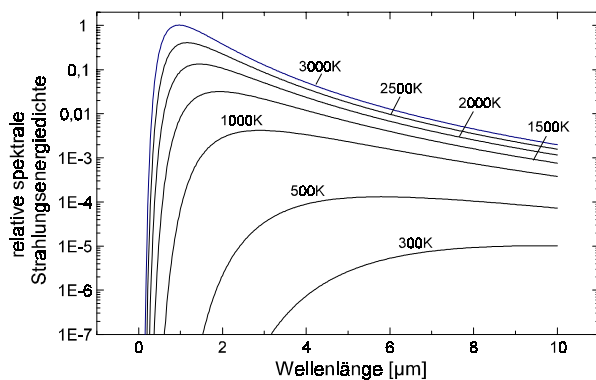


Abb. 5.2: Relative spektrale Strahlungsenergiedichte Planck'scher Strahler bei verschiedenen Temperaturen.

$$M_{e\lambda} = \frac{2\pi hc_0^2}{\lambda^5} \left(\frac{1}{e^{\frac{hc_0}{\lambda kT}} - 1} \right) \quad (5-1)$$

Um die Auswirkungen auf die direkte elektrische Modulation von Strahlungsquellen zu untersuchen, werden eine 12 V/100 W Halogenlampe mit Quarzkolben (Osram Xenophot HLX 64625) und ein IR-Strahler (Cal-Sensors SA727-5) hinsichtlich ihrer Modulationsfähigkeit untersucht. Abb. 5.3 zeigt den Intensitätsverlauf des optischen Signals bei einer Detektionswellenlänge von 3460 nm für eine rechteckförmige Spannungsmodulation der Quarzhalogenlampe mit 1 Hz und 3 Hz. Mit zunehmender Frequenz nimmt die Amplitude ab, während der Mittelwert ansteigt. Neben einer ungünstigen dreieckähnlichen Modulationsform nimmt somit der Modulationsgrad, d.h. der Quotient aus der Differenz von Maximal- und Minimalsignal zur Summe derselben, ab.

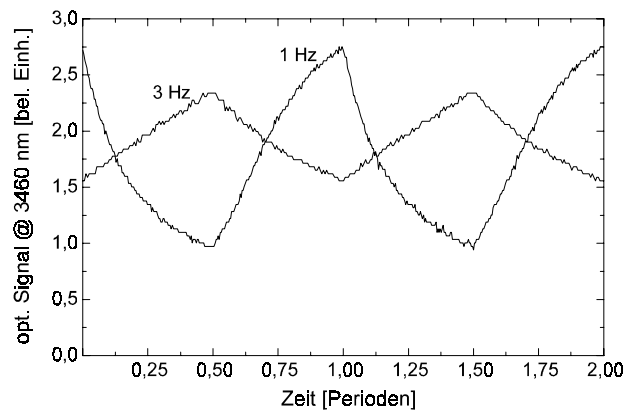


Abb. 5.3: Optisches Signal bei 3460 nm bei einer rechteckförmigen Modulation der Quarzhalogenlampe mit 1 Hz und 3 Hz.

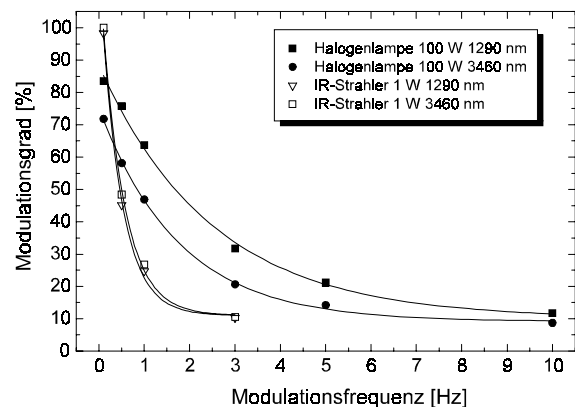


Abb. 5.4: Modulationsgrad der Quarzhalogenlampe und des IR-Strahlers SA727 für die Detektionswellenlänge 1290 nm und 3460 nm.

In Abb. 5.4 ist der für die oben genannten Strahler ermittelte Modulationsgrad für Detektionswellenlängen von 1290 nm und 3460 nm in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz dargestellt. Für beide Strahler ist eine direkte elektrische Modulation mit einer Frequenz über 10 Hz nicht möglich. Auch unterhalb einer Frequenz von 10 Hz ist sie nur mit dem Nachteil eines geringen Modulationsgrades einsetzbar. Für einen höherfrequenten Betrieb ist die Verwendung eines mechanischen Zerhackers notwendig.

5.1.3 Verbesserung der Auflösung

Prinzipiell kann an einer beliebigen Stelle im System zwischen Strahlungsquelle und Detektor die Modulation der Strahlung erfolgen. Ist der Chopper nicht in die Strahlungsquelle integriert, so ermöglicht dies den flexiblen Einsatz des Spektrometersystems unabhängig von einer bestimmten Quelle. Es können dann auch selbstleuchtende Proben analysiert werden. Da für den Einsatz eines miniaturisierten Choppers mit möglichst geringen Wegen gearbeitet werden muß, liegt eine Position dicht am Eintrittsspalt nahe. Hier weist der Strahlengang die engste Stelle im System auf.

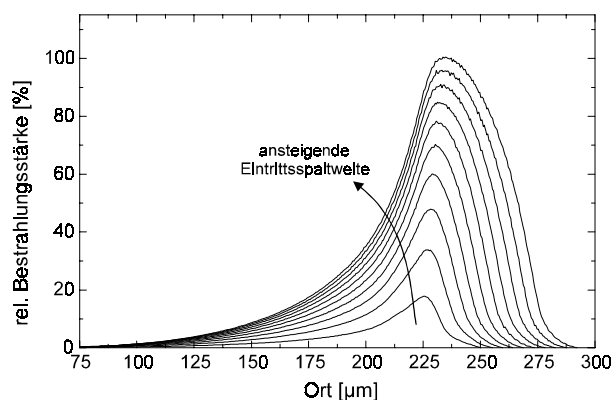


Abb. 5.5: Berechnete typische Bestrahlungsstärkeverteilung auf dem Detektor bei einer Variation der einfallenden Strahlungsleistung durch eine variierende Eintrittsspaltbreite.

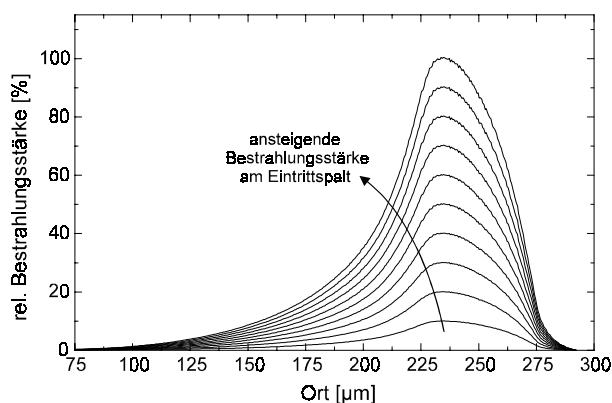


Abb. 5.6: Berechnete typische Bestrahlungsstärkeverteilung auf dem Detektor bei konstanter Spaltbreite und variierender Bestrahlungsstärke am Eintrittsspalt.

Bei einer Position in der Spaltebene erzeugt eine sich lateral bewegende Blende zusammen mit dem festen Eintrittsspalt des Spektrometers einen Eintrittsspalt mit variabler Breite. Hierdurch wird die Intensität der in das Spektrometer gelangenden Strahlung moduliert. Durch den sich verkleinernden Eintrittsspalt wird jedoch auch der bei monochromatischer Einkopplung durch die Abbildung des Gitters auf dem Detektor erzeugte Bestrahlungsfleck schmäler. Während einer Schwingungsperiode der Blende wird dieser Fleck im Mittel somit schmäler. Dies verursacht eine Verbesserung der Auflösung des Spektrometersystems. Abb. 5.5 zeigt die sich auf dem Detektor ergebenden Bestrahlungsstärkeverteilungen bei einer Variation der Eintrittsspaltbreite, wenn die von außen auf den Spalt fallende Gesamtstrahlungsleistung konstant bleibt. Es ist erkennbar, daß es auf der Fokusslinie zu einer schmaleren Verteilung der Bestrahlungsstärke kommt. Hierbei bleibt die Lage der linken Grenze der Peaks konstant, da sie von der einen Seite des festen Eintrittspalts bestimmt wird. Die rechte Grenze verschiebt sich durch die sich bewegende Blende.

Im Vergleich hierzu zeigt Abb. 5.6 die typische berechnete Bestrahlungsstärkeverteilung auf der Fokuslinie eines Spektrometers, wenn bei konstanter Spaltbreite die Bestrahlungsstärke am Spalt homogen über der Spaltbreite variiert wird. Dies ist der Fall, wenn die Intensitätsmodulation außerhalb des Spektrometers durchgeführt wird. Die in das Spektrometer gelangende Gesamtstrahlungsleistung jeder einzelnen Kurve ist identisch mit den Kurven in Abb. 5.5. Die Form aller Kurven und somit die Halbwertsbreite ist identisch, lediglich die Amplitude ändert sich, wodurch die Auflösung des Spektrometersystems unbeeinflusst bleibt.

5.2 Antriebskonzept

Der Antrieb eines miniaturisierten Choppers muß gewährleisten, daß die Strahlung mit möglichst gleichbleibender Amplitude und Frequenz moduliert wird. Um dies mit einem möglichst geringen Hub des Aktors zu bewerkstelligen, ist es sinnvoll, ihn an der schmalsten Stelle im Strahlengang des Systems zu plazieren. Dies ist unmittelbar hinter dem Eintrittsspalt des Spektrometers. An dieser Stelle kann er auch die oben beschriebene Auflösungsverbesserung bewirken. Wie in Kapitel 3 gezeigt, liegen die Spaltbreiten für eine Erfassung des Spektralsignals mit Zeilendetektoren aufgrund deren Pixelbreiten bei 50 - 100 μm . Für eine vollständige Modulation des optischen Signals muß der Aktor eine Blende vor dem Spalt bewegen, die diesen Weg durchläuft. Da für Bleisalzdetektoren ca. 1 kHz eine optimale Modulationsfrequenz darstellt, muß der Chopper eine mindestens ebenso große Resonanzfrequenz aufweisen.

Um eine einfache Integration in das Mikrospektrometer direkt am Eintrittsspalt zu ermöglichen, dürfen die Außenabmessungen ca. 4 x 4 mm² nicht überschreiten. Da sich ab der Blende die Strahlung im Spektrometer mit ihrem charakteristischen Strahlkegel ausbreitet und auf keine Hindernisse treffen darf, muß dies beim Entwurf der Aktorgeometrie berücksichtigt werden. Mit der Randbedingung einer sich lateral im Wellenleiter bewegenden Blende ist auch die Strukturhöhe des Aktors definiert. Sie entspricht der Höhe des Wellenleiters von mehreren 100 Mikrometern.

Weitere Randbedingung ist eine möglichst geringe Leistungsaufnahme. Sie muß im Verhältnis zur Gesamtleistungsaufnahme des Systems inklusive Detektortemperaturierung und Auswerteelektronik stehen. Unter diesem Gesichtspunkt sind 100 mW für den Aktor noch zulässig. Eine andere Einschränkung stellt die Forderung nach systemüblichen Versorgungsspannungen dar. Da bei der Entwicklung von elektronischen Schaltungen verstärkt darauf geachtet wird mit 5 V arbeiten zu können, muß der Aktor ebenfalls mit diesen Spannungen versorgt werden können.

Als Antrieb für einen solchen miniaturisierten Aktor stehen verschiedene Prinzipien zur Verfügung. Das am IMT verfolgte Konzept von Aktoren auf piezoelektrischen Substraten wurde für einen faseroptischen Modulator in [Deb98] eingesetzt. Aufgrund der geringen Relativbewegung der Piezokeramik kann eine ausreichende Auslenkung des Aktors nur durch eine Vergrößerung der Außenabmessungen auf 14 x 2 mm erreicht werden. Er ist deshalb nicht in die Spektrometerstruktur integrierbar. Zusätzlich sind Ansteuerspannungen von mehreren 100 V nötig. Die Untersuchung der Stabilität der Modulation in [Fre98] zeigt eine starke thermische Drift.

Bereits demonstrierte elektrostatische Chopper, die durch Silizium-Mikromechanik hergestellt wurden [Bre90, Jae93, Chi93], sind schwer integrierbar, da bei ihnen die Strahlung senkrecht durch die Substratebene tritt. Ausreichend große Auslenkungen der Blende wurden hier nur im

Vakuum gezeigt, da der notwendige große Elektrodenkamm in Atmosphäre eine hohe Dämpfung verursacht.

Ein elektromagnetischer Linearantrieb bietet die Möglichkeit, mit geringen Versorgungsspannungen eine hohe Leistungsdichte im Luftspalt zu erzeugen und gleichzeitig mit geringen bewegten Ankermassen zu arbeiten. Dies ist insbesondere bei der Verwendung hochpermeabler Legierungen aus 80% Nickel und 20% Eisen (Permalloy) der Fall. In [Rog96] wurden aus diesem Material Linearaktoren mit integrierter Spule vorgestellt, bei denen die Bewegung des Ankers eine lineare Verminderung des Luftspaltes zur Folge hatte. Bei dieser Anordnung steigt die Kraft des Aktors mit der Auslenkung und somit der Verminderung des Luftspaltes stark an. Er ist deshalb für schaltende Elemente mit zwei festen Endstellungen geeignet, nicht jedoch für einen schwingenden Aktor, der eine möglichst konstante Amplitude aufweisen soll. In [Rog96] zeigt sich, daß sich monolithisch nur wenige Windungen integrieren lassen und der Windungswiderstand erheblich größer ist, als dies aus einer Skalierung konventioneller elektromagnetischer Antriebe zu erwarten ist.

Als Konsequenz wird im Rahmen dieser Arbeit ein Mikrochopper mit elektromagnetischem Antrieb aus Permalloy realisiert. Um eine möglichst von der Stellung der Blende unabhängige Krafteinwirkung zu erreichen, bewegt sich diese parallel zu den Polschuhen des Aktors bei weitgehend konstanten Luftspalten. Die Parallelführung der Blende wird durch eine Rechteckparallelfeder erreicht. Um eine große Erregung bei geringen Strömen zu realisieren, wird mit einer hybrid eingesetzten Spule gearbeitet, die mit Kupferlackdraht bewickelt ist. Solche Drähte sind ab einem Durchmesser von 10 μm am Markt verfügbar [Lac97]. Anders als in [Guk96] wird die Bauhöhe des Aktors hierdurch nicht vergrößert.

Wie weiter unten gezeigt wird, besteht bei diesen Aktoren ein quadratischer Zusammenhang zwischen anregendem Strom und der Kraft auf die Blende. Für eine harmonische Anregung der Spule bedeutet dies, daß die Blende mit der doppelten Frequenz schwingt. Die Strahlung wird also auch mit der doppelten Frequenz moduliert. Aufgrund der räumlichen Nähe von wenigen Millimetern zwischen Aktor und Detektor kommt diesem Aspekt große Bedeutung zu. Mögliche Einstreuungen des Aktorantriebs auf das Detektorsignal fallen beim Einsatz synchroner Detektion nicht in die frequenzabhängigen Transmissionsfenster und führen nicht zu einer Beeinflussung des Ausgangssignals des Lock-in-Verstärkers. Auf zusätzliche Abschirmungsmaßnahmen kann deshalb verzichtet werden.

Das Referenzsignal für die Lock-in-Verstärkung wird direkt aus dem Ansteuerstrom gewonnen. Dies ermöglicht den Verzicht auf einen zusätzlichen Sensor, der die Lage der beweglichen Blende erfaßt. Anders als bei konventionellen Choppern, bei denen sich Phasenjitter durch die Erfassung der Blendenposition ergeben, muß beim Mikrochopper allerdings auf eine exakte Phasenbeziehung zwischen Ansteuerstrom und Blendenlage geachtet werden.

5.3 Design und Integration in das Spektrometer

Das Design des Choppers zeigt Abb. 5.7. Der gesamte Aktor mit eingesetzter Spule hat Außenabmessungen von 3,0 x 3,2 mm. Die Höhe des Kerns des Demonstrators ist an eine Spektrometerhöhe von 290 μm angepaßt und beträgt 280 μm . Die Erregung des Aktors erfolgt durch eine mit Kupferlackdraht bewickelte Spule, die mit Rastnasen fixiert wird. Der Spulenkern ist mit 180 μm entsprechend flacher, damit durch die Dicke der Wicklung von ca. 80 μm auf der Oberseite die maximale Strukturhöhe von 280 μm nicht überschritten wird. Ein Ausschnitt im Keramiksубstrat im Bereich der Spulenwicklung bietet den Platz für den

unteren Teil der Wicklung. Das Kernmaterial ist mit Ausnahme des Luftspalts mindestens $350\ \mu\text{m}$ breit, um den magnetischen Widerstand des Kerns gering zu halten. Die Breite der Polschuhe beträgt $105\ \mu\text{m}$, wobei der Anker in Ruhelage schon $5\ \mu\text{m}$ in den Kern ragt.

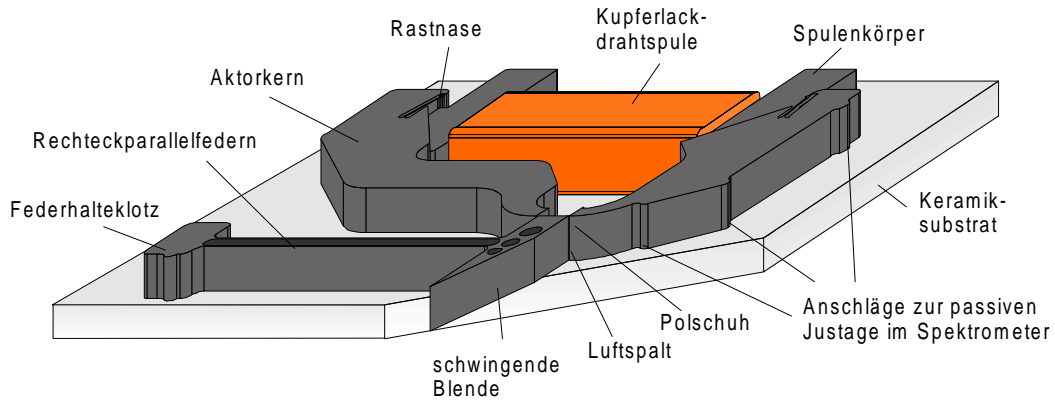


Abb. 5.7: Chopper vor der Montage in die Spektrometerstruktur.

Fließt durch die Spule ein Strom, so wird die schwingende Blende bzw. der Anker des Eisenkreises unabhängig von der Stromrichtung vom Kern angezogen. Die Blende ist über eine Rechteckparallelfeder von $2\ \text{mm}$ Länge mit einem Halteklötzchen verbunden. Diese Art der Aufhängung gewährleistet eine gute Parallelführung und vermeidet eine Drehbewegung der schwingenden Blende. Da sich im Bereich, in dem die Strahlung durch Reflexionen an der Deckplatte des Spektrometers geführt wird, keine raue Keramik befinden darf, ist diese unterhalb des Ankers entfernt. Hier schließt sich im Gesamtaufbau die glatte Deckplatte des Spektrometers an.

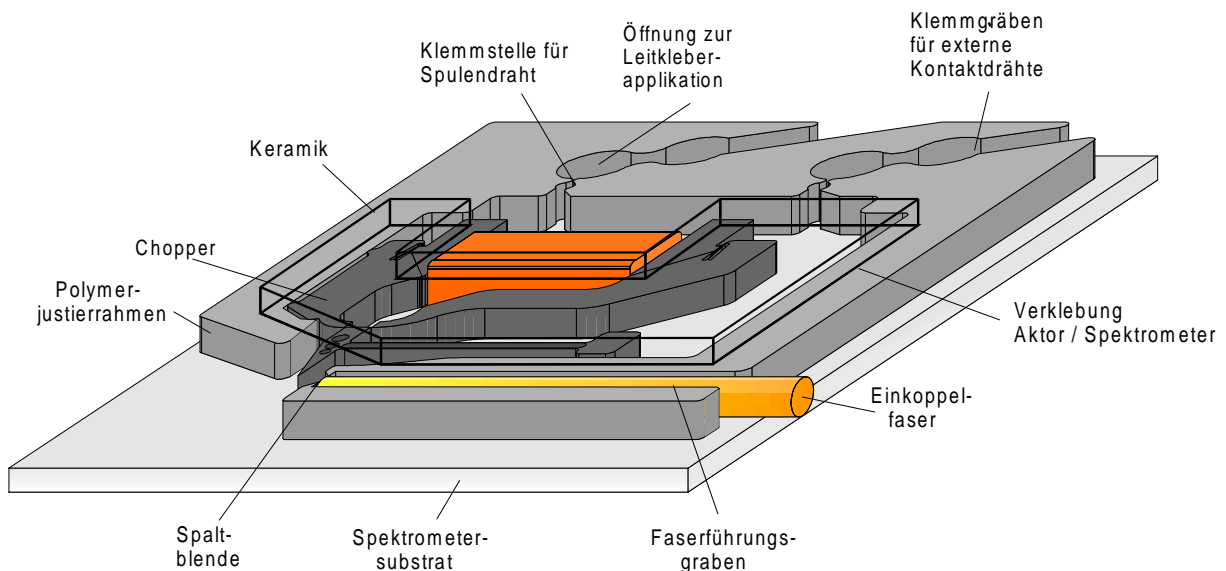


Abb. 5.8: Spektrometerstruktur mit eingesetztem Chopper.

Die Integration des Choppers in die Spektrometerstruktur zeigen die Abb. 5.8 und Abb. 5.9. Wie bei einem Mikrospektrometer ohne Chopper geschieht die Strahlungseinkopplung durch eine Einkoppelfaser, die an der Spaltblende endet. Ab hier breitet sich die Strahlung mit dem charakteristischen Abstrahlkegel der Faser von typischerweise 12° aus. Dieser Strahlverlauf darf durch den Aktor oder die für seine Integration notwendigen Führungsstrukturen nicht beeinflußt werden. Dies wird durch die asymmetrische Aufhängung der Blende erreicht.

Der Justierrahmen und vier Anschläge am Chopper ermöglichen die passive laterale Justage im Spektrometer. Da er kopfüber in die Spektrometerstruktur gesenkt wird, ist hierdurch ebenfalls eine passive Höhenjustage gegeben. Im Justierrahmen sind ebenfalls Führungsgräben für externe Kontaktdrähte und Klemmstellen zur Fixierung der Spulendrähte vorgesehen.

Die sich dadurch verändernde effektive Spaltfläche, die aus feststehender und schwingender Blende gebildet wird, bewirkt die Modulation der in das Spektrometer gelangenden Strahlungsleistung.

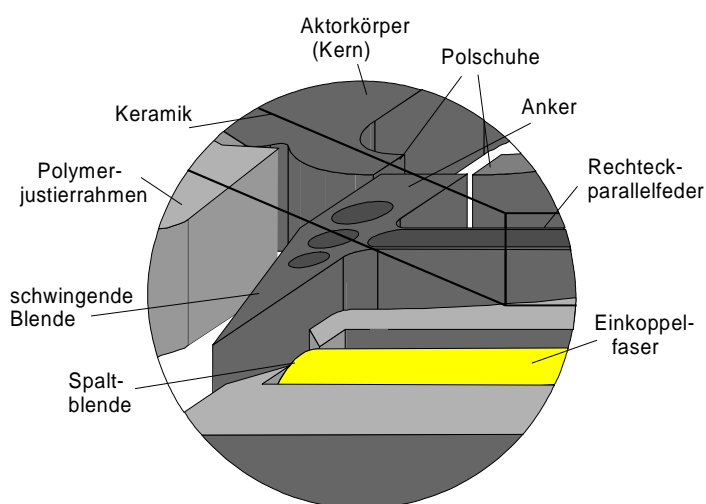


Abb. 5.9: Detail aus Abb. 5.8: Luftspalt des Aktors mit schwingender Blende vor der feststehenden Spaltblende des Spektrometers.

5.4 Herstellung

Die Herstellung des Choppers gliedert sich in die monolithische Erzeugung des Aktors und der Spulenkörper durch Röntgentiefenlithographie und Mikrogalvanik, die Montage und die elektrische Kontaktierung. Diese Schritte werden in den folgenden Abschnitten näher erläutert.

5.4.1 Erzeugung von Aktor und Spule

Zur Erzeugung des Aktors kommt das LIGA-Verfahren in Kombination mit der sogenannten Opferschichttechnik, die die Herstellung beweglicher Mikrostrukturen ermöglicht, zur Anwendung. Zusätzlich wird durch einen Planarisierungsschritt sichergestellt, daß die Höhenmaße des Aktors genau eingehalten werden, um die Integrationsfähigkeit in das Spektrometer sicherzustellen. Ein weiterer Schritt ist die Strukturierung des Substrats, um den Ausschnitt zur Aufnahme der Spule und die freistehende schwingende Blende zu erzeugen.

In Abb. 5.10 sind die Prozessschritte zur Herstellung des Aktors visualisiert. Auf einer Aluminiumoxidkermik werden nacheinander eine Chrom/Gold-Schicht und eine Titanschicht (Opferschicht) aufgesputtert. Durch optische Lithographie und Flußsäureätzen wird die Opferschicht in den Bereichen, auf denen später feststehende Mikrostrukturen entstehen sollen, entfernt. Anschließend wird das Titan oxidiert, um eine gute Haftung in den Folgeprozessen zu gewährleisten. Die Galvanikform als Negativstruktur wird durch Aufkleben von PMMA-Röntgenresist und Strukturierung durch Röntgentiefenlithographie mit anschließendem Herauslösen der bestrahlten Bereiche erzeugt. Die Galvanikform als Negativstruktur wird durch Aufkleben von PMMA-Röntgenresist und Strukturierung durch Röntgentiefenlithographie mit anschließendem Herauslösen der bestrahlten Bereiche erzeugt.

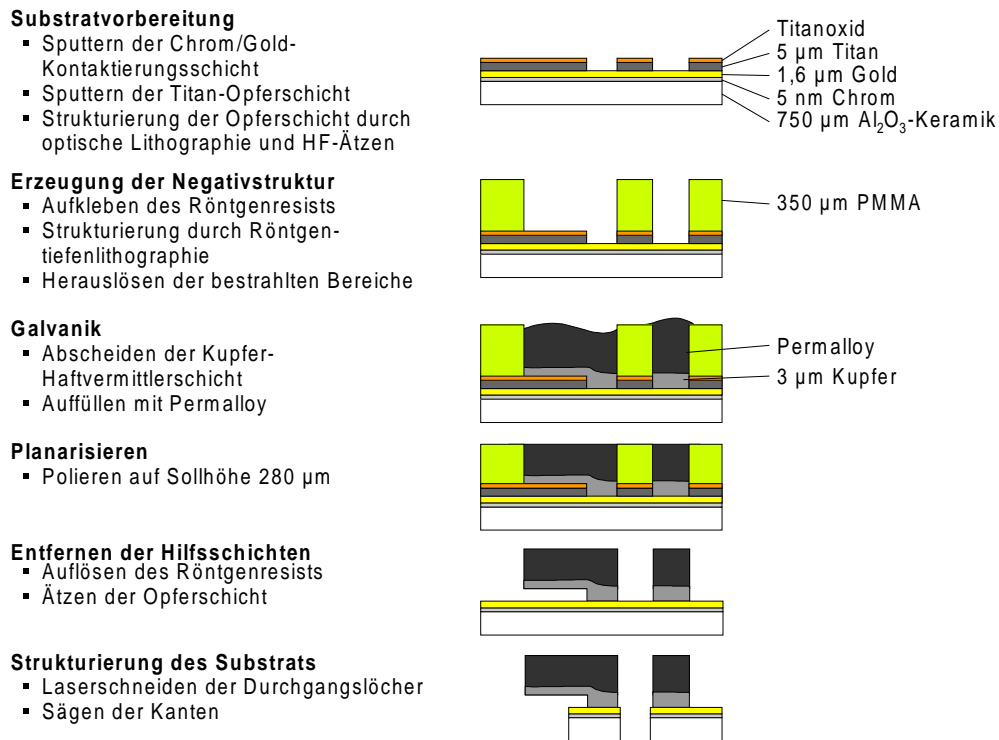


Abb. 5.10: Arbeitsschritte zur Herstellung des Aktors.

Die Spulenkörper werden in einem ähnlichen Prozeß hergestellt. Hierbei wird jedoch auf die Chrom/Gold-Schicht verzichtet und mit einer unstrukturierten Opferschicht gearbeitet. Nach dem Auflösen der Opferschicht werden die Körper vollständig vom Substrat abgelöst. Um sie einfacher handhaben zu können, sind sie über Sollbruchstellen an einem Gitter befestigt, aus dem sie bei der Montage entnommen werden.

5.4.2 Montageablauf

Die Schritte der Montage des Aktors sind in Abb. 5.11 gezeigt. Die weißen Tropfen deuten hier Klebstellen aus lichthärtendem Epoxydkleber an. Die schwarzen stehen für elektrisch leitfähige Klebstellen.

Zuerst wird der Spulenkörper mit fünf Lagen à 90 Windungen Kupferlackdraht mit einem Kupferquerschnitt von 15 µm bewickelt und an beiden Enden des Spulenkörpers mit Klebstoff fixiert. Anschließend wird die Spule in den Aktor eingesetzt. Der Spulenkörper liegt hierbei auf der Keramik des Aktors auf. Durch Rastnasen im Aktor wird die Spule fixiert.

Im dritten Schritt wird der Aktor kopfüber in die Haltestruktur innerhalb des Spektrometers gesenkt. Es erfolgt eine Verschiebung nach links, bis die Anschläge des Aktorkörpers den Justierrahmen berühren. Anschließend wird er nach unten verschoben, bis die Anschläge auch hier die Einhaltung der richtigen Position gewährleisten. Durch Applikation von Klebstoff in den Spalt zwischen Keramik und Justierrahmen erfolgt die Befestigung. Die externen Kontaktdrähte werden eingelegt und elektrisch leitend mit den Spulendrähten verbunden. Das genaue Verfahren wird im folgenden Kapitel beschrieben. Die Einkoppelfaser wird in ihre Haltegräben eingelegt und fixiert.

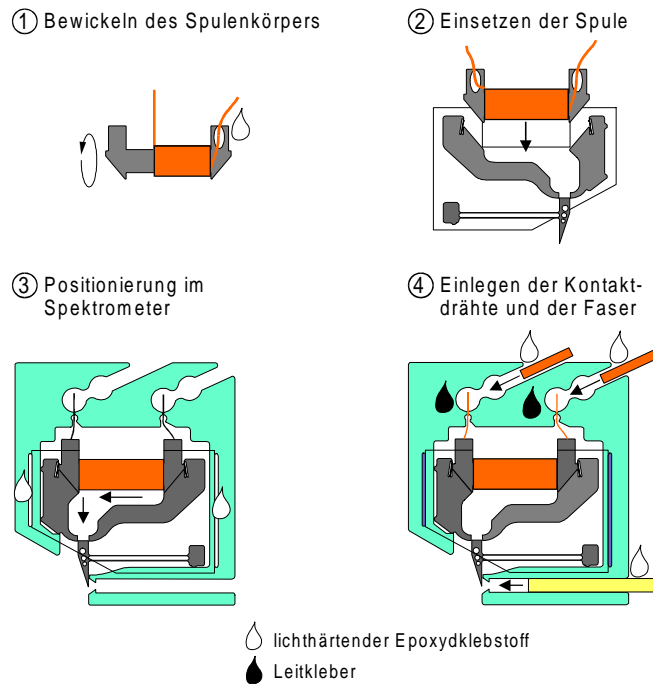


Abb. 5.11: Montageablauf des Choppers.

In der Zeichnung nicht mehr dargestellt ist das Verschließen des Spektrometers mit einer goldbeschichteten Deckplatte. Zusätzlich zu diesem Deckel wird abschließend noch eine Keramikplatte über die gesamte Spektrometerfläche gelegt, die durch thermisch leitfähigen Kleber mit der Spulenumwicklung verbunden ist und für eine gute Abfuhr der umgesetzten Leistung über die gesamte Oberfläche sorgt. Abb. 5.12 zeigt schematisch einen Querschnitt durch den Gesamtaufbau nach der Montage. Durch die aneinander angepaßten Strukturhöhen kann sich die Blende frei in der Struktur bewegen.

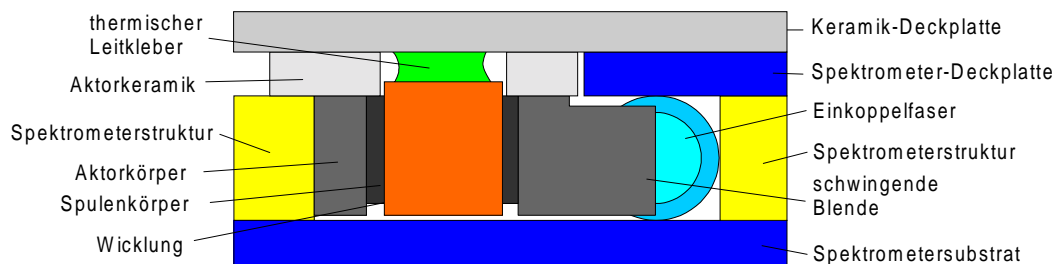


Abb. 5.12: Schematischer Querschnitt durch den Gesamtaufbau.

5.4.3 Kontaktierung der Spule

Zur Kontaktierung des nur 15 μm dicken Kupferlackdrahtes muß ein Weg gefunden werden, der mit der Polymerstruktur des Spektrometers kompatibel ist. Die gefundene Lösung zeigen Abb. 5.13 und Abb. 5.14. Der Spulendraht wird zuerst auf die Oberfläche der Polymerstruktur über die Engstelle und die kreisförmigen Vertiefung gelegt. Ein Preßstempel drückt ihn dann auf den Boden der Vertiefung und fixiert ihn dort. Hierbei wird der Draht gleichzeitig von der Engstelle geklemmt. Durch Ziehen am noch aus der Vertiefung ragenden Ende des Drahtes wird dieser an der Quetschstelle am Boden abgerissen. Der Preßstempel wird dann entfernt. Anschließend wird der externe Kontaktdraht mit einem Durchmesser von 230 μm eingelegt und die Vertiefung mit Leitkleber (Epo-Tek H20E-PFC) verfüllt.

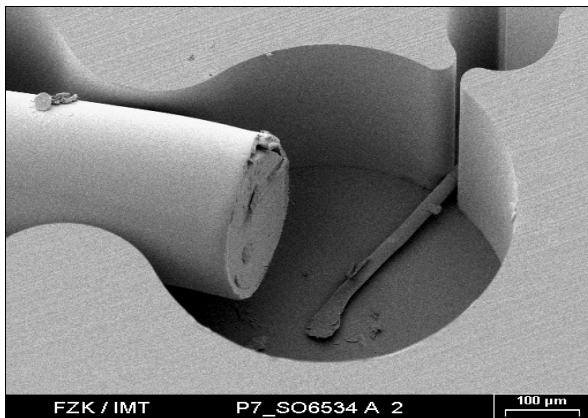


Abb. 5.13: Kontaktstelle nach Einlegen und Abquetschen des Spulendrahtes und Einlegen des Kupferlackdrahtes zur externen Kontaktierung.

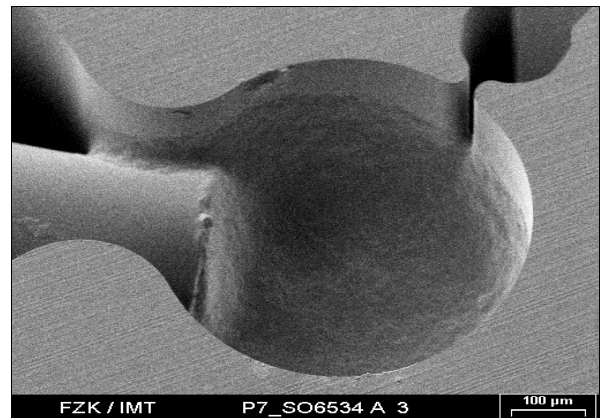


Abb. 5.14: Kontaktstelle nach Applikation und Aushärten des Leitklebers.

Die Härtung des Klebstoffs erfolgt bei 60°C in 12 h. Für die Kontaktierung des Kupferlackdrahtes der Spule mit seinem geringen Querschnitt ist nicht der Volumenwiderstand des Klebstoffs entscheidend, sondern seine Fähigkeit, eine niederohmige Verbindung zu dieser kleinen Kontaktstelle zu gewährleisten. Diese Art der Kontaktierung ermöglicht einen Kontaktwiderstand von ca. 3,4 Ω . Die Reproduzierbarkeit ist ausreichend mit einer Standardabweichung von 0,5 Ω .

5.4.4 Integration der Spule in den Aktor

Die Montage des bewickelten Spulenkörpers wird durch zwei Rastnasen im Chopper-Grundkörper erleichtert. Beim Einschieben der Spule werden die am Ende einer Blattfeder befindlichen Köpfe der Rastnasen zur Seite gedrückt und schnappen beim vollständigen Kontakt zwischen beiden Bauteilen wieder zurück. Hierbei kommt die Unterseite des Kopfes mit einer Schräge von ca. 15° zur Wagerechten auf dem mit 10 μm verrundeten Absatz des Spulenkörpers zu liegen. Abb. 5.15 zeigt den Vorgang des Einschiebens und die drei Positionen der Rastnase vor und während der Montage und im eingeschnappten Zustand. Durch die Schräge können Toleranzen beider Bauteile durch ein mehr oder weniger weites Vorschnappen des Kopfes ausgeglichen werden. Federlänge und die beiden Federwege s_1 und s_2 müssen so ausgelegt sein, daß einerseits das Federmaterial bei der Montage nicht überlastet wird und andererseits eine hohe Haltekraft auf die Spule ausgeübt wird.

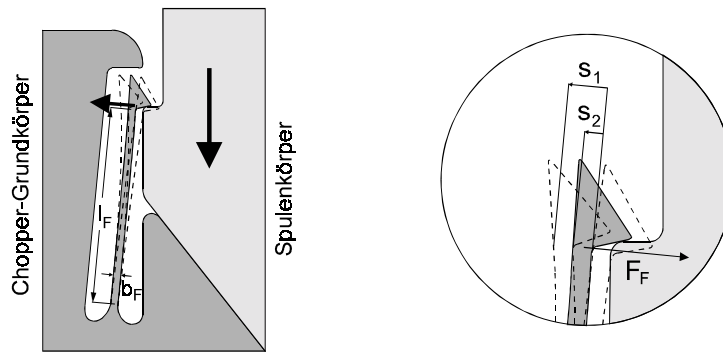


Abb. 5.15: Ausschnitt aus der Schnittstelle zwischen Chopper-Grundkörper und Spulenkörper mit eingerasteter Federzunge. Designlage und maximale Auslenkung des Federkopfes beim Einschieben der Spule sind strichliert dargestellt.

Die maximale Auslenkung s_1 der Feder mit einer Länge von $215 \mu\text{m}$ und einer Breite von $10 \mu\text{m}$ beträgt während des Einschiebens kurzzeitig $19 \mu\text{m}$ und liegt damit unterhalb der maximal zulässigen Auslenkung von $21 \mu\text{m}$ [Dub97]. Die stationäre Auslenkung s_2 der Feder im eingeschnappten Zustand beträgt ca. $4 \mu\text{m}$ und erzeugt eine Anpreßkraft von ca. 5 mN , was mehr als der hundertfachen Gewichtskraft der Spule entspricht.

5.5 Materialeigenschaften

Zur Auslegung des Aktors wurden im Vorfeld die magnetischen und mechanischen Eigenschaften des verwendeten Materials untersucht. Es handelt sich um eine galvanisch abgeschiedene Legierung aus Nickel und Eisen mit einem Gewichtsprozentanteil des Nickels von 80%, dem sogenannten Permalloy.

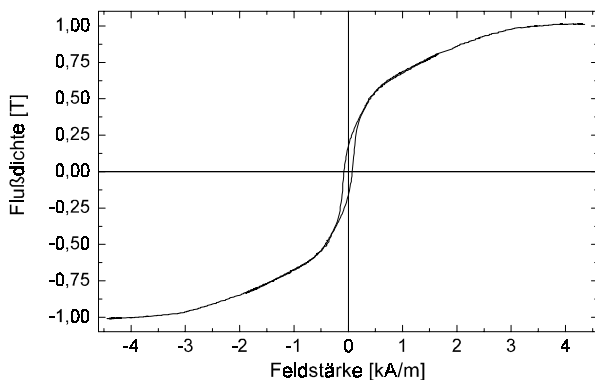


Abb. 5.16: Hystereseschleife einer galvanisierten NiFe-Probe (79 Gew.% Ni) bei einer Meßfrequenz von 100 Hz.

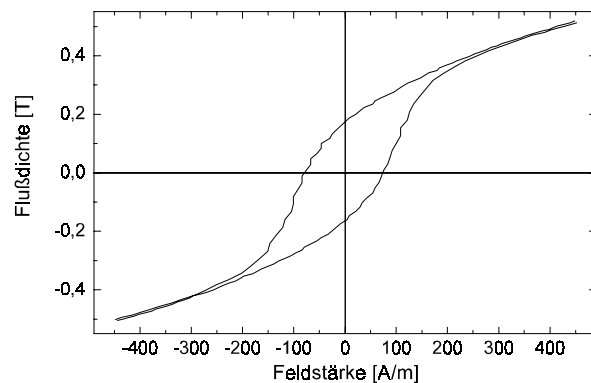


Abb. 5.17: Ausschnitt aus Abb. 5.16.

Die magnetischen Eigenschaften werden mit einem in [Ste97] beschriebenen Versuchsaufbau untersucht. Es handelt sich um eine an DIN 50462 angelehnte Bestimmung mittels eines sogenannten Eppsteinrahmens, wobei die Dimensionen der Probenkörper den Anforderungen der Mikrotechnik angepaßt wurden. Abb. 5.16 und Abb. 5.17 zeigen den ermittelten Verlauf der Flußdichte in Abhängigkeit von der Feldstärke für eine Erregerfrequenz von 100 Hz. Aus Ihnen werden die für den Betrieb des Aktors wichtigen Größen der Remanenz, der Koerzitivfeldstärke, der Sättigung und der relativen Permeabilität bestimmt.

Um Aussagen über das Verhalten des Aktors bei verschiedenen Betriebsfrequenzen treffen zu können, werden die genannten Kennwerte bei 100 Hz, 500 Hz und 1 KHz ermittelt. Sie sind in Tab. 5.1 dargestellt. Während sich bei der Remanenz nur geringe Unterschiede ergeben, sinkt die Sättigungsfeldstärke bei 1 kHz auf 0,8 T im Vergleich zu 1 T bei 100 Hz und 500 Hz. Die Koerzitivfeldstärke steigert sich von 76 A/m auf 130 A/m, bleibt aber noch ausreichend gering, um einen verlustarmen Betrieb zu ermöglichen.

Die wichtigste Kenngröße für einen effizienten Betrieb des Aktors stellt die relative Permeabilität dar. Da sie ein Maß für die Steigung der aufgenommenen Kurven ist, ergeben sich bei Erregung mit unterschiedlicher Feldstärke unterschiedliche Werte. Es wird deshalb für die Bereiche von 0 T bis 0,5 T und von 0 T bis 0,75 T der Kurvenverlauf linearisiert und die aus der Steigung der Ausgleichsgeraden gewonnenen relativen Permeabilitäten angegeben.

Frequenz [Hz]	100	500	1000
Remanenz [T]	0,18	0,20	0,21
Sättigungsfeldstärke [T]	1,01	1,01	0,80
Koerzitivfeldstärke [A/m]	76	117	130
mittlere relative Permeabilität (0 - 0,5 T)	960	960	900
mittlere relative Permeabilität (0 - 0,75 T)	450	450	330

Tab. 5.1: Remanenz, Sättigungsfeldstärke, Koerzitivfeldstärke und relative Permeabilität einer galvanisierten NiFe-Probe (79 Gew.% Ni) für verschiedene Frequenzen des Erregerstroms.

Die ermittelten Werte sind im Bereich von 0 T bis 0,75 T geringer als im Bereich von 0 T bis 0,5 T. Daraus folgt für den Betrieb des Aktors, daß vorzugsweise mit Flüssen im Bereich bis 0,5 T gearbeitet werden sollte, da das Erreichen höherer Flüsse einer überproportional gesteigerten Erregung bedarf. Die relative Permeabilität nimmt mit steigender Frequenz ab. Da der Aktor im Bereich bis 1 kHz arbeiten soll, wird für die Auslegung sicherheitshalber ein mittlerer Wert von 600 verwendet.

Die zur Auslegung zusätzlich benötigten Materialparameter sind nach [Fei97] die maximal zulässige Zugspannung $\sigma_{b,zul}$ mit 1137 MPa, der Elastizitätsmodul E mit 169 ± 10 GPa und die Dichte ρ mit $8,91$ kg/m³.

5.6 Designoptimierung

Unter den gegebenen geometrischen und elektrischen Rahmenbedingungen und Materialparametern sind die einzelnen Komponenten zu optimieren. Im Falle der Spule sind dies die Anzahl der Windungen und der Durchmesser des verwendeten Drahtes.

Der Feder-Masse-Schwinger muß hinsichtlich seiner Resonanzfrequenz und seiner Stabilität gegenüber Querkräften untersucht werden. Hier ist auch von Interesse, inwieweit die Resonanzfrequenz durch einfache Änderungen der Federkonstanten in einem Nachfolgedesign angepaßt werden kann. Bei der Auslegung des Eisenkreises müssen insbesondere die Breite der Luftspalte und die Ankerbreite angepaßt werden, um eine optimale Funktion zu gewährleisten. Die für den Antrieb der Blende notwendigen Kräfte müssen vom Eisenkreis aufgebracht werden können, ohne daß das Material in die Sättigung gerät oder es zu einer Überlastung der Erregerspule kommt.

Die Betrachtungen werden für Gleichstrombetrieb des Aktors durchgeführt. Es wird jedoch keine Optimierung auf eine ausreichende Auslenkung der Blende im stationären Betrieb durchgeführt, da für einen Schwingchopper ein Betrieb im Bereich der Resonanzfrequenz sinnvoll ist. Hier kann mit den in [Rog96] für ähnliche Geometrien ermittelten Resonanzüberhöhungen vom 30-fachen bis 180-fachen der stationären Auslenkung gerechnet werden.

5.6.1 Spule

Die Erregung Θ des Aktors erfolgt durch eine stromdurchflossene Kupferspule. Da die Erregung proportional dem Produkt aus Spulenstrom und Windungszahl ist, ist für den Betrieb des Aktors mit möglichst geringen Strömen I_{Sp} eine große Windungszahl N zu wählen. Durch die geometrischen Rahmenbedingungen liegt die Spulenlänge l_{Sp} weitgehend fest. Um die Windungszahl zu erhöhen, muß also der Drahtdurchmesser verkleinert werden. Durch den so ansteigenden Spulenwiderstand resultiert daraus jedoch ein Anstieg der Verlustleistung und der nötigen Versorgungsspannung.

Der in Abb. 5.18 dargestellte Spulenkörper hat eine Breite b_{Sp} von $400\ \mu\text{m}$ und eine Strukurhöhe h_{Sp} von $180\ \mu\text{m}$. Für die erste Windungslage der $1,8\ \text{mm}$ langen Kupferlackdrahtspule mit dem spezifischen Widerstand ρ_{Cu} und einer Isolierschichtdicke d_I beträgt die ohmsche Verlustspannung

$$U_R = \frac{8(b_{Sp} + h_{Sp})}{\pi \cdot \left(\frac{l_{Sp}}{N} - 2d_I\right)^2} \cdot \rho_{Cu} \cdot \Theta. \quad (5-2)$$

Hierbei wird davon ausgegangen, daß sich die Spule nicht erwärmt und ihr Widerstand konstant bleibt. Sie ist für vier verschiedene Erregungen zusammen mit dem korrespondierenden Spulenstrom als Funktion der Windungszahl in Abb. 5.19 dargestellt. Die maximale Windungszahl von ca. 130 ergibt sich aus dem verfügbaren minimalen Drahtdurchmesser von $10\ \mu\text{m}$.

Betrachtet man die dort dargestellten Verläufe von Strom und Spannung für eine konstante Erregung, so wird klar, daß mehr als 80 Windungen gewählt werden sollten. Hier sind die Erregerströme ausreichend gering. Die notwendigen Spannungen liegen unterhalb $1\ \text{V}$. Um einen Standarddraht mit $15\ \mu\text{m}$ Durchmesser nutzen zu können, wird die Windungszahl auf 90 je Lage festgelegt. Für eine Erregung von einer Ampere-Windung (AW) ergibt sich dann ein Strom von $11,1\ \text{mA}$.

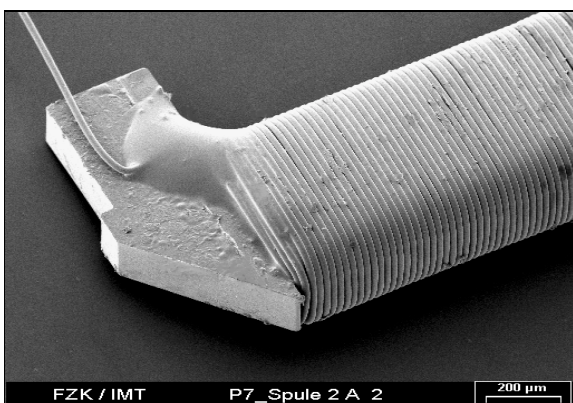


Abb. 5.18: REM-Aufnahme der Spule mit 450 Windungen in 5-lagiger Wicklung.

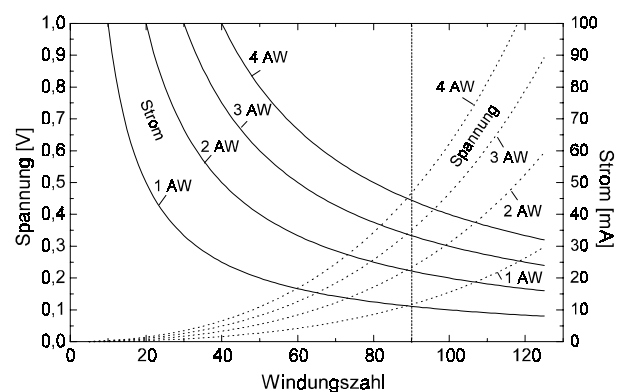


Abb. 5.19: Kennlinienfeld der ersten Wicklungslage bei einer Spulenlänge von $1,8\ \text{mm}$, -höhe von $180\ \mu\text{m}$, -breite von $400\ \mu\text{m}$.

Durch eine fünflagige Wicklung ist eine Erhöhung der Erregung auf 5 AW bei gleichem Strom zu erreichen. Der Spulenwiderstand beträgt dann mit dem spezifischen Widerstand von Kupfer ($\rho_{\text{Cu}} = 1,55 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$) [Han56] ca. 50Ω und führt zu einer Verlustleistung von 6,2 mW und einem Spannungsabfall von 0,55 V.

Eine weitere Vergrößerung der Erregung ist durch eine Steigerung des Stromes möglich, wobei die Spannung linear und die umgesetzte Leistung jedoch quadratisch wachsen. Die weiter oben festgelegte Verlustleistung von maximal 100 mW wird für diese Spulengeometrie erst bei einem Strom von 44 mA erreicht. Die benötigte Spannung beträgt dann 2,2 V und führt zu einer Erregung von 20 AW. Die maximale Belastbarkeit der Spule in Abhängigkeit von den thermischen Umgebungsbedingungen wird in Kap. 5.7.1 experimentell ermittelt.

Der Vergleich dieser Zahlen mit den Daten der in [Rog96] realisierten monolithisch integrierten Spulen zeigt, daß durch den Einsatz von konventionellem Kupferlackdraht mit einer Stärke von $15 \mu\text{m}$ eine wesentliche Vergrößerung der Windungszahl bei gleichzeitig geringerem Widerstand je Windung möglich ist. Der aufwendigeren Aufbautechnik bei der Wicklung und dem Einsetzen der Spulen steht durch den Verzicht auf einen mehrschichtigen LIGA-Prozeß eine vergrößerte Prozeßsicherheit entgegen.

5.6.2 Feder-Masse-Schwinger

Bei der Auslegung des Feder-Masse-Systems geben die geometrischen Rahmenbedingungen die minimale Federkonstante und die minimale Ankermasse weitgehend vor. Die Forderung nach einer einseitigen Aufhängung des Ankers erzwingt die Verwendung von Rechteckparallelfedern, um Drehbewegungen des Ankers im Luftspalt durch auftretende Kräfte quer zur Bewegungsrichtung zu unterdrücken. Für die Federlänge l_F steht ein Weg von maximal $2000 \mu\text{m}$ zur Verfügung. Für eine ausreichende Prozeßsicherheit muß eine Federbreite b_F von mindestens $10 \mu\text{m}$ gewählt werden. Die Federkonstante beträgt unter diesen Randbedingungen bei einer Federhöhe h_F und dem Elastizitätsmodul E von NiFe mit

$$c_{\text{RP}} = \frac{2b_F^3 h_F E}{l_F^3} \quad (5-3)$$

mindestens $11,8 \text{ N/m}$. Für den Anker mit Blende ergibt sich bei einer Ankerbreite von $200 \mu\text{m}$ eine Masse m_a von $0,24 \text{ mg}$, woraus sich unter Vernachlässigung der Federmasse und der Annahme einer punktförmigen schwingenden Masse am Federende eine Resonanzfrequenz

$$f_{\text{Res}} = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{c_{\text{RP}}}{m_a}} \quad (5-4)$$

von 1120 Hz ergibt.

Es besteht die Möglichkeit, diese durch eine Verbreiterung der Federn zu steigern. Im Sinne einer möglichst gleichmäßigen Belastung des Federmaterials sollte die Verbreiterung nicht gleichmäßig auf der gesamten Federlänge, sondern von den Enden beginnend mit einer parabolisch abnehmenden Federbreite erfolgen. Im Mittelbereich der Feder darf hierbei die Breite von $10 \mu\text{m}$ wiederum nicht unterschritten werden.

Da bei diesem Vorgehen die Masse der Federn zunimmt, läßt sich eine Erhöhung der Resonanzfrequenz nicht vollständig durch eine quadratische Erhöhung der Federkonstanten erreichen, wie dies aus (5-4) zu erwarten wäre. Tab. 5.2 zeigt die durch Finite-Elemente

(FEM) Simulation unter Verwendung der realen Masseverteilung des Ankers berechneten Resonanzfrequenzen und Federkonstanten für einen Kraftangriff am Federende.

Breite des Federendes [µm]	10	20	30	40	50
Resonanzfrequenz [Hz]	953	1137	1487	1877	2280
Federkonstante [N/m]	11,7	16,9	30,0	49,8	76,5

Tab. 5.2: Resonanzfrequenzen und Federkonstanten des Aktors bei parabolischem Federprofil in Abhängigkeit der Breite des Federendes.

Für eine konstante Breite der Feder von 10 µm ergibt sich eine Resonanzfrequenz von 953 Hz anstelle der analytisch berechneten 1120 Hz. Diese Abweichung wird durch die nun mitberücksichtigte schwingende Federmasse verursacht. Da eine Resonanzfrequenz von 953 Hz für den geplanten Einsatzbereich ausreicht, wird der Aktor mit einer konstanten Federbreite von 10 µm realisiert. Für Nachfolgedesigns mit geringerer Resonanzfrequenz ist bei einer Federbreite von 10 µm die Ankermasse zu vergrößern.

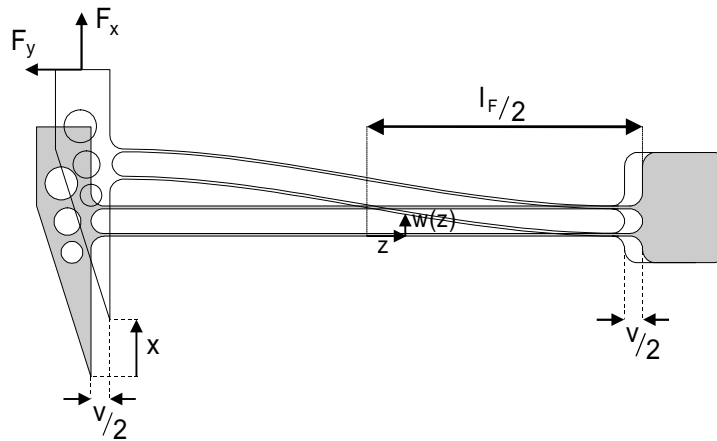


Abb. 5.20: Anker mit Rechteck-Parallelfeder und Halteklötzchen.

Abb. 5.20 zeigt den Anker in Ruhelage und bei einer Auslenkung x in Arbeitsrichtung. Durch die Auslenkung des Aktors kommt es zu einem Versatz senkrecht zur Bewegungsrichtung. Dieser muß bei der Wahl der Luftspaltbreite zwischen Anker und Kern berücksichtigt werden, damit es nicht zu einem Kontakt zwischen beiden kommt. Mit der Form der Biegelinie $w(z)$ für eine Einzelblattfeder [Dub97] läßt sich für eine Hälfte der Rechteckparallelfeder die Länge der Biegelinie in Abhängigkeit der Koordinate z , deren Ursprung in der Mitte der Rechteckparallelfeder liegt, für eine Auslenkung x des Ankers angeben.

$$l(z_E, x) = \int_0^{z_E} \sqrt{1 + \left[x \cdot \left(\frac{6z^2}{l_F^3} - \frac{3}{2l_F} \right) \right]^2} dz \quad (5-5)$$

Der Wert z_E , für den diese Länge der Biegelinie gerade der halben Federlänge entspricht, ist die Lage des Endpunkts der ausgelenkten Feder. Dadurch wandern rechnerisch die Blende und der Halteklötzchen um $v/2$ auf die Mitte der Blattfeder zu. Da real der Halteklötzchen am Substrat fixiert ist, verschiebt sich die Lage der Blende zum Substrat und somit auch zum Aktorkern um

$$v = l_F - 2 \cdot z_E \quad (5-6)$$

In Tab. 5.3 ist dieser Versatz für verschiedene Auslenkungen des Aktors angegeben.

Auslenkung [μm]	50	100	150	200
Ankerversatz [μm]	0,7	3,0	6,7	11,9

Tab. 5.3: Ankerversatz in Abhängigkeit der Auslenkung für eine Rechteckparallelfeder mit einer Länge von $2000\ \mu\text{m}$ und einer Breite von $10\ \mu\text{m}$.

Durch die nicht zu vernachlässigende Größe des Versatzes muß der Luftspalt des Aktors bei einer gewünschten Maximalauslenkung von $100\ \mu\text{m}$ einseitig um $3\ \mu\text{m}$ verbreitert werden.

Da der Eisenkreis des Aktors nicht symmetrisch zum Anker aufgebaut ist, kann im Betrieb durch einen parasitären magnetischen Fluß über die Feder eine Kraft F_y quer zur Auslenkungsrichtung auftreten. Für die einwandfreie Funktion des Aktors ist die Steifigkeit der Rechteckparallelfeder gegenüber Querkraften entscheidend, um eine möglichst kleine Verkippung des Ankers zu erreichen.

Durch eine FEM-Berechnung wurde deshalb die Abweichung der Ankermittle in Abhängigkeit von der Auslenkung aus der Ruhelage unter der Annahme, daß auslenkende Kraft F_x und Querkraft F_y im Mittelpunkt der Ankervorderfläche angreifen, ermittelt. Es wurden die drei Lastfälle einer nicht vorhandenen Querkraft, einer Querkraft mit konstanter Größe von $1\ \text{mN}$ und einer mit der auslenkenden Kraft ansteigenden, gleichgroßen Querkraft ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.21 dargestellt.

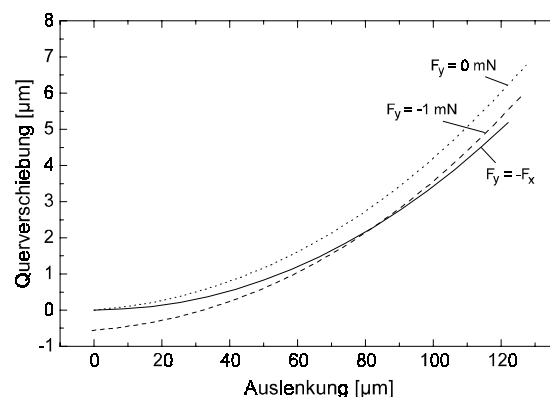


Abb. 5.21: Querverschiebung als Funktion der Auslenkung x für die drei Fälle:
 (1) keine Querkraft ($F_y = 0\ \text{mN}$),
 (2) konstante Querkraft ($F_y = 1\ \text{mN}$),
 (3) Querkraft gleich der auslenkenden Kraft ($F_y = F_x$).

Es zeigt sich, daß die Querverschiebung ohne Querkraft höher liegt als die durch analytische Rechnung mit Hilfe der Biegelinie gefundenen Werte. Dies wird durch den Angriff von F_x nicht am Federende, sondern am Ankerende verursacht, woraus eine Verkippung des Ankers resultiert. Die Ergebnisse mit Querkraften zeigen eine ausreichende Steifigkeit der Anordnung, wobei die Querkraften eine Verringerung der Verschiebung verursachen, wenn sie wie im angenommenen Fall von den Federn weg wirken.

5.6.3 Eisenkreis

Der Eisenkreis besteht aus einem feststehenden Kern, der zusammen mit der eingesetzten Spule den unbeweglichen Teil des Aktors bildet. In einem Spalt des Kerns wird der Anker von der Feder geführt. Die mit dieser Anordnung erzielbaren Kräfte sollen zuerst anhand eines einfachen Modells [Rog96] abgeschätzt werden. Um parasitäre Effekte zu berücksichtigen, erfolgt anschließend eine Berechnung der magnetischen Felder und der resultierenden Kräfte auf den Anker mit der Finite-Elemente-Methode (FEM).

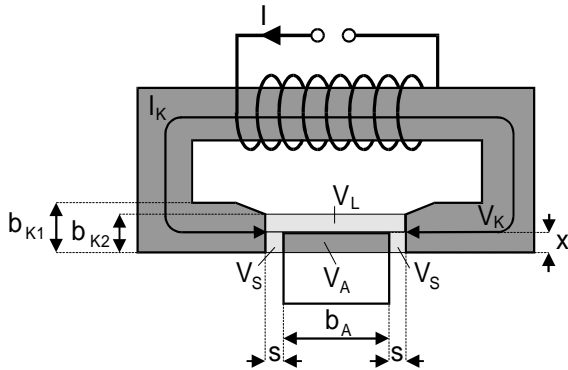


Abb. 5.22: Schematische Darstellung von Kern und Anker mit Abmessungen und der bei der analytischen Abschätzungen verwendeten Volumina.

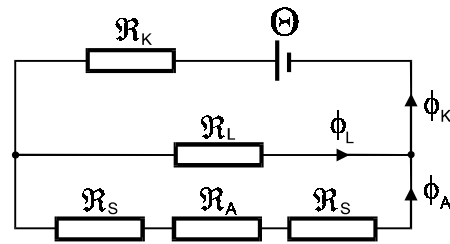


Abb. 5.23: Ersatzschaltbild des Aktors.

Es wird davon ausgegangen, daß sich für den Kern, den Anker, die Spalten rechts und links des Ankers und die Luft zwischen den Polschuhen vor dem Anker der magnetische Widerstand

$$\mathcal{R}_E(x) = \frac{l_E}{\mu_E \cdot b_E \cdot h} \quad (5-7)$$

berechnen läßt. Er wird bestimmt von der Länge l_E , der Breite b_E und der Permeabilität μ_E des jeweiligen Elements (E) Kern (K), Luft (L), Spalt (S) oder Anker (A). Bis auf den magnetischen Widerstand des Kerns hängen die Widerstände von der Eindringtiefe x des Ankers in den Kern ab. Mittels des Ersatzschaltbildes in Abb. 5.23 lassen sich für eine von der Spule eingepreßte magnetische Erregung

$$\Theta = N \cdot I \quad (5-8)$$

äquivalent zum elektrischen Stromkreis die magnetischen Teilflüsse

$$\phi_E(x) = \frac{\Theta_E(x)}{\mathcal{R}_E(x)} \quad (5-9)$$

berechnen. Die gespeicherte Energie in den Elementen beträgt bei einer Strukturhöhe h

$$W_E(x) = \frac{1}{2} \cdot \frac{l_E}{\mu_E b_E h} \cdot \phi_E^2(x). \quad (5-10)$$

Mit ihrer Hilfe läßt sich die Kraft, die auf den Anker in Richtung des Kerns wirkt, nach

$$F_{\text{mag}}(x) = \frac{d}{dx} \left[\sum_E W_E(x) \right] \quad (5-11)$$

berechnen.

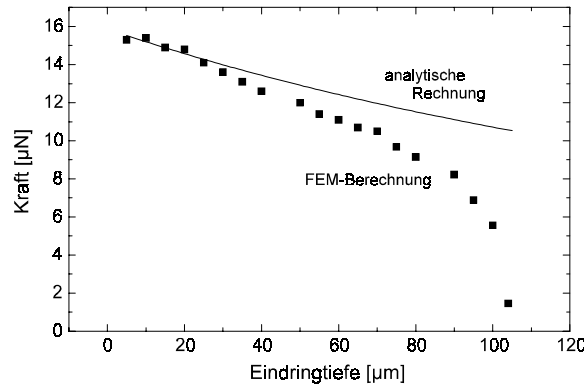


Abb. 5.24: Vergleich des Ergebnisses der analytischen Abschätzung mit einer FEM-Berechnung des identischen Eisenkreises.

Abb. 5.24 zeigt das Ergebnis einer solchen Berechnung im Vergleich zu einer FEM-Berechnung mit identischen geometrischen Abmessungen. Die Polschuhbreite beträgt $105 \mu\text{m}$, die Eindringtiefe des Ankers in Ruhelage $5 \mu\text{m}$. Es zeigt sich, daß das einfache Modell zur Abschätzung der maximalen Kraft bei einer geringen Eindringtiefe geeignet ist. Wenn die Eindringtiefe ähnlich groß wie die Polschuhbreite wird, treten große Abweichungen von der analytischen Kurve auf. Zur Diskussion der Änderung der Kraft in Abhängigkeit von den Abmessungen des Ankers und des Luftspalts kann sie jedoch herangezogen werden.

Geht man von einer gleichmäßigen Flußdichteverteilung über dem Ankerquerschnitt aus, läßt sich auch die Stärke des Magnetfelds im Anker nach

$$B_A(x) = \frac{\phi_A(x)}{x \cdot h} \quad (5-12)$$

berechnen. Es hat seinen maximalen Wert bei diesem Aktortyp bei kleinen Eindringtiefen und fällt beim weiteren Eindringen des Ankers in den Luftspalt ab.

	Luftspaltbreite [μm]	5	10	15
Ankerbreite 100 μm	Kraft [mN]	4,47	2,44	1,65
	B-Feld im Anker [T]	1,54	0,96	0,69
Ankerbreite 200 μm	Kraft [mN]	4,73	2,63	1,80
	B-Feld im Anker [T]	1,53	0,95	0,69

Tab. 5.4: Für eine Erregung von 20 AW berechnete Kräfte für eine Eindringtiefe des Ankers von $5 \mu\text{m}$ und B-Feldstärken für eine Eindringtiefe von $100 \mu\text{m}$ bei Ankerbreiten von $100 \mu\text{m}$ und $200 \mu\text{m}$ für verschiedene Luftspaltbreiten.

Tab. 5.4 zeigt die mit dem Modell ermittelten Kräfte auf den Anker bei einer Eindringtiefe von $5 \mu\text{m}$ für zwei verschiedene Ankerbreiten und unterschiedliche Luftspaltbreiten. Die Eisenkreislänge beträgt entsprechend den Abmessungen des Aktors hierbei $6,5 \text{ mm}$. Die Erregung entspricht den maximal von der Spule gelieferten 20 AW.

Es zeigt sich, daß die ursprünglich bei der Betrachtung der Resonanzfrequenz angenommene Ankerbreite von $200\ \mu\text{m}$ zu geringfügig höheren Kräften auf den Anker führt, als eine auf $100\ \mu\text{m}$ reduzierte Breite. Eine Reduzierung der Breite wäre somit nur sinnvoll, wenn die Resonanzfrequenz des Aktors gesteigert werden muß. Kleinere Luftspalte führen zu größeren Kräften, da der magnetische Widerstand des Gesamtaufbaus geringer wird und mit der selben Erregung größere Flüsse realisierbar sind. Die größten Flüsse treten bei maximal in den Kern eingefahrenem Anker auf. Für diesen Fall sind die B-Feldstärken im Anker angegeben. Es zeigt sich, daß die maximale Erregung der Spule für kleine Luftspaltbreiten nicht genutzt werden kann, da sie zur Sättigung des Ankermaterials führen. Dies erlaubt einen Betrieb unterhalb der maximalen Erregung und damit der vorgegebenen maximalen Verlustleistung. Für einen Betrieb mit möglichst kleiner Leistungsaufnahme sind deshalb möglichst geringe Luftspaltbreiten vorteilhaft.

Nach diesen grundsätzlichen Überlegungen unter idealisierenden Annahmen ist es sinnvoll, die realen geometrischen Verhältnisse durch FEM-Berechnung nachzubilden. Da nicht nur der Kern und der Anker des Aktors aus NiFe bestehen, sondern ebenfalls die Blattfedern und der Halteklötz, ergeben sich hierdurch parasitäre Effekte, die genauer untersucht werden. Aufgrund der starken Führung des hochpermeablen Kernmaterials kann die Rechnung zweidimensional erfolgen. Die für die FEM-Berechnung verwendete Geometrie entspricht im Bereich der Luftspalte, dem Anker und der Federn exakt dem realen Design.

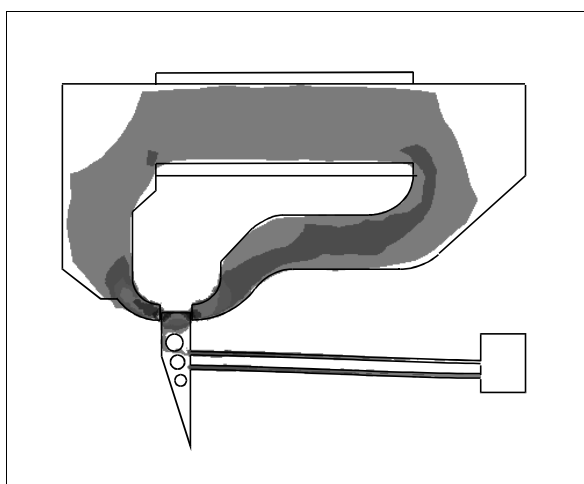


Abb. 5.25: Qualitativer Verlauf der B-Feldstärke bei einer Eindringtiefe von $55\ \mu\text{m}$, Luftspaltbreiten $5\ \mu\text{m}$, Polschuhbreite $105\ \mu\text{m}$, relative Permeabilität 600.

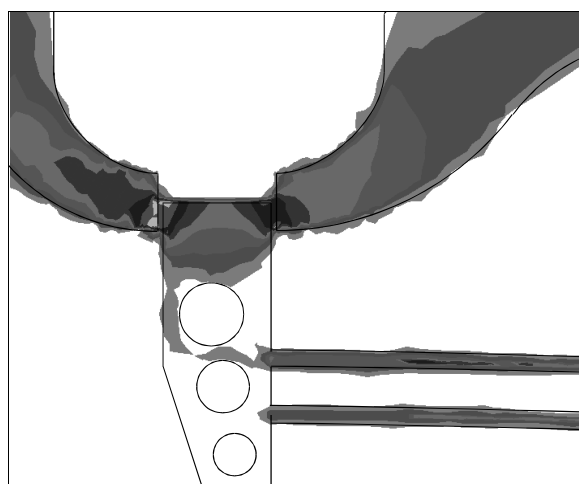


Abb. 5.26: Detail aus Abb. 5.25: Anker und Polschuhe des Aktors.

Abb. 5.25 zeigt qualitativ den Verlauf der B-Feldstärke über dem Querschnitt des Aktors bei Luftspaltbreiten von $5\ \mu\text{m}$ und einer Eindringtiefe des Ankers von $55\ \mu\text{m}$. Es wird deutlich, daß ein parasitärer Teilfluß über den Luftraum vom Kern über die Blattfedern in den Anker und über den linken Luftspalt zurück in den Kern gelangt. Dies führt zu einer nicht vernachlässigbaren magnetischen Feldstärke in den Blattfedern. Die hieraus resultierende asymmetrische Feldverteilung im Bereich des Ankers ist im Ausschnitt in Abb. 5.26 gut erkennbar. Diese Feldverteilung trägt nicht nur zu einer Auslenkung des Ankers nach oben bei, sondern bewegt ihn nach links. Ein möglichst großer Abstand zwischen Anker und Blattfedern minimiert diesen Effekt. Eine weitere Größe, die ihn beeinflusst, ist die Breite der Luftspalte, da sich hierdurch der magnetische Widerstand über dem Anker ändert. Das Verhältnis dieses Widerstands zum Widerstand über den Federn ändert ebenfalls den parasitären Fluß.

Um diesen Effekt näher zu untersuchen, werden für die oben angegebene Geometrie für verschiedene Luftspaltbreiten die Kräfte in Auslenkungsrichtung des Ankers F_x (Nutzkraft) und quer zur Auslenkungsrichtung F_y (Querkraft) berechnet. Das Ergebnis dieser Berechnung ist in Abb. 5.27 für eine Erregung von 1 AW dargestellt. Bei gleichmäßigen Spalten von $5\ \mu\text{m}$ Breite wächst die Querkraft bei einer Eindringtiefe von $100\ \mu\text{m}$ auf das dreifache der gewünschten Kraft in Auslenkungsrichtung an. Da sich der rechte Luftspalt bei einer Auslenkung des Ankers um $100\ \mu\text{m}$ um $3\ \mu\text{m}$ verkleinert, sind ebenfalls die Kurven für einen um $3\ \mu\text{m}$ verbreiterten Luftspalt angegeben. Erwartungsgemäß sinkt durch den größeren magnetischen Widerstand des Eisenkreises dadurch die Nutzkraft. Die Querkraft wird jedoch verstärkt und erreicht bei einer Eindringtiefe von $100\ \mu\text{m}$ etwa den 6-fachen Wert der Nutzkraft.

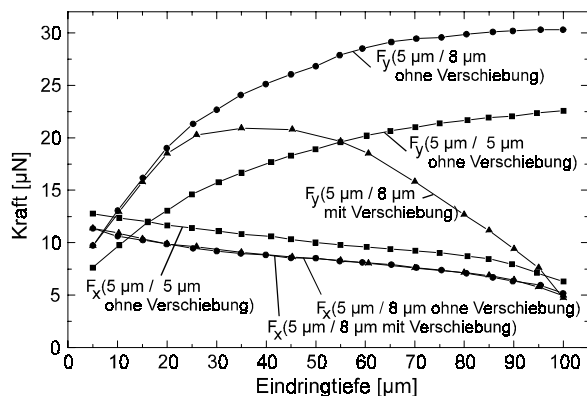


Abb. 5.27: Für eine Erregung von 1 AW berechnete Kräfte in Auslenkungsrichtung F_x und quer zur Auslenkungsrichtung F_y für:

1. beide Luftspalte $5\ \mu\text{m}$ Breite,
2. rechter Luftspalt auf $8\ \mu\text{m}$ verbreitert,
3. zusätzlich Berücksichtigung der Querverschiebung des Ankers.

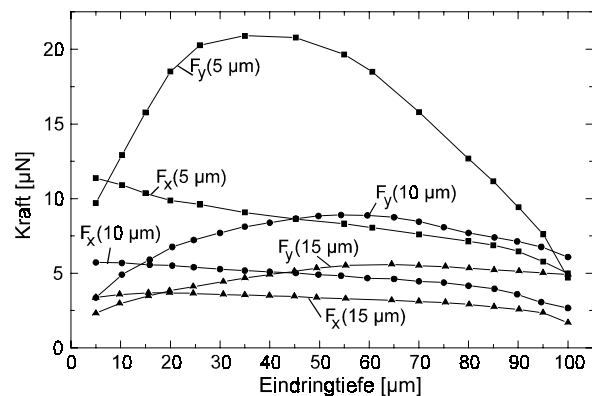


Abb. 5.28: Für eine Erregung von 1 AW berechnete Kräfte in Auslenkungsrichtung F_x und quer zur Auslenkungsrichtung F_y bei einem um $3\ \mu\text{m}$ verbreiterten rechten Spalt unter Berücksichtigung der Querverschiebung des Ankers für Breiten des linken Spalts von $5\ \mu\text{m}$, $10\ \mu\text{m}$ und $15\ \mu\text{m}$.

Berücksichtigt man zusätzlich die Querverschiebung des Ankers aufgrund der konstanten Biegelinie der Federn, so bleibt die Nutzkraft davon unbeeinflusst. Die Querkraft hat dann ihr Maximum nicht mehr bei der maximalen Eindringtiefe, sondern bereits bei $40\ \mu\text{m}$. Hier ist sie etwa zweimal so groß wie die Nutzkraft und fällt beim weiteren Eindringen des Ankers in etwa auf deren Größe ab. Durch die Verschiebung wird somit die Querkraft auf akzeptable Werte reduziert.

Eine Vergrößerung des linken Spalts reduziert die Querkraft und die Nutzkraft. Die Ergebnisse einer Berechnung der Kräfte für die Spaltbreiten des linken Spalts von $5\ \mu\text{m}$, $10\ \mu\text{m}$ und $15\ \mu\text{m}$ zeigt Abb. 5.28. Der rechte Luftspalt ist hierbei immer $3\ \mu\text{m}$ breiter als der linke. Bei den vergrößerten Spaltbreiten ist die maximale Querkraft im Vergleich zur maximalen Nutzkraft leicht vermindert. Entscheidend ist jedoch ihr Verlauf über der Eindringtiefe. Für größere Spaltbreiten wird das Maximum später erreicht. Da die Berechnung der Kräfte am Anker integral erfolgt, sind die Angriffspunkte der Querkraft für kleine Eindringtiefen weiter außen am Anker, der Hebel und das sich ergebende Drehmoment somit größer. Die Verschiebung des Maximums der Querkraft hin zu großen Eindringtiefen ist also für einen stabilen Betrieb des Aktors wünschenswert.

Die vergrößerten Spaltweiten von $10\ \mu\text{m}$ und $15\ \mu\text{m}$ sind auch hinsichtlich eines gegen Partikel unempfindlicheren Betriebs vorteilhaft. Wie weiter oben gezeigt wurde, sind dann aber weit größere Erregerströme als bei einer Spaltweite von $5\ \mu\text{m}$ notwendig. Da letztlich die Verwendung der Spaltbreite von $5\ \mu\text{m}$ davon abhängt, ob sie durch den Prozeß realisiert

werden kann und ob die Federn trotz eventueller Herstellungstoleranzen ausreichend stabil gegenüber Querkräften sind, werden im Rahmen dieser Arbeit drei Varianten des Aktors mit Spaltbreiten von $5\ \mu\text{m}/8\ \mu\text{m}$, $10\ \mu\text{m}/13\ \mu\text{m}$ und $15\ \mu\text{m}/18\ \mu\text{m}$ hergestellt.

Untersucht wird nur der Chopper mit $5\ \mu\text{m}$ und $8\ \mu\text{m}$ breiten Luftspalten, da er trotz der hohen Anforderungen an den Prozeß realisiert werden kann. Es kommt trotz der im Vergleich zu den anderen Varianten größeren parasitären Kräfte zu keinem Kontakt zwischen Blende und Kern.

5.7 Charakterisierung

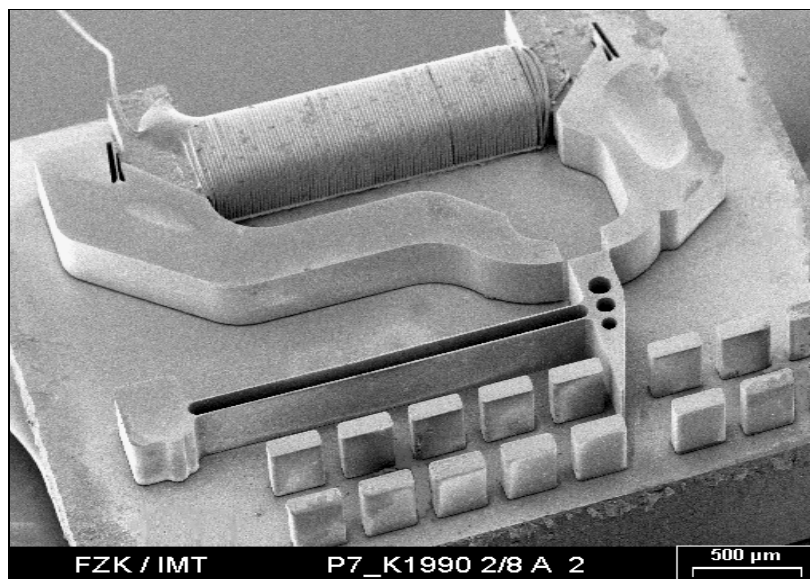


Abb. 5.29: REM-Aufnahme des Choppers mit Faserführungsgräben zur Charakterisierung im Teststand.

Den realisierten Mikrochopper mit eingesetzter Erregerspule zeigt Abb. 5.29. Er wird zuerst außerhalb der Spektrometerstruktur charakterisiert. Hierzu sind auf dem Substrat Führungsgräben für optische Fasern vorhanden, durch die in einem Testaufbau die Blendenlage detektiert wird. In diesem Testaufbau wird das Substrat über einen thermoelektrischen Kühler temperiert, um verschiedene thermische Umgebungsbedingungen zu simulieren.

Es wird zuerst geklärt, wie sich die Spule getrennt vom Aktor in Abhängigkeit der Umgebungsbedingungen verhält. Die Charakterisierung des Aktors erfolgt hinsichtlich seines elektrischen Verhaltens bei der Ansteuerung, der realisierbaren Auslenkung im stationären Betrieb und seines elektromechanischen Schwingungsverhaltens in Abhängigkeit der Betriebsfrequenz. Diese Untersuchungen dienen dem Ziel, die optimalen Betriebsparameter für den Einsatz in einem Spektrometersystem, das mit Lock-in-Verstärkung arbeitet, zu definieren.

5.7.1 Belastbarkeit der Spule

Um die maximale Stromaufnahme des Aktors festzulegen, wird zuerst untersucht, bei welchem Strom ein an der Atmosphäre frei hängender Kupferlackdraht der Spule durchbrennt. Es ergeben sich 260 mA. Oberhalb dieser Grenze sind die Anschlußdrähte der Spule gefährdet, da sie nicht in ein umgebendes Material eingebettet sind. Die Spulenwicklung selbst ist auf den ersten Blick durch den thermisch gut leitenden NiFe-Kern nicht gefährdet. Hier ergeben sich jedoch letztlich größere Einschränkungen für den Betriebsstrom der Spule, da die entstehende Verlustwärme nach außen abgeführt werden muß.

Es wird deshalb untersucht, welche Spulentemperatur sich in Abhängigkeit vom Spulenstrom bei einer Umgebungstemperatur von 23°C ergibt und welche Leistung dabei umgesetzt wird. Getestet wird bis zu einer maximalen Temperatur von 120°C, welche für die Isolierschicht der Spule noch zulässig ist.

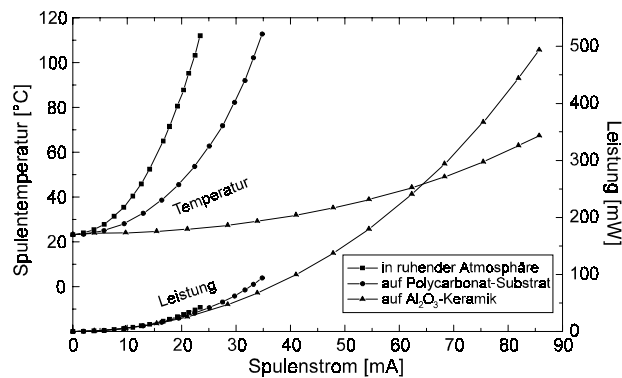


Abb. 5.30: Spulentemperatur und umgesetzte Leistung in Abhängigkeit des Spulenstroms für eine frei hängende Spule, bei gutem thermischem Kontakt zu einem PC-Substrat und einem Al₂O₃-Keramiksubstrat.

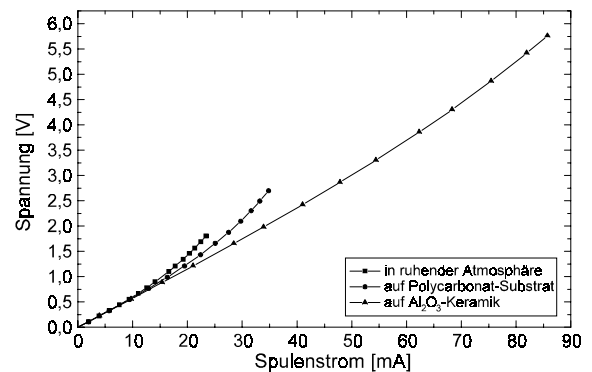


Abb. 5.31: Betriebsspannung als Funktion des Spulenstroms für eine frei hängende Spule, bei gutem thermischem Kontakt zu einem PC-Substrat und einem Al₂O₃-Keramiksubstrat.

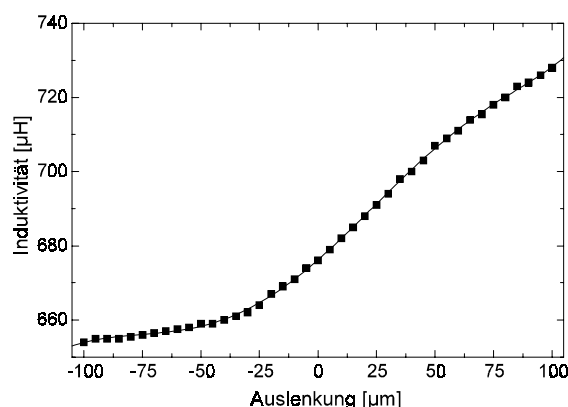
Die Ergebnisse der Untersuchung sind in Abb. 5.30 dargestellt. Die frei hängende Spule erreicht bereits bei einem Strom von ca. 25 mA eine kritische Temperatur. Zusätzlich zu einer Wärmeabfuhr durch Strahlung und Konvektion über der Spulenoberfläche muß also für eine gute thermische Leitfähigkeit zu einem Substrat gesorgt werden. Ein Versuch mit einem Polycarbonat-Substrat zeigt jedoch, daß die thermische Leitfähigkeit des Polymers nicht ausreicht, um dies zu gewährleisten, da hier die kritische Temperatur bei ca. 35 mA erreicht wird.

Um einen Betrieb oberhalb dieser Grenze zu realisieren und gleichzeitig nicht im Bereich der kritischen Temperatur zu arbeiten, ist somit eine gut leitfähige Deckplatte des Aktors notwendig, da das Spektrometer als Polymerteil keine gute Wärmeleitfähigkeit bietet. Verbindet man die Spule mit thermisch leitfähigem Klebstoff mit einer Aluminiumoxidkeramik, die die typischen Abmessungen eines Spektrometers von 20 x 40 mm² aufweist, so ergeben sich die ebenfalls in Abb. 5.30 dargestellten Kurven. Bei einem Strom von 80 mA liegt die Spulentemperatur nun nur ca. 40 K über der Umgebungstemperatur. Es werden dann ca. 330 mW umgesetzt. Für den im Design angestrebten maximalen Strom von 44 mA ergibt sich eine Spulentemperatur von 15 K über der Umgebungstemperatur.

Die Darstellung des Zusammenhangs zwischen Strom und Spannung in Abb. 5.31 zeigt einen nichtlinearen Verlauf. Dies wird durch den mit der Temperatur der Wicklung steigenden Spulenwiderstand verursacht. Im untersuchten Temperaturbereich ergibt sich für alle drei Umgebungsbedingungen ein mittlerer linearer Anstieg des Spulenwiderstands von $0,223 \Omega/\text{K}$. Dies entspricht einem Koeffizienten von $4,42 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ und deckt sich mit dem Literaturwert von $4,33 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ für Reinstkupfer [Han56], wobei die exakte Zusammensetzung des Kupferlackdrahtes nicht bekannt ist. Wie später ersichtlich wird, führt dieser Anstieg des Spulenwiderstands zu einer Stabilisierung der Aktoreigenschaften bei Änderung der Umgebungstemperatur.

5.7.2 Elektrisches Verhalten

Bei der Erregung der Spule ist ihr elektrisches Verhalten von Belang. Während im Gleichstrombetrieb nur ihr Widerstand R von ca. 60Ω (inklusive der Kontaktstellen) zum Tragen kommt, ist für eine harmonische Anregung auch die Induktivität L des Aufbaus von Bedeutung. Eine Vermessung der Induktivität des Aktors mit $5 \mu\text{m}$ Luftspaltbreite in Abhängigkeit der Auslenkung der Blende ist in Abb. 5.32 dargestellt. Es zeigt sich, daß sie sich bezogen auf die Induktivität in Ruhelage um maximal 8% ändert.



$$\tan \varphi_{ui} = \frac{2\pi f L}{R} \quad (5-13)$$

Abb. 5.32: Induktivität des Aktors in Abhängigkeit der Auslenkung.

Für die Ansteuerung des Aktors im Frequenzbereich f bis 600 Hz ist das Verhalten näherungsweise das eines ohmschen Verbrauchers. Es tritt nach (5-13) durch die Induktivität von maximal $730 \mu\text{H}$ eine Phasenverschiebung φ_{ui} zwischen Ansteuerspannung und Strom von weniger als $2,7^\circ$ auf. Da der Spulenstrom zur Gewinnung des Referenzsignals genutzt wird, ist sie unerheblich.

5.7.3 Stationäre Auslenkung

Vor der Untersuchung des Schwingungsverhaltens wird der Aktor im quasistationären Betrieb untersucht. In die in Abb. 5.29 gezeigten Faserhaltegräben wird hierzu eine Sende- und eine Empfangsfaser eingelegt. Je nach Lage der Blende wird die Empfangsfaser abgeschattet und der angeschlossene Detektor liefert ein geändertes Signal. Nach einmaligem Durchfahren mit Vermessung der Blendenlage und Erfassung des optischen Signals kann über dieses auf die Blendenlage bei den nachfolgenden Tests rückgeschlossen werden. Abb. 5.33 zeigt eine solche Kalibrierkurve. Eine Positionsbestimmung ist mit einer Genauigkeit von $\pm 2 \mu\text{m}$ möglich.

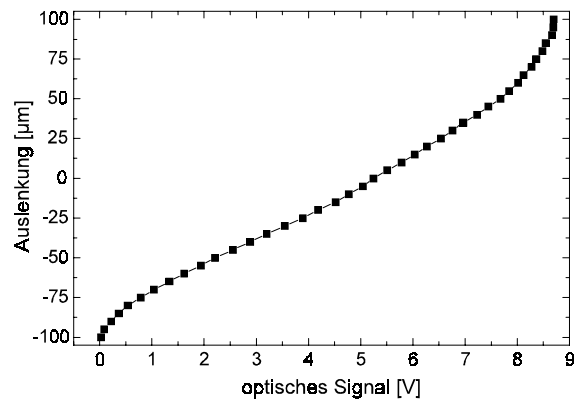


Abb. 5.33: Auslenkung der Blende aus der Ruhelage in Abhängigkeit des detektierten optischen Signals.

Den Verlauf der Blendenposition in Abhängigkeit des Stroms zeigt Abb. 5.34 bei quasistationärem Betrieb mit einer Frequenz von 5 Hz. Für positive und negative Stromrichtung erfolgt die Auslenkung der Blende in Richtung des Kerns. Sie folgt hierbei näherungsweise dem Quadrat des Erregerstroms.

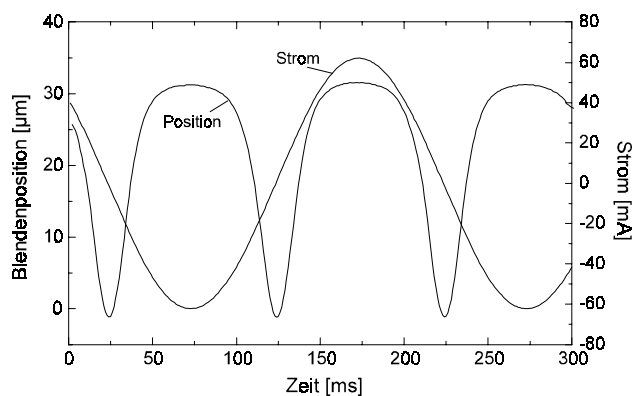


Abb. 5.34: Blendenposition und Strom bei quasistationärem Betrieb mit einer Frequenz von 5 Hz.

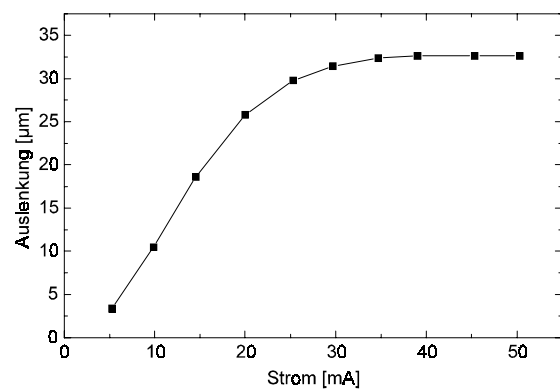


Abb. 5.35: Blendenbewegung in Abhängigkeit des Stroms für quasistationären Betrieb (5 Hz).

Die bei quasistationärem Betrieb erzielbaren Auslenkungen sind in Abb. 5.35 dargestellt. Bei einem Strom von etwa 40 mA ist die Sättigung erreicht. Eine weitere Erhöhung bewirkt keine weitere Auslenkung der Blende. Mit den aus [Rog96] bekannten Resonanzüberhöhungen bedeutet dies, daß für den Betrieb als Schwingchopper damit gerechnet werden kann, daß mit wenigen Milliampere Erregerstrom die gewünschten Auslenkungen von maximal 100 µm erreicht werden können. Das Verhalten bei harmonischer Erregung mit variabler Frequenz wird im Anschluß diskutiert.

5.7.4 Schwingverhalten

Das Schwingverhalten des Aktors läßt sich in drei Frequenzbereiche einteilen. Für niederfrequenten Betrieb folgt die Blende der anregenden Kraft fast phasengleich. Die Auslenkung erfolgt aus der Ruhelage nur in Richtung des Kerns. Dies entspricht dem quasistationären Fall des vorangegangenen Kapitels.

Mit Annäherung an die mechanische Resonanzfrequenz schwingt die Blende zunehmend sinusförmig um ihre Ruhelage, wobei sich die Auslenkung mit steigender Frequenz erhöht. Anregende Kraft und Schwingung sind hierbei in Phase. Mit dem Überschreiten der Resonanzfrequenz schwingt die Blende gegenphasig zur anregenden Kraft. Die Amplitude der Schwingung bei gleichem Erregerstrom geht wieder zurück. Abb. 5.36 zeigt den zeitlichen Verlauf des Erregerstroms und der Blendenposition für eine Erregerfrequenz von ca. 10 Hz unterhalb der für resonanten Betrieb notwendigen Frequenz von 553,4 Hz. Abb. 5.37 zeigt den selben Verlauf für eine um ca. 10 Hz erhöhte Erregerfrequenz. Deutlich sichtbar ist der Sprung der Phasenbeziehung zwischen Erregerstrom und Blendenposition und die annähernd sinusförmige Schwingung um die Ruhelage.

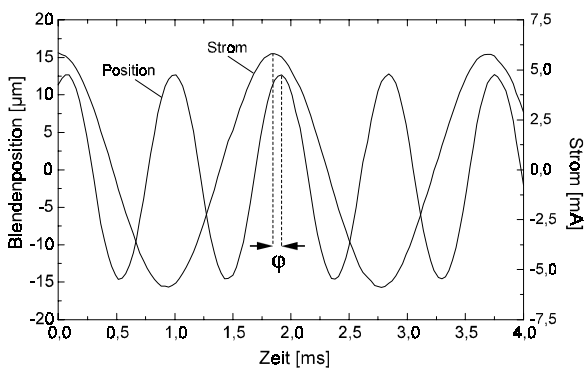


Abb. 5.36: Phasenbeziehung zwischen Erregerstrom und Blendenlage vor der Resonanz (543 Hz Erregerfrequenz).

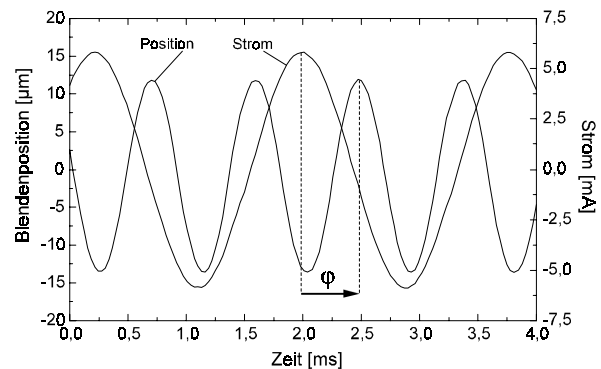


Abb. 5.37: Phasenbeziehung zwischen Erregerstrom und Blendenlage nach der Resonanz (563 Hz Erregerfrequenz).

Den Verlauf der Phasendifferenz in Abhängigkeit der Schwingungsfrequenz nahe der Resonanz zeigt Abb. 5.38. Hier ist auch die Übertragungsfunktion dargestellt. Sie wurde ermittelt, indem bei variabler Erregerfrequenz die für eine Auslenkung der Blende von 18 µm notwendige Amplitude des Erregerstroms bestimmt wurde. Die Übertragungsfunktion ist der Quotient aus diesen beiden Größen. Hier wird deutlich, daß für einen leistungsarmen Betrieb nahe der Resonanz gearbeitet werden sollte. Gleichzeitig ändern sich in diesem Bereich aber Übertragungsfunktion und Phasenbeziehung stark.

Auffallend ist bei der Bestimmung der Resonanzfrequenz die starke Abweichung vom Designwert von 953 Hz. Dies ist auf durch den Prozeß verbreiterte Federn zurückzuführen. Eine rechnerische Überprüfung mit der gefundenen Resonanzfrequenz von 1105,9 Hz bei 30°C ergibt eine mittlere Federbreite von 11,1 µm statt der vorgegebenen 10 µm. Daraus resultiert ebenfalls eine von 11,7 N/m auf 15,9 N/m vergrößerte Federkonstante.

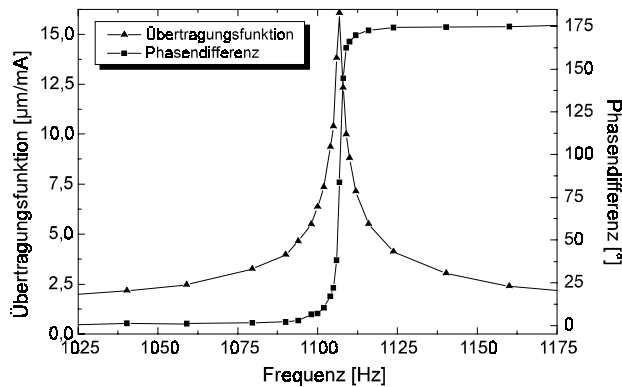


Abb. 5.38: Übertragungsfunktion und Phasendifferenz zwischen Erregerstrom und Blendenposition im Bereich der Resonanz bei konstant gehaltener Auslenkung von $18 \mu\text{m}$.

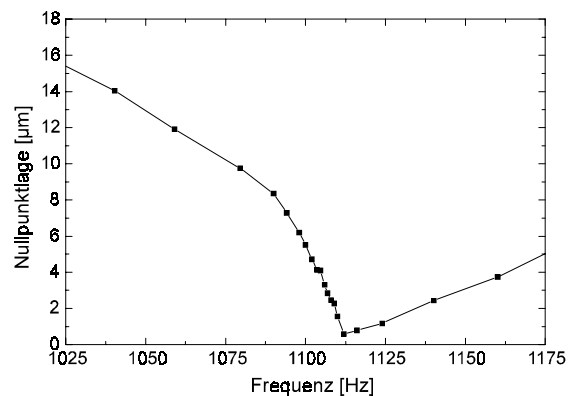


Abb. 5.39: Lage des Nullpunkts der Blendenbewegung bei einer Auslenkung von $18 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit der Bewegungsfrequenz.

Die Nullpunktlage der Schwingung zeigt ebenfalls eine starke Abhängigkeit von der Frequenz. Ihr Verlauf ist in Abb. 5.39 für eine Auslenkung von $18 \mu\text{m}$ dargestellt. Bereits ca. 80 Hz unterhalb der Resonanzfrequenz hat sich der Nullpunkt um ca. $16 \mu\text{m}$ verschoben. Die Blende bewegt sich annähernd nur noch in Richtung des Kerns und nicht mehr symmetrisch zur Ruhelage.

Der Verlauf der Übertragungsfunktion suggeriert, daß bei resonantem Betrieb eine Auslenkung von $16 \mu\text{m}$ je Milliampere Erregerstromamplitude erreicht werden kann. Dies gilt jedoch nur für kleine Auslenkungen. Mit zunehmender Eindringtiefe in den Kern nimmt die Kraft auf den Anker ab. Dies zeigt Abb. 5.40. Schon vor dem Eintritt der Sättigung wird der Anstieg der Auslenkung mit steigendem Strom geringer. Dies deckt sich mit den numerischen Berechnungen, wonach die Kräfte mit größerer Eindringtiefe des Ankers geringer werden. Die auf $100 \mu\text{m}$ beschränkte Kernbreite im Ankerbereich führt hier zu einer Begrenzung.

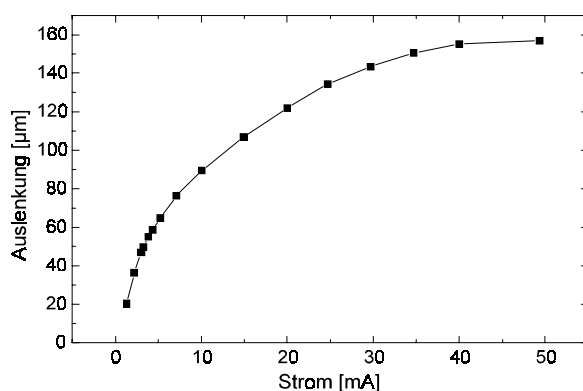


Abb. 5.40: Auslenkung der Blende in Abhängigkeit der Amplitude des Erregerstroms bei Betrieb auf der Resonanzfrequenz.

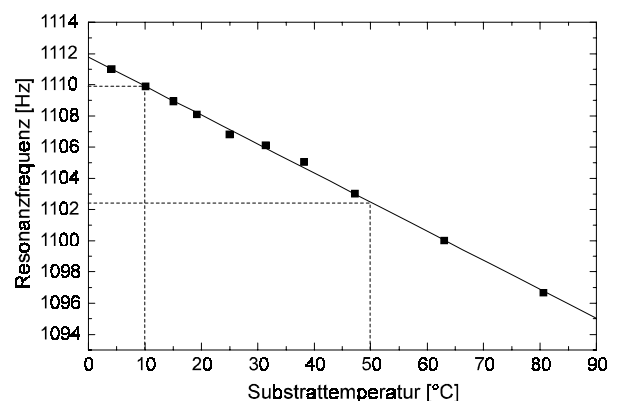


Abb. 5.41: Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Substrattemperatur.

Für einen stabilen Betrieb nahe der Resonanz ist die in Abb. 5.41 gezeigte Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Substrattemperatur von entscheidender Bedeutung. Es ergibt sich im Bereich von 0°C bis 90°C ein näherungsweise linearer Verlauf mit einer Abnahme der Resonanzfrequenz um $0,186 \text{ Hz/K}$. Da eine Änderung der Resonanzfrequenz zu einer Verschiebung der Übertragungsfunktion und der Phasendifferenz zwischen Strom und

Auslenkung führt, hat dies große Driften der Amplitude und der Phasendifferenz zur Folge. Eine Temperierung des Aktors oder eine Kompensation durch Nachführen der Betriebsfrequenz ist nur mit erheblichem Aufwand realisierbar. Geht man davon aus, daß der Chopper ohne sonstige Stabilisierungsmaßnahmen im Temperaturbereich von 10°C bis 50°C eingesetzt werden soll, so ergibt sich ein Bereich der Resonanzfrequenz von $1105,9 \pm 3,8$ Hz. Innerhalb dieses Bereichs muß durch die Wahl der Betriebsfrequenz sichergestellt sein, daß die Änderungen der Phasenbeziehung und die Amplitudenänderung bei Temperaturschwankungen so gering sind, daß sie für Lock-in-Detektion akzeptabel sind.

Da beide Größen um so stärker von einer Änderung der Resonanzfrequenz beeinflusst werden, je näher die Arbeitsfrequenz an der Resonanzfrequenz liegt, muß zu ihr ein sinnvoller Abstand eingehalten werden. Betrachtet man die Übertragungsfunktion in Abb. 5.38, so wird klar, daß für einen leistungsarmen Betrieb dieser Abstand nicht zu groß sein sollte.

Ein weiterer Grund, weshalb die Arbeitsfrequenz bei harmonischer Erregung nicht beliebig verringert werden kann, ist das Anschwingen der mechanischen Resonanzfrequenz im Bereich bis 275 Hz. Abb. 5.42 zeigt dies für eine Frequenz des Erregerstroms von 119 Hz. Der Bewegung der Blende mit der doppelten Frequenz des Erregerstroms ist die Resonanzfrequenz überlagert. Dies wird durch die näherungsweise quadratisch vom Erregerstrom abhängige Kraft verursacht, die auf den Anker wirkt. Durch die Oberschwingungen der Kraft kommt es zu einer Anregung der Resonanzfrequenz. Der Effekt tritt immer dann auf, wenn die Resonanzfrequenz einem ganzzahligen Vielfachen der Erregerfrequenz entspricht. Für gerade Vielfache ist er stärker ausgeprägt als für ungerade. Dies hat seine Ursache in den stark ausgeprägten geraden Oberschwingungen der erregenden Kraft. Der Effekt wird ebenfalls immer stärker, je näher die Erregerfrequenz der Resonanzfrequenz kommt.

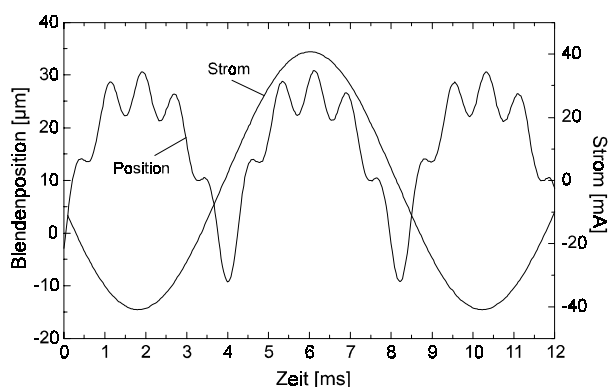


Abb. 5.42: Blendenposition und Erregerstrom im niederfrequenten Betrieb (119 Hz) beim Anschwingen der Resonanzfrequenz.

Für einen niederfrequenten Betrieb des Aktors müssen diese Frequenzbereiche ausgeklammert werden. Im Bereich bis ca. 100 Hz ist dies jedoch praktisch ausgeschlossen, da sie sehr dicht aufeinander folgen. Für den Betrieb dieses Aktors beispielsweise in Kombination mit thermischen Detektoren müßte durch eine angepaßte Form des Erregerstroms ein annähernd harmonischer Verlauf der Kraft erzeugt werden, um das Anschwingen der mechanischen Resonanz zu verhindern.

Im Rahmen der Meßgenauigkeit von $\pm 0,04^\circ$ sind Phasenjitter nicht nachweisbar. Dies ist im Vergleich zum kleinsten kommerziell erhältlichen Chopper mit einem Durchmesser von 31 mm der Firma Monolith [Las95] hervorragend. Dieser weist im Frequenzbereich von

50 Hz bis 3 kHz einen Jitter von bis zu $\pm 1,8^\circ$ auf. Es zeigt sich somit, daß nicht wie bei klassischen Choppern kurzzeitige Phasensprünge durch die Generierung des Referenzsignals das vorherrschende Problem sind. Die durch solche Jitter verursachten rauschähnlichen Schwankungen des Ausgangssignals bei Lock-in-Detektion treten somit nicht auf.

Auch eine kurzzeitige Schwankung der Auslenkungsamplitude ist bei kontrollierter Temperatur im Rahmen der Meßgenauigkeit von $\pm 0,15\%$ nicht nachweisbar. Die Minimierung der langsamen thermischen Drift der Amplitude und der Phase zum Einsatz des Mikrochoppers in Verbindung mit Lock-in-Verstärkung ist deshalb der Schwerpunkt des folgenden Kapitels.

5.8 Eigenschaften bei Lock-in-Detektion

Um bei Lock-in-Detektion Einstreuungen der Netzfrequenz auszuschließen, müssen die Oberschwingungen derselben bei der Wahl der Choppfrequenz ausgeklammert werden. Hält man zu diesen Oberschwingungen zusätzlich einen Abstand von 10 Hz ein, so ist das erste freie Frequenzfenster unterhalb der Resonanzfrequenz der Bereich von 1060 - 1090 Hz.

Um festzustellen, ob der Chopper in diesem Bereich relativ nahe an der Resonanz mit geringer Leistungsaufnahme stabil betrieben werden kann, wird die Stabilität der Auslenkung und der Phasendifferenz genauer untersucht. Abb. 5.43 zeigt die gefundenen Zusammenhänge bei verschiedenen Amplituden des Erregerstroms. Aufgrund der mit der Frequenz zunehmenden Steigung der Kurven wird die Choppfrequenz auf 535 Hz festgelegt. Eine Frequenzänderung von $\pm 3,7$ Hz entsprechend einer Temperaturänderung von $\pm 20^\circ\text{C}$ hat in diesem Bereich eine vernachlässigbare Drift der Phase zur Folge. Die Auslenkung dagegen ändert sich bei einer Erregerstromamplitude von 16 mA von 75 μm auf 93 μm um 24% unzulässig hoch.

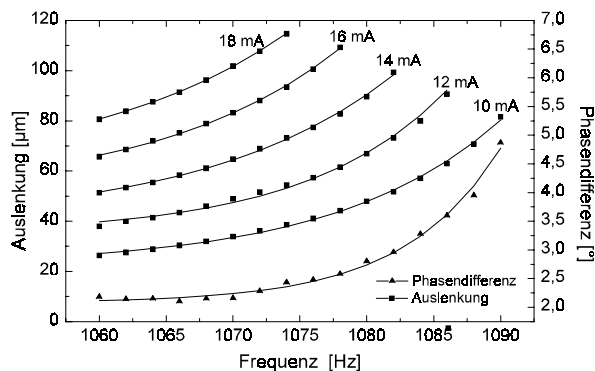


Abb. 5.43: Auslenkung der Blende und Phasendifferenz zwischen Erregerstrom und Bewegung in Abhängigkeit der Frequenz für verschiedene Erregerstromamplituden.

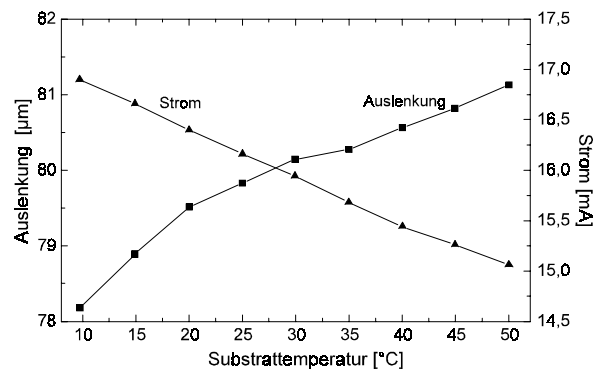


Abb. 5.44: Auslenkung und Erregerstrom in Abhängigkeit der Substrattemperatur bei konstant gehaltener Spannungsamplitude bei einer Ansteuerfrequenz von 535 Hz.

Verursacht wird dieser große Anstieg durch die Einprägung des Erregerstroms. Es ist jedoch möglich, die thermischen Eigenschaften der Erregerpule zu einer passiven Stabilisierung heranzuziehen. Abb. 5.44 zeigt die Änderung der Auslenkung bei konstant gehaltener Erregerstromamplitude in Abhängigkeit der Substrattemperatur. Statt eines Anstiegs der Auslenkung um 24% kommt es nur zu einer Steigerung um 3,8%, weil der Erregerstrom sinkt. Dies wird durch den in Kap. 5.7.1 ermittelten thermischen Widerstandskoeffizienten der Spule von $4,42 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ verursacht, der zu einer Änderung des Spulenwiderstands von $0,223 \text{ } \Omega/\text{K}$ führt. Die Temperaturabhängigkeit der Kupferwicklung kompensiert somit größtenteils die Steigerung der Auslenkung durch die Annäherung an die Resonanzfrequenz.

Durch den linearen Abfall des Stroms und die nichtlinear steigende Auslenkung mit steigender Temperatur ist über den gesamten Temperaturbereich im Mittel eine vollständige Kompensation möglich. Die Steigerung der Auslenkung hängt hierbei von der Lage der Arbeitsfrequenz zur Resonanzfrequenz ab. Wie exakt dies in der Praxis beim Aufbau einer Vielzahl von Systemen möglich ist, hängt von der Reproduzierbarkeit der Resonanzfrequenz durch den LIGA-Prozeß ab. Eine individuelle Vermessung jedes Aktors und die Festlegung unterschiedlicher Arbeitsfrequenzen für die daraus aufgebauten Systeme ist technisch zwar realisierbar, aber ähnlich aufwendig wie der Aufbau einer aktiven Regelung.

Eine nähere Betrachtung unter Berücksichtigung des in Kap. 5.7.1 ermittelten thermischen Widerstandskoeffizienten der Spule zeigt, daß sich die Spulentemperatur beim Anstieg der Substrattemperatur von 10°C auf 50°C nur um 28 K erhöht. Dies ist dadurch zu erklären, daß ein Teil der Windungen durch die Umgebungsluft gekühlt wird.

Um die Eigenschaften des Choppers in einem Spektrometersystem mit Lock-in-Verstärkung zu untersuchen, wird die in Abb. 5.45 dargestellte Signalaufbereitung des optischen Signals und des Referenzsignals eingesetzt. Es handelt sich hierbei um eine einkanalige Auswertung mit Laborgeräten.

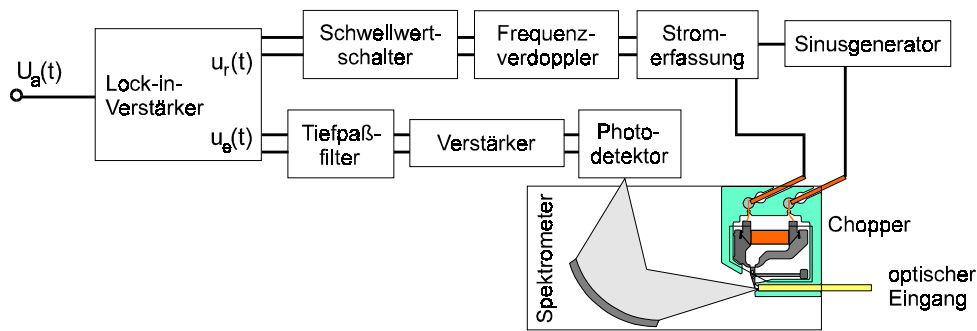


Abb. 5.45: Ansteuerung und Signalauslesung des Choppers im System.

Das Referenzsignal wird durch Erfassung des Erregerstroms des Aktors gewonnen. Da die Strahlung mit der doppelten Frequenz des Stroms moduliert ist, wird das Referenzsignal elektronisch in seiner Frequenz verdoppelt. Durch einen nachgeschalteten Schwellwertschalter erfolgt die Umwandlung in ein Rechtecksignal mit Tastverhältnis 1:1, das dem Lock-in-Verstärker als Referenz dient. Die entsprechenden Signalverläufe sind in Abb. 5.46 dargestellt.

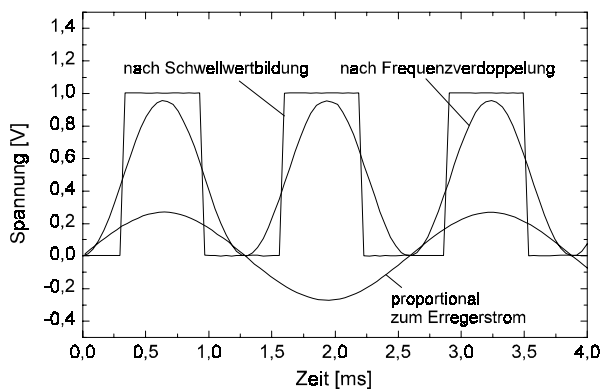


Abb. 5.46: Zeitliche Verläufe der Signale zur Referenzsignal-erzeugung (proportional zum Erregerstrom, frequenzverdoppeltes Signal und nach Schwellwertbildung).

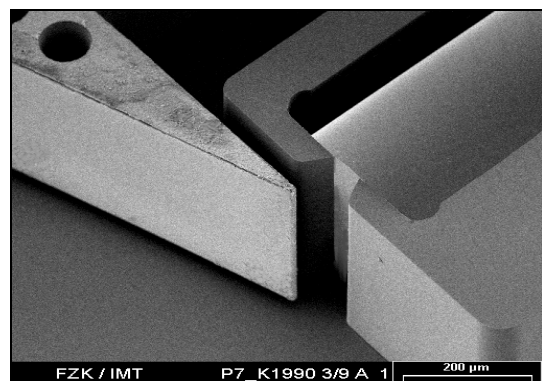


Abb. 5.47: Aufbau mit Einkoppelfaser (\varnothing 280 μ m), 70 μ m Spaltblende und beweglicher Blende des Choppers.

Die am optischen Eingang in eine Faser mit 200 μm Kerndurchmesser eingespeiste kontinuierliche Strahlung wird am feststehenden Spalt auf eine Breite von 70 μm reduziert. Dies entspricht dem typischen Elementabstand von Bleisalz-Zeilendetektoren [Opt98]. Vor diesem Spalt bewegt sich die schwingende Blende des Aktors. Diese Anordnung zeigt Abb. 5.47.

Nach der Detektion der Strahlung wird das Wechselsignal verstärkt. Bevor es auf den Eingang des Lock-in-Verstärkers gelangt, wird es mit einer Grenzfrequenz von 1,5 kHz tiefpaßgefiltert, um nur die Grundfrequenz auszuwerten.

Die Stabilität des Ausgangssignals des Lock-in-Verstärkers bei einer Substrattemperaturänderung von 10°C auf 50°C wird untersucht. Hierzu wird mit zwei verschiedenen Amplituden des Erregerstroms bei einer Frequenz von 535 Hz gearbeitet. Bei einer Stromamplitude von 16 mA ist die Auslenkung der Blende etwa so groß wie der Spalt vor der Faser. Das vom Detektor empfangene optische Signal folgt damit im wesentlichen der sinusförmigen Bewegung der Blende. Es ist zusammen mit dem Verlauf nach der Tiefpaßfilterung und dem Referenzsignal in Abb.5.48 dargestellt. Die Phasendifferenz φ zwischen Referenz und Eingangssignal des Lock-in-Verstärkers muß an diesem eingestellt werden.

Bei größeren Betriebsströmen schwingt die Blende über die Spaltbreite hinaus. Das Resultat ist ein rechteckähnlicher Verlauf des Detektorsignals. Abb. 5.49 zeigt den Verlauf und das resultierende tiefpaßgefilterte Signal bei einer Amplitude des Betriebsstroms von 21,7 mA. Eine Änderung der Amplitude der Blendenbewegung hat auf das gefilterte Signal einen stark reduzierten Einfluß.

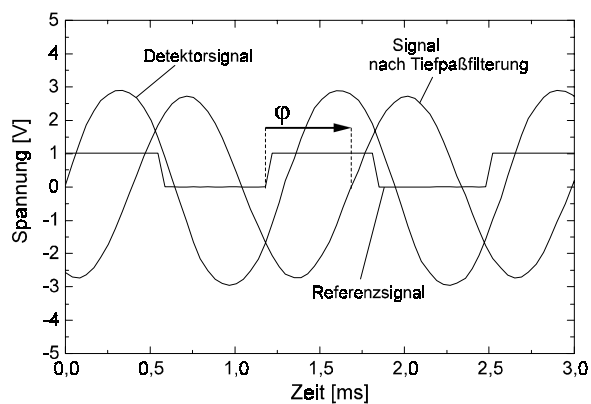


Abb.5.48: Verläufe des Detektorsignals, des tiefpaßgefilterten Detektorsignals und des Referenzsignals bei einer Bewegung der Blende kleiner als die Spaltbreite mit einer Erregerstromamplitude von 16 mA.

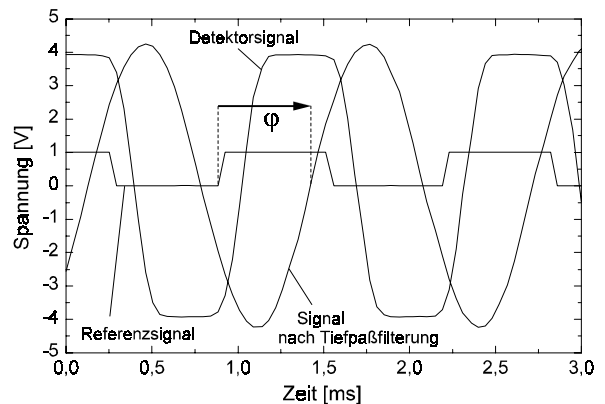


Abb. 5.49: Verläufe des Detektorsignals, des tiefpaßgefilterten Detektorsignals und des Referenzsignals bei einer Bewegung der Blende größer als die Spaltbreite mit einer Erregerstromamplitude von 21,7 mA.

Im ersten Fall ändert sich das Ausgangssignal des Lock-in-Verstärkers um $\pm 1,2\%$ bei einer Substrattemperaturänderung von 10°C auf 50°C. Die Leistungsaufnahme des Aktors beträgt 7,7 mW bei einer Versorgungsspannungsamplitude von 0,96 V. Im zweiten Fall ist die Änderung auf $\pm 0,3\%$ reduziert. Gleichzeitig ergibt sich eine Erhöhung der Nutzsignalamplitude von zuvor 2,9 V auf 4,2 V. Die Leistungsaufnahme beträgt 14,2 mW bei einer Versorgungsspannungsamplitude von 1,3 V.

In beiden Fällen ist die gefundene Signalstabilität weit besser als die Driften der verwendeten Strahlungsquellen und verschlechtert somit nicht die Qualität des daraus aufzubauenden Analysensystems. Die notwendige Leistung bleibt weit von der gesteckten Obergrenze von 100 mW entfernt.

6 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden erstmals portable Spektrometersysteme für den infraroten Wellenlängenbereich hergestellt, die in großen Stückzahlen produzierbar sind. Durch die Integration eines miniaturisierten Choppers wurde auch bei einer kostengünstigen Aufbautechnik in einem „offenen“ System ohne Schutzgasbefüllung und Kühlung der eingesetzten Detektorzeilen eine hohe Empfindlichkeit des Gesamtsystems erreicht.

Die Basis eines Spektrometersystems für den infraroten Wellenlängenbereich bildet ein Mikrospektrometer mit hoher Transmission. Da die im sichtbaren Wellenlängenbereich eingesetzten Polymerwellenleiter durch eine zu starke optische Absorption ungeeignet sind, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Prinzip der Strahlungsführung verfolgt. Hierbei wird die Strahlung durch Fresnel-Reflexion an der metallisierten Substrat- und Deckplatte im Baustein geführt. Für die Massenfertigung bietet dieses Konzept eines Hohlwellenleiters den Vorteil, daß es in einem Abformschritt hergestellt werden kann und keinen mehrstufigen Prägeprozeß mit relativ langen Zykluszeiten wie ein Polymerwellenleiter erfordert.

Entscheidend für eine hohe Transmission des Spektrometers ist eine große Strukturhöhe und eine verlustarme Reflexion an den Deckschichten. Durch die Fortschritte der LIGA-Technik in den letzten Jahren ist es möglich, die Strukturhöhe bis zu einem Millimeter bei annähernd gleichbleibender Strukturqualität zu steigern. Da bei der Verwendung von Fasern zur Strahlungseinkopplung durch deren kreisförmigen Querschnitt mit einer Vergrößerung der Strukturhöhe auch eine Verbreiterung des eingekoppelten Strahlungsflecks einhergeht, wird hierdurch die Auflösung reduziert. Für hochauflösende Systeme wurde deshalb eine Spaltblende vor der Faserstirnfläche in die Struktur integriert. Durch eine optimierte Gestalt der Blende gelang es hierbei, die in die Einkoppelfaser zurückreflektierte Strahlungsleistung zu minimieren.

Für eine verlustarme Reflexion an den Deckschichten erweist sich von den verschiedenen theoretisch und experimentell untersuchten metallischen Beschichtungen Gold im Wellenlängenbereich von $1\ \mu\text{m}$ bis $10\ \mu\text{m}$ allen anderen Metallen überlegen, wenn man berücksichtigt, daß Silber in einem offenen System bei Kontakt mit der Atmosphäre degradiert. Für typische

Abmessungen eines Mikrospektrometers mit einer Weglänge von 70 mm und einer Höhe von 500 μm werden im gesamten Wellenlängenbereich Transmissionen von mehr als 70% erreicht. Ein weiterer Vorteil des Hohlwellenleiterspektrometers gegenüber dem Polymerwellenleiterspektrometer ergibt sich dadurch, daß die höheren Moden stärker gedämpft werden. Dies führt zu einer Verbesserung der Auflösung.

Ein weiterer Beitrag zur Transmissionsverbesserung, insbesondere bei Spektrometern, die einen breiten Wellenlängenbereich abdecken, konnte durch eine besondere Form des Einsatzes eines Blaze-Gitters erreicht werden. Durch die Wahl der Blazewellenlänge entgegen klassischer Spektrometerauslegungen am oberen Ende des zu erfassenden Spektralbereichs wird an dieser Stelle eine hohe Effizienz des Gitters erreicht. Gleichzeitig erfolgt die Erfassung des unteren Endes des Spektralbereichs in der nächsthöheren Ordnung. Dadurch gelingt es, diesen ebenfalls mit einer hohen Effizienz und zusätzlich mit verbesserter Auflösung zu detektieren. Da dadurch die kurze Wellenlänge örtlich klarer von der nullten Ordnung getrennt wird, trägt dies zur Verbesserung der Falschlichtdämpfung bei. Dies wurde an Hand des NIR-Spektrometers demonstriert und ist auch für Spektrometerbausteine im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich von Vorteil.

Zur Demonstration der Leistungsfähigkeit der Hohlwellenleiterspektrometer wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit zwei Varianten für den Wellenlängenbereich von 0,95 μm bis 1,80 μm und von 3,2 μm bis 5,2 μm hergestellt und charakterisiert. Der erste Baustein zeigt eine Gesamttransmission von 12%. Dies ist ein hervorragender Wert, wenn man sich vor Augen führt, daß durch den Einsatz einer integrierten Spaltblende zur Auflösungsverbesserung vor der Einkoppelfaser nur 21% der Strahlung in den Baustein gelangen. Die Auflösung ist in dem in erster Ordnung ausgelesenen Bereich des Spektrums besser als 20 nm, in dem in zweiter Ordnung ausgelesenen Bereich besser als 10 nm. Diese Werte sind bei weitem ausreichend, um mit diesem Baustein portable Geräte aufzubauen, die es erlauben, Massenmärkte wie die Kunststoffsortierung, die nichtinvasive Blutzuckeranalyse oder die Lebensmittelkontrolle zu erschließen. Der zweite Baustein weist eine Transmission von 63% bei einer Auflösung von 80 nm auf und eignet sich zur Gasdetektion.

Mit diesen leistungsfähigen Spektrometerkomponenten kann unter der Bedingung, daß entsprechende Detektorzeilen verfügbar sind, die ungekühlt betrieben werden können, ein hochempfindliches Komplettsystem realisiert werden. Wichtig ist hierbei eine hohe Detektivität der Zeilen. Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, daß bis zu einer Wellenlänge von 1,75 μm Photodiodenzeilen aus Indium-Gallium-Arsenid (InGaAs) optimal geeignet sind. Die experimentelle Untersuchung einer Zeilenvariante, die mit vorgespannten Dioden und einem CCD-Multiplexer arbeitet, zeigt erhebliche Nachteile im ungekühlten Einsatz. Hier ist der Dunkelstrom durch die Vorspannung der Dioden zu groß. Die Änderung des Dunkelsignals bei kleinsten Temperaturschwankungen ist ebenfalls nicht akzeptabel. Diese Erkenntnisse und die Forderung nach einer Betriebsspannung von 5 V führten zur Definition einer neuartigen Zeilenvariante, die in Kooperation mit der Firma Thomson-CSF erarbeitet und realisiert wurde. Dabei erhielt jede Diode einen separaten Integrator und wird ohne Vorspannung betrieben. Dadurch ist das Dunkelsignal stark reduziert und wesentlich weniger temperatursensibel. Die Verwendung eines CMOS-Multiplexers zum Auslesen der Diodensignale erlaubt eine auf 5 V reduzierte Versorgungsspannung. Zusätzlich zu diesen Anforderungen wurden die geometrischen Abmessungen des Detektorträgers und der Zeilenelemente für die Integration in das Mikrospektrometer angepaßt. Die Thermostatisierung erfolgt ohne Peltierelemente durch eine Heizwendel, die in Dickschichttechnik auf die Trägerkeramik des Detektors aufgedruckt wird. Als Resultat dieser Entwicklung liegt ein Detektor vor, der gegenüber dem Standard-

detektor ein um etwa den Faktor 100 reduziertes Bauvolumen und Gewicht aufweist. Versorgungsspannung, Temperierung und Pixelgeometrie sind optimal an die Rahmenbedingungen eines Mikrospektrometersystems angepaßt, ohne daß die universelle Einsatzmöglichkeit des Detektors eingeschränkt wurde. Aus der exakten Untersuchung der elektrooptischen Eigenschaften ergaben sich die optimalen Betriebsbedingungen, unter denen er in einem NIR-Spektrometersystem einzusetzen ist. Statt der Verwendung möglichst hoher Integrationszeiten zur Verbesserung des Rauschverhaltens wird bei einer festen Integrationszeit von 10 ms eine Mittelwertbildung der digitalisierten Signale durchgeführt. Dies führt zur gleichen Verbesserung der rauschäquivalenten Strahlungsleistung, wobei die Systemdynamik aber wesentlich erhöht wird.

Im Wellenlängenbereich von 1,75 μm bis 5 μm weisen photoleitende Detektoren aus Bleisulfid (PbS) und Bleiselenid (PbSe) die höchste Detektivität auf. Da diese normalerweise ebenfalls gekühlt betrieben werden, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Auswirkung einer erhöhten Betriebstemperatur auf die Detektoreigenschaften untersucht. Aufgrund des großen Dunkelstroms müssen diese Detektoren mit modulierter Strahlung betrieben werden. Es zeigt sich, daß das Detektorrauschen mit steigender Frequenz wesentlich stärker zurückgeht, als dies durch eine Verminderung der Detektortemperatur zu erreichen ist. Im Vergleich zu niederfrequent gehoppten, gekühlten Systemen ist bei einer Erhöhung der Frequenz auf 1 kHz der Aufbau von ungekühlten Systemen mit vergleichbarer Detektivität möglich. Diese Erkenntnisse erfordern den Einsatz eines Mikrochoppers und wurden bei dessen Entwicklung umgesetzt.

Ab einer Wellenlänge von 5 μm weisen im ungekühlten Betrieb thermische Detektoren und insbesondere pyroelektrische Detektorzeilen die größte Detektivität auf. Problematisch bei diesen Zeilen ist das thermische Übersprechen zwischen den Einzelelementen, was ihren Einsatz in Verbindung mit Mikrospektrometern erschwert, da die Auflösung des Systems durch die Detektorzeile wesentlich reduziert wird. Eine Erhöhung der Modulationsfrequenz führt hier teilweise zu einer Verbesserung, hat aber gleichzeitig eine Vergrößerung der rauschäquivalenten Strahlungsleistung zur Folge. Für die Kombination mit thermischen Detektorzeilen ist der Einsatz eines Choppers mit reduzierter Resonanzfrequenz sinnvoll, was durch eine Modifikation des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Choppers einfach möglich ist. Durch das Übersprechen der Detektoren ist jedoch der Aufbau von hochauflösenden Systemen schwierig, so daß nur für bestimmte Anwendungen optimierte Aufbauten sinnvoll sind. Dies erfordert eine spezielle Analyseaufgabe mit großer Anwendungsbreite, um den hier notwendigen Entwicklungsaufwand zu rechtfertigen.

Die vollständige Umsetzung des Konzepts eines „offenen“ Systems aus Polymerkomponenten erfolgte am Beispiel eines NIR-Spektrometersystems für den Wellenlängenbereich von 0,95 μm bis 1,75 μm . Es erfüllt alle Anforderungen, damit es durch Kunststoffabformung hergestellt werden kann. Die Realisierung der Prototypen erfolgte zur Verringerung der Entwicklungszeit unter Verwendung von direktlithographisch hergestellten Spektrometern. Basis dieses Systems sind das oben angesprochene NIR-Spektrometer und die für den Einsatz mit Mikrospektrometern optimierte Detektorzeile aus InGaAs. Mit diesen angepaßten Komponenten und einem entsprechenden Aufbaukonzept konnte ein System realisiert werden, das aus einer reduzierten Zahl von Einzelkomponenten aufgebaut ist und Spektrometer, Detektorzeile, Signalaufbereitung und Digitalisierung beinhaltet.

Die Reduktion des Aufwands beim Aufbau des Spektrometersystems resultiert auch daraus, daß das LIGA-Abformwerkzeug Teil eines größeren Mutterwerkzeugs ist. Aus diesen entsteht in einem Abformschritt ein Polycarbonatkörper, der eine Gehäusehälfte des Systems bildet und

die Spektrometerstruktur und Justierhilfen für die weitere Montage beinhaltet. Ein zweites Polymerteil bildet den Deckel des Hohlwellenleiterspektrometers, der durch Paßstifte passiv zum Spektrometer justiert wird. Abgeschlossen wird das System von einer Epoxydplatine, die die Detektorzeile und die Auswerteelektronik trägt.

Trotz der teilweise extremen thermischen Ausdehnungsunterschiede zwischen den Komponenten muß an den für die Funktion kritischen Stellen eine dauerhaft stabile Verbindung gewährleistet sein. Dies wird durch ein System aus flexiblen und starren Klebefugen sowie durch federnde Befestigungselemente erreicht, die eine Relativbewegung der Komponenten, deren Lage zueinander unkritisch ist, zulassen. Um dem Detektorträger bei thermischen Verzügen eine möglichst große Bewegungsfreiheit relativ zur Auswerteschaltung zu gewähren und gleichzeitig die elektrischen Verbindungen nicht zu unterbrechen, wurde ein neuartiges Verfahren zum Bonden des Trägers entwickelt. Es stellt sicher, daß die Keramik nicht flächig verbunden wird, sondern nach dem Bonden nur über wenige flexible Federbeine aus Kautschuk und über die Bonddrähte Kontakt mit der Platine hat. Mit den durch diese Anordnung reduzierten Wärmeleitungsverlusten wird die Temperierung des Detektors mit geringen Heizleistungen möglich.

In seiner Größe überschreitet das System kaum die Abmessungen einer Streichholzschachtel. Mit einer Gesamtleistungsaufnahme von weniger als 200 mW, die die Temperierung des Detektors beinhaltet, und einer Versorgungsspannung von 5 V erfüllt es alle Anforderungen, die an ein solches System für portable Geräte gestellt werden.

Die Leistungsdaten hinsichtlich Auflösung und Transmission sind die des weiter vorne angesprochenen Spektrometers für den Wellenlängenbereich von 0,95 μm bis 1,8 μm . Die hohe Transmission am langwelligen Ende ermöglicht den Einsatz kostengünstiger konventioneller Halogenglühlampen als Strahlungsquelle, deren Strahlungsleistung in diesem Bereich abfällt. Die erreichte Falschlichtdämpfung ist bei einer Kantenfiltermessung in der Mitte des Spektralbereichs besser als 20 dB. Die maximale Empfindlichkeit des Systems liegt bei 1,56 μm Wellenlänge. Hier beträgt bei einer Einzelmessung mit einer Dauer von 13,2 ms die NEP 2,65 pW. Damit wird eine Dynamik von 28000 erreicht.

Die ausgezeichnete Eignung des Systems für die Kunststoffidentifikation konnte nachgewiesen werden. Auflösung und Empfindlichkeit reichen bei weitem aus, um Kunststoffabfälle anhand der gewonnenen Spektren zu trennen. Dieses positive Ergebnis läßt erwarten, daß die Performance des Systems für eine Vielzahl anderer Analyseaufgaben ausreichend ist und somit ohne eine anwendungsspezifische Anpassung ein breites Anwendungsfeld erschlossen werden kann.

Während der Betrieb des NIR-Spektrometersystems ohne Modulation der Strahlungsleistung erfolgen kann, hat die Diskussion der Detektoren gezeigt, daß die Modulation für Spektrometersysteme bei größeren Wellenlängen unabdingbar ist. Ein optimiertes Signal-Rauschverhältnis läßt sich durch die Verwendung des Lock-in-Verfahrens zur Signalaufbereitung erreichen. Dies erfordert jedoch eine angemessene Amplitudenstabilität der Modulation und eine definierte Phasenbeziehung zu einem Referenzsignal, das vom Chopper generiert wird. Wie die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit zeigen, lassen sich diese Anforderungen mit einem elektromagnetischen Schwingchopper aus galvanisiertem Permalloy erfüllen, mit dem sich die Intensität der Strahlung mit einer Choppfrequenz von ca. 1 kHz modulieren läßt. Eine geringe Leistungsaufnahme bei einer Versorgungsspannung von weniger als 5 V erfordert eine Resonanzfrequenz des Choppers in der Nähe der Choppfrequenz.

Das elektromagnetische Antriebsprinzip ermöglicht eine Modulation der Strahlung mit der doppelten Frequenz des Erregerstroms. Für ein Mikrosystem ist dies von großer Bedeutung, da

Störungen des Aktorantriebs auf die Detektionselektronik durch die räumliche Nähe ohne eine aufwendige Abschirmung unvermeidlich sind. Durch die unterschiedlichen Frequenzen von Stör- und Nutzsignal lassen sie sich einfach trennen. Die gewählte Ausführung als reibungsfrei schwingendes Feder-Masse-System hat im Vergleich zu rotierenden Systemen den Vorteil, daß kein Verschleiß durch Reibung entsteht. Durch eingehende Untersuchungen zum Verhalten der sich im Luftspalt bewegenden Blende und durch Analyse des magnetischen Flusses konnte ein Design entwickelt werden, bei dem keine unerwünschten Kräfte auf die Blende wirken, die zu einem Kontakt zwischen dieser und dem Aktorkern führen. Darüber hinaus wurde durch die Verwendung einer Rechteckparallelfeder eine große Resistenz des schwingenden Systems gegen Störungen erreicht.

Da mit monolithisch integrierten Spulen eine für den Betrieb mit geringen Strömen ausreichend hohe Windungsdichte nicht realisierbar ist, wurde mit einer in den Aktor eingesetzten Mikrospule gearbeitet. Diese wird zur einfachen Montage mit Hilfe von Federelementen am Aktorkörper eingerastet. Für die elektrische Kontaktierung des nur 15 µm dicken Spulendrahtes wurde ein Verfahren entwickelt, das durch eine Kombination von Klemmstellen und elektrisch leitfähiger Klebstelle eine einfache Verbindungstechnik ermöglicht und gleichzeitig kompatibel zur umgebenden Polymerstruktur ist.

Durch den Aktor mit den Außenabmessungen von 3,0 x 3,2 mm wird das Bauvolumen des Spektrometersystems nicht vergrößert, da er hybrid in die Spektrometerstruktur integriert wird. Da die schwingende Blende in der Spaltebene des Spektrometers arbeitet, wird hierdurch die mittlere Eintrittsspaltbreite reduziert. Zusätzlich zu einer Intensitätsmodulation verbessert sich damit die Auflösung des Spektrometers.

Die Charakterisierung des Aktors zeigt, daß in der Nähe der Resonanzfrequenz eine ausreichend hohe Schwingungsamplitude bei wenigen Milliwatt Leistungsaufnahme möglich ist. Die Amplitude ist stark abhängig von der Substrattemperatur. Dies ist um so ausgeprägter, je näher die Choppfrequenz bei der Resonanzfrequenz liegt und wird durch eine Verminderung der Resonanzfrequenz bei einer Erhöhung der Substrattemperatur von 0,186 Hz/K verursacht. Um ohne eine aktive Regelung eine stabile Schwingungsamplitude zu realisieren, wird die Choppfrequenz etwas unterhalb der Resonanzfrequenz gewählt. In diesem Bereich steigt die Schwingungsamplitude mit steigender Temperatur. Hier kann zur Kompensation der mit der Temperatur steigende Widerstand der Erregerspule genutzt werden, wenn nicht der Erregerstrom, sondern die Spannung eingepreßt wird. Der dann mit steigender Temperatur sinkende Erregerstrom kompensiert bei geschickter Wahl der Choppfrequenz gerade den Anstieg der Schwingungsamplitude durch die sich ändernde Resonanzfrequenz.

Um im Mikrochopper auf einen zusätzlichen Detektionskanal zur Generierung des Referenzsignals für die Lock-in-Verstärkung zu verzichten, wird hierfür der Aktorstrom genutzt. Dies ist möglich, weil sich die Phasenbeziehung zwar bei der Resonanzfrequenz sprunghaft ändert, im übrigen Frequenzbereich, das heißt auch in der Nähe der Resonanz, aber stabil bleibt.

Die Evaluierung des Choppers im System unter Anwendung von Lock-in-Detektion ergab eine optimierte Ansteuerfrequenz von 535 Hz und somit eine Modulationsfrequenz der Strahlung von 1070 Hz. Eine Auslenkung der schwingenden Blende von ca. 70 µm, die etwa der Spaltbreite entspricht, wird durch eine Versorgungsspannungsamplitude von 0,96 V und eine Leistungsaufnahme von 7,7 mW erreicht. Bei einer Substrattemperaturschwankung von ±20°C ändert sich das Ausgangssignal des Lock-in-Verstärkers nur um ±1,2%. Erhöht man die Versorgungsspannungsamplitude auf 1,3 V, so beträgt die Leistungsaufnahme 14,2 mW. Die schwingende Blende bewegt sich dann mit einem Weg von mehr als 100 µm über die Grenzen

des Eintrittspalts hinaus. Dadurch hängt die Amplitude des modulierten Signals nur noch bedingt von der Amplitude der Schwingung ab. Hieraus resultiert eine noch weiter verbesserte Stabilität des Ausgangssignals auf $\pm 0,3\%$ im oben genannten Temperaturbereich. Beide Werte der thermischen Drift sind ausreichend gering, da die Driften der thermischen Strahlungsquellen mit einigen Prozent die erreichbare absolute Meßgenauigkeit bestimmen.

Vergleicht man die Leistungsdaten des kleinsten kommerziell erhältlichen Choppers der Firma Monolight (Durchmesser 31 mm) mit dem um etwa eine Größenordnung kleineren Mikrochopper, so wird deutlich, daß der Mikrochopper vergleichbare, wenn nicht gar bessere technische Eigenschaften besitzt.

Mit dem Nachweis der ausgezeichneten Funktion des Choppers und den bereits erläuterten guten Ergebnissen der Spektrometer wurden alle Voraussetzungen geschaffen, um bis zu einer Wellenlänge von 10 μm miniaturisierte, leistungsfähige und wartungsfreie Systeme zu realisieren und damit die Marktbreite von Mikrospektrometersystemen zu vergrößern. Sie demonstrieren damit das Potential, das sich aus der konsequenten Anwendung der Mikrosystemtechnik ergibt.

Um solche Systeme am Markt zu plazieren, ist die Modifikation von Detektoren notwendig. Hierfür muß ein Partner gefunden werden, der die Adaption von heute verfügbaren Detektorzeilen hinsichtlich ihrer Außengeometrie und die Entwicklung eines neuartigen Ausleseschaltkreises unter Einbeziehung von Lock-in-Detektion übernimmt. Die hierzu notwendigen Investitionen können jedoch nur getätigt werden, wenn das gefundene Konzept im NIR-Bereich vom Markt positiv bewertet wird. Hierzu wurden bereits erste Prototypen an Endanwender ausgeliefert, die das System für verschiedene Analyseaufgaben evaluieren.

7 LITERATUR

- [Ach98] S. Achenbach: mündliche Mitteilung, 1998
- [Ame72] American Institute of Physics Handbook,
McGraw-Hill, 3. ed., New York, 1972
- [And90] B. Anderer, W. Ehrfeld, J. Mohr:
Grundlagen für die röntgentiefenlithographische Herstellung eines planaren Wellenlängen-
Demultiplexers mit selbstfokussierendem Reflexionsbeugungsgitter,
KfK-Bericht 4702, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1990
- [Ans94] Ansys User's Manual Revision 5.0, 4th printing,
Swanson Analysis Systems Inc., Houston, USA, 1994
- [Bec86] E. W. Becker, W. Ehrfeld, P. Hagmann, A. Maner, D. Münchmeyer:
Fabrication of microstructures with high aspect ratios and great structural heights by
synchrotron radiation lithography, galvanofforming and plastic molding (LIGA process),
Microelectronic Engineering 4, 1986
- [Ble86] M. Bleicher:
Halbleiter-Optoelektronik,
Dr. Alfred Hüthig Verlag GmbH, Heidelberg
- [Bre90] R. A. Brennen, A. P. Pisano, W. C. Tang:
Multiple Mode Micromechanical Resonators,
Proc. 1990 IEEE Conference MEMS, S. 9-14,
11.-14. Feb. 1990, Napa Valley, California, 1990
- [Bro85] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew:
Taschenbuch der Mathematik,
Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1985
- [Chi93] M. T. Ching, R. A. Brennen, R. M. White:
Microfabricated Optical Chopper,
SPIE Vol. 1992 Micro-Optics and Micromechanics, p. 40-46, 1993
- [Deb98] H. Debéda et al:
Fully batch fabricated LIGA actuators integrated on piezoelectric ceramic substrates,
Proceedings of ACTUATORS '98, 17.-19. Juni 1998, Bremen, 1998
- [Dia96] Produktdatenblatt Pyro-Zeilendetektor PZC 1.1,
Dias Angewandte Sensorik GmbH, Dresden, 1996
- [Dor93] R. C. Dorf (ed.):
The Electrical Engineering Handbook,
VDE-Verlag, Berlin, 1993
- [Dub97] Dubbel:
Taschenbuch für den Maschinenbau,
19. Aufl., Springer-Verlag, Heidelberg, 1997

- [Eck94] M. Eckerle:
Mode coupling analysis in optical multimode step index waveguides and their application,
Fortschritt-Berichte, VDI Reihe 10 Nr. 319, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1994
- [Eng82] S. Engman, P. Lindblom:
Blaze characteristics of echelle gratings,
Applied Optics, Vol. 21, No. 23, Dez. 1982
- [Erh93] U. Erhart:
Untersuchungen zum Reflexionsvermögen von metallischen und metallisierten LIGA-
Mikrostrukturen,
Diplomarbeit Universität Karlsruhe, Fakultät für Maschinenbau, 1993
- [Fei97] K. Feit: mündliche Mitteilung, 1997
- [Föll90] O. Fölliger:
Laplace- und Fourier-Transformation,
Hüthig, Heidelberg, 1990
- [Fre98] T. v. Freyhold, H. Debéda, P. Krippner, J. Mohr, U. Wallrabe, J. Wengelink:
Miniaturized Piezo Electric Chopper For Fiber Optical Multimode Applications Realized
Using LIGA-Technology,
Proceedings 1998 IEEE / LEOS Summer Topical Meetings, Optical MEMS,
20. - 24. July 1998, Monterey Plaza Hotel, Monterey, CA, 1998
- [Gra97] Produktdatenblatt PbS-Detektorzeile,
Graseby Infrared, Newmarket, Suffolk, UK, 1997
- [Guc96] H. Guckel, T. Earles, J. Klein, L. D. Zook, T. Ohnstein:
Electromagnetic linear actuators with inductive position sensing,
Sensors and Actuators A, Bd. 53, Heft 1-3, S. 386-391, 1996
- [Ham93] Produktdatenblatt InGaAs-Detektoren
Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, Herrsching, 1993
- [Han56] Handbuch der Physik,
Vol. XIX, Elektrische Leitungsphänomene I,
Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1956
- [Hec98] M. Hecke, W. Bacher:
Herstellung von Kunststoffmikrostrukturen für die Mikrooptik und Mikrosensorik durch
Heißprägen,
Statusbericht des 3. Statuskolloquiums des Projektes Mikrosystemtechnik,
FZKA-6080, S. 167-72, Forschungszentrum Karlsruhe, 2./3. April 1998
- [Hed96] H. Hedler:
Die Nutzung von thermoelektrischen Sensoren zur berührungslosen Messung von Strahlung
und Temperatur,
Informationsschrift der Firma HL-Planartechnik GmbH, Dortmund, 1996
- [Heu89] A. Heuberger:
Mikromechanik: Mikrofertigung mit Methoden der Halbleitertechnologie,
Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Londo, Paris, Tokyo, 1989
- [HLP96] Produktdatenblatt Thermopile-Sensorzeile,
HL-Planartechnik GmbH, Dortmund, 1996
- [Hof96] G. Hofmann:
Pyroelektrische Infrarot-Arrays und ihre Anwendungen,
Kongreßband Opto 96, S. 231-236
- [Hof97] A. Hofmann:
Grundlegende Untersuchungen zur Strahlungsführung in metallisierten Hohlwellenleitern,
Diplomarbeit Universität Karlsruhe, Fakultät für Maschinenbau, Karlsruhe, 1997
- [Hum93] R. E. Hummel:
Electronic Properties of Materials, 2nd ed.,
Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1993

-
- [Hut82] M. C. Hutley:
Diffraction Gratings
Academic Press, London, GB, 1982
- [IIT97] Produktdatenblatt MH2200 Solar Absorber Coating
IIT Research Institute, Chicago, IL 60616, 1997
- [Jae93] V. P. Jaecklin, C. Linder, N. F. de Rooij:
Optical Microshutters and Torsional Micromirrors for Light Modulator Arrays,
Proc. IEEE MEMS 93, p. 124-127, Fort Lauderdale, Florida, 7.-10. Feb. 1993
- [Kan94] T. Kantimm et al:
NIR-Remote Sensing and Artificial Neural Networks for Rapid Identification of Post
Consumer Plastics,
Proceedings of EUCMOS XXII, 1994
- [Klo91] P. Klocek (ed.):
Handbook of infrared optical materials,
Marcel Dekker, Inc., New York, USA, 1991
- [Koc83] E.-E. Koch:
Handbook of synchrotron radiation,
Vol. 1B, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1983
- [Koh93] M. Kohl, J. Mohr:
Entwurf elektrostatischer Linearaktoren,
IMT-Bericht Nr. 110/30, Forschungszentrum Karlsruhe, 1993
- [Koh95] M. Kohl, J. Göttert, J. Mohr:
Verification of the Micromechanical Characteristics of Electrostatic Linear Actuators,
Proceedings Transducers '95, June 25-29, Stockholm, Sweden, 1995
- [Kri96] P. Krippner, J. Mohr, C. Müller, C. van der Sel:
Microspectrometer for the infrared range,
European Symposium on Optics and Vision for Productivity in Manufacturing,
10.-14. Juni 1996, Besançon, Frankreich, 1996
- [Kri97] P. Krippner, J. Mohr:
Auswirkungen des Werkzeugverschleißes auf die optischen Eigenschaften von durch
Spritzguß hergestellten Infrarot-Mikrospektrometern,
IMT-Bericht Nr. 110/83, Forschungszentrum Karlsruhe, 1997
- [Kri97a] P. Krippner, J. Mohr, N. Ünal, R. Wyzgol:
Miniaturisiertes Infrarot-Spektrometersystem,
5. Fachtagung Infrarot-Sensoren und -Systeme IRS² '97,
8.-9. September 1997, Dresden
- [Kri98] P. Krippner, J. Mohr, N. Ünal, R. Wyzgol:
Infrared Gas Analysis System based on a molded LIGA Microspectrometer,
EOS Topical Meeting Optical Spectral Analysis Microsystems,
6.-8. April 1998, Engelberg, Schweiz, 1998
- [Kri98a] P. Krippner, T. Kühner, J. Mohr, R. Wyzgol:
Aufbau und Anwendungen von Mikrospektrometersystemen im IR-Bereich,
Statusbericht des 3. Statuskolloquiums des Projektes Mikrosystemtechnik,
FZKA-6080, S. 167-72, Forschungszentrum Karlsruhe, 2./3. April 1998
- [Kru71] P. W. Kruse, L. D. McGlauchlin, R. B. McQuistan:
Grundlagen der Infrarottechnik,
Verlag Berliner Union GmbH, Stuttgart, 1971
- [Lac97] Produktdatenblatt Feinstkupferlackdraht,
Lacroix und Kress GmbH, Sulingen
- [Las95] Katalog IR-Detektoren,
Laser Components GmbH, München, 1995

- [Maa96] D. Maas, B. Büstgens, J. Fahrenberg, W. Keller:
Fabrication of Microcomponents using adhesive bonding techniques,
IEEE Proceedings, MEMS '96 Workshop, San Diego, 11.-15.02.1996, 1996
- [Mea83] M. L. Meade:
Lock-in amplifiers: principles and applications,
Peter Peregrinus Ltd., London, 1983
- [Mei94] G. C. M. Meijer, A. W. van Herwaarden (ed.):
Thermal sensors,
Institute of Physics Publishing Ltd., London, 1994
- [Men97] W. Menz, J. Mohr:
Mikrosystemtechnik für Ingenieure,
2. ,erw. Auflage, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1997
- [Mic93] L. Michalowski:
Magnettechnik,
Fachbuchverlag, Leipzig, 1993
- [Mül94] G. Müller, I. Rehfeld, W. Katheder:
FEM für Praktiker,
2. Aufl., expert verlag, Renningen-Malmsheim, 1995
- [Mül95] C. Müller, J. Mohr:
Miniaturisiertes Spektrometersystem in LIGA-Technik
FZKA-Bericht 5609, Forschungszentrum Karlsruhe, 1995
- [Mül95a] C. Müller, P. Krippner, T. Kühner, J. Mohr:
Leistungsfähigkeit und Anwendungsgebiete von UV-VIS und IR-LIGA-Mikrospektrometern,
Statusbericht des 2. Statuskolloquiums des Projektes Mikrosystemtechnik,
FZKA-5670, S. 161-5, Forschungszentrum Karlsruhe, 28./29. November 1995
- [Mül96] A. Müller, J. Göttert, J. Mohr:
Aufbau hybrider mikrooptischer Funktionsmodule für die optische Nachrichtentechnik nach
dem LIGA-Verfahren,
FZKA-Bericht 5786, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996
- [Mur92] I. Murray, I. A. Cowe (ed.):
Making Light Work: Advances in Near Infrared Spectroscopy,
developed from the 4th International Conference on Near Infrared Spectroscopy, Aberdeen,
Scotland, Aug. 19-23, 1991
VCH Publishers, New York, 1992
- [Nat97] Produktdatenblatt Bolometer-Zeile
National Optics Institute, Sainte-Foy, Kanada, 1997
- [New52] I. Newton:
Opticks,
Dover Publications, New York, 1952 (1704)
- [Opt98] Produktunterlagen 64 Element PbS Detector Multiplexer Assembly,
OptoElectronics Textron, Petaluma, Kalifornien, USA, 1998
- [Ord83] M. A. Ordal et al:
Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti and W in the
infrared and far infrared,
Applied Optics Vol. 22, No. 7, P. 1099-1119, 1983
- [Pal85] E. D. Palik (ed.):
Handbook of Optical Constants of Solids,
Academic Press, Orlando, 1985
- [Ped96] F. Pedrotti, L. Pedrotti, W. Bausch, L. Schmidt:
Optik, 1. Aufl.
Prentice Hall Verlag GmbH, München, 1996

-
- [Per96] J.-P. Pérez:
Optik,
Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, 1996
- [Rog94] A. Rogalski:
New trends in infrared detector technology,
Infrared Phys. Technol. Vol. 35, No. 1, pp. 1-21, 1994
- [Rog95] A. Rogalski (ed.):
Infrared photon detectors,
SPIE Press, Bellingham, 1995
- [Rog96] B. Rogge, J. Schulz, J. Mohr:
Entwicklung, Optimierung und Test von elektromagnetischen Linearaktoren basierend auf
LIGA-Mikrotechnik,
FZKA-Bericht 5793, Forschungszentrum Karlsruhe, 1996
- [Rup98] R. Ruprecht, V. Piottter, T. Benzler, J. Haußelt:
Spritzgießen von Mikroteilen aus Kunststoffen, Metallen und Keramiken,
Statusbericht des 3. Statuskolloquiums des Projektes Mikrosystemtechnik,
FZKA-6080, S. 167-72, Forschungszentrum Karlsruhe, 2./3. April 1998
- [Sae69] E. Schaefer:
Magnetetechnik,
Vogel-Verlag, Würzburg, 1969
- [San98] D. Sander, J. Müller:
Integrated Optical Microspectrometer in Slab-Waveguides,
Proceedings of OPTO98, 3rd International Congress and Exhibition on Optoelectronics,
Optical Sensors and Measuring Techniques,
18.-20. Mai 1998, Erfurt, 1998
- [Sel95] C. van der Sel:
Untersuchungen zum Aufbau eines Mikrospektrometers in LIGA-Technik für den IR-Bereich
(2,7 - 3,3 μm)
Diplomarbeit Universität Karlsruhe, Fakultät für Maschinenbau, 1995
- [Sen98] Produktinformation PC-Kartenspektrometer,
Sentronic GmbH, Dortmund, 1998
- [Shi92] J.-S. Shie, P. K. Weng:
Design considerations of metal-film bolometer with micromachined floating membrane,
Sensors & Actuators A, 33, S. 183 - 189, 1992
- [Sid53] J. B. Sidgwick:
William Herschel: Explorer of the Heavens,
Faber and Faber, London, 1953
- [Smi94] W. Schmidt:
Optische Spektroskopie,
VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1994
- [Ste97] Steiner, H:
Magnetische Eigenschaften galvanisierter Nickel-Eisen-Legierungen im Hinblick auf
Anwendungen in LIGA-Mikroaktoren,
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, Fakultät für Maschinenbau, 1997
- [Str86] G. Strassacker:
Rotation, Divergenz und das Drumherum,
2., überarbeitete Auflage, Teubner, Stuttgart, 1986
- [Tho97] Produktdatenblatt TH74KA23
Thomson-CSF, St.-Egrève, Frankreich, 1997
- [Tho98] Produktdatenblatt TH74241A-21
Thomson-CSF, St.-Egrève, Frankreich, 1998

- [Tie86] U. Tietze, C. Schenk:
Halbleiter-Schaltungstechnik,
8., überarbeitete Auflage, Springer-Verlag Berlin, 1986
- [VDI96] Grundlagen und Anwendungen mehrelementiger pyroelektrischer Sensorsysteme,
MST Inforbörse, VDI/VDE-IT, Nr. 6-1996
- [Way93] R. W. Waynant, M. N. Ediger (ed.):
Electro-optics handbook,
McGraw-Hill, Inc., New York, 1993
- [Woo93] R. A. Wood, N. A. Foss:
Micromachined bolometer arrays achieve low-cost imaging,
Laser Focus World, S. 101-106, Juni 1993
- [Wya91] C. L. Wyatt:
Electro-optical system design for information processing,
McGraw-Hill, Inc, New York, 1991
- [Zei98] Produktinformation MMS NIR,
Carl Zeiss OEM-Spektralsensorik, Oberkochen, 1998

8 ANHANG

8.1 Funktionsweise von Lock-in-Verstärkern

Ein moduliertes Eingangssignal liefert die Voraussetzung zur Anwendung von Korrelationsverfahren zur Signalaufbereitung, die den Signal-Rauschabstand des Systems verbessern. Bei diesen Verfahren wird die aus einem Referenzkanal gewonnene Information über die Phasenlage des modulierten Nutzsignals eingesetzt, um Rauschanteile, die keine feste Phasenbeziehung zum Nutzsignal aufweisen, zu unterdrücken. Die durch den Referenzkanal exakt bekannte Modulationsfrequenz ermöglicht eine schmalbandige Bandpaßfilterung des Detektorsignals. Dadurch wird Rauschen, das außerhalb dieses Frequenzfensters liegt, ausgeblendet. Für hochempfindliche Meßaufgaben haben sich sogenannte Lock-in-Verstärker, die nach diesem Prinzip arbeiten, etabliert [Mea83]. Für Detektorzeilen muß für jeden Einzeldetektor ein separater Kanal in den Ausleseschaltkreis integriert werden. Das prinzipielle Schaltbild eines solchen Einzelkanals zeigt Abb. 8.1.

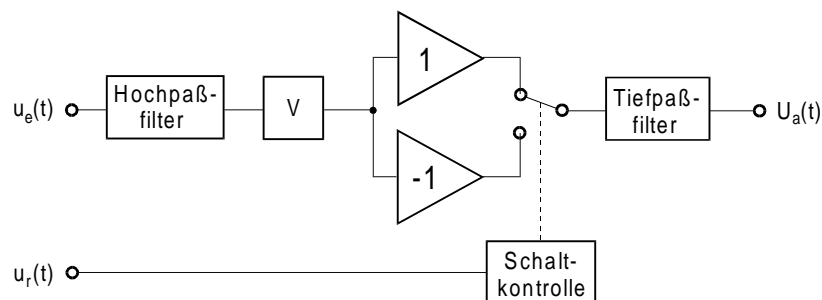


Abb. 8.1: Prinzipschaltbild eines Lock-in-Verstärkers

Das Eingangssignal $u_e(t)$ ist das intensitätsmodulierte optische Signal, das von einem Einzeldetektor erfaßt wird. Es wird nach der Hochpaßfilterung zur Unterdrückung von Gleichanteilen und Vorverstärkung durch eine Schaltfunktion zerhackt. Das Referenzsignal $u_r(t)$ wird vom Chopper geliefert und besitzt die selbe Fundamentalfrequenz wie das Eingangssignal. Der mit Schaltkontrolle bezeichnete Block schaltet das mit 1 und -1 multiplizierte Eingangssignal mit einem Tastverhältnis von 1:1 abwechselnd auf den Tiefpaß. Dieser Schaltvorgang findet um eine Phasenverschiebung ϕ_r zum Referenzsignal, aber mit identischer Fundamentalfrequenz statt. Dies entspricht der Multiplikation des Eingangssignals mit einer symmetrischen Rechteckfunktion. Durch dieses Verfahren wird aus dem anliegenden symmetrischen Eingangssignal

$$u_e(t) = u_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n \cos(n \cdot 2\pi f_0 \cdot t) \quad (8-1)$$

mit der Fundamentalfrequenz f_0 und den Fourierkomponenten α_n das gleichgerichtete und tiefpaßgefilterte Ausgangssignal

$$U_a = \frac{2}{\pi} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \cdot \frac{\alpha_{2n+1}}{2n+1} \cdot V_{2n+1} \cdot \cos(2n+1)\phi_r. \quad (8-2)$$

Somit liefern alle ungeradzahigen Fourierkomponenten des Eingangssignals einen Beitrag zum Ausgangssignal, wobei eine Gewichtung mit dem jeweiligen Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers und $1/(2n+1)$ erfolgt.

Am Beispiel eines sinusförmig modulierten Eingangssignals zeigt Abb. 8.2 die Signalverläufe bei Lock-in-Detektion. Ein maximales Ausgangssignal ergibt sich nur für eine bestimmte Phasendifferenz ϕ_r zwischen Referenzsignal und Eingangssignal. Da diese durch den optischen Aufbau und Phasendrehungen des Vorverstärkers schwanken kann, enthält die Schaltkontrolle eine einstellbare Phasenverschiebung, die für den jeweiligen Aufbau einmalig abgeglichen werden muß. Die Schaltfunktion ist dann phasengleich zum Eingangssignal.

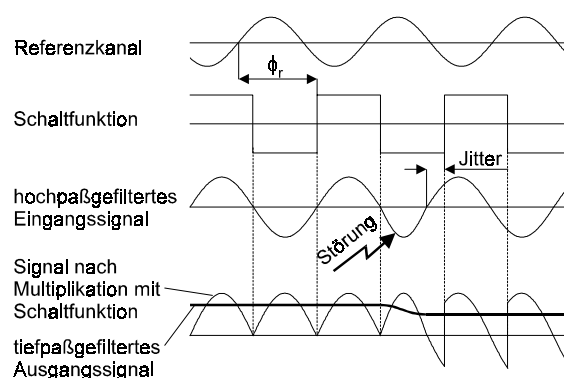


Abb. 8.2: Phasenbeziehungen und Signalformen bei Lock-in-Detektion beim Auftreten einer Phasenstörung (Jitter) am Beispiel eines sinusförmigen Eingangssignals

Kommt es aufgrund einer Phasenstörung (Jitter) $\Delta\phi_r$ am Eingangssignal oder dem Referenzsignal zu einer Änderung der Phasenbeziehungen, so wird hierdurch das Ausgangssignal vermindert. Diese Schwankungen der Phasenlage können durch Unregelmäßigkeiten eines mechanischen Modulators hervorgerufen werden. Bei sinusförmiger Modulation ergibt sich ein cosinusförmiger Zusammenhang zwischen dem Jitter und dem Ausgangssignal. Bei vollständig rechteckförmiger Modulation ist dieser Zusammenhang linear, wobei das Ausgangssignal bei 90° Phasenverschiebung verschwindet. Dies führt dazu, daß ein Phasenjitter von 1° bei sinusförmiger Modulation eine Signalschwankung von 0,015% verursacht. Bei rechteckförmiger Modulation beträgt sie 1,1%. Unter diesem Gesichtspunkt ist es für einen stabilen Betrieb erstrebenswert, sinusförmig zu modulieren bzw. durch Tiefpaßfilterung am Vorverstärker nur die Fundamentalfrequenz des modulierten Signals zum Lock-in-Verstärker gelangen zu lassen.

Die Transmissionsfenster des Lock-in-Verstärkers liefern auch Beiträge zum Rauschen des Ausgangssignals. Da das Rauschen keine feste Phasenbeziehung zum Nutzsinal aufweist, lassen sich die einzelnen Beiträge quadratisch addieren.

$$R = B_0 \sqrt{\sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{2n+1} V_{2n+1} \cdot r_{2n+1} \right)^2} \quad (8-3)$$

Gleichung (8-3) gibt das Gesamttrauschen bei einer rauschäquivalenten Bandbreite B_0 des Tiefpasses am Ausgang und einer jeweiligen Rauschleistungsdichte r_{2n+1} bei den Zentralfrequenzen der Transmissionsfenster an. Die Erfassung der höheren Harmonischen bringt somit leichte Vorteile hinsichtlich der Rauschunterdrückung, da sie geringer gewichtet werden als die Anteile des kohärenten Nutzsignals. Zusätzlich sinkt bei höheren Frequenzen die Rauschleistungsdichte der Photodetektoren. Bei unendlich großer Bandbreite des Vorverstärkers ergibt sich bei Rechteckmodulation ein Anstieg des Nutzsignals um 23% im Vergleich zu sinusförmiger Modulation. Das Rauschen wächst lediglich um 11% an. Rechteckförmige Modulation bietet somit geringe Vorteile hinsichtlich des Signal-Rausch-Abstandes. Da dies jedoch mit dem Nachteil der größeren Signalschwankungen aufgrund von Phasenjittern erkauft werden, muß für die jeweilige Anwendung abgewogen werden, ob sinusförmig oder rechteckförmig moduliert werden soll. Möglich ist ebenfalls die rechteckförmige Modulation mit einer Filterung vor dem Lock-in-Verstärker, wodurch nur die Fundamentalfrequenz des Rechtecks ausgewertet wird.