

**Untersuchungen zu einem
temperaturkompensierten Wellenlängensensor
auf der Basis protonenausgetauschter Wellenleiter
in Lithium-Niobat**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
an der Fakultät Maschinenbau der
Technischen Universität Ilmenau

vorgelegt von

Dipl.-Ing. (FH) Ulrich Grusemann
geb. am 21. November 1970 in Winterberg

1. Gutachter: Univ. Prof. Dr.-Ing. habil. H. Wurmus
TU Ilmenau, Fakultät für Maschinenbau, Fachgebiet Mikrosystemtechnik
2. Gutachter: Prof. Dr. sc. nat. W. Karthe
Fraunhofer Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik, Jena
3. Gutachter: Dr. rer. nat. A. Rasch
LITEF GmbH, Freiburg

Tag der Einreichung: 25.06.2002

Tag der mündlichen Prüfung: 04.02.2003

Zusammenfassung

Die Verfügbarkeit von kompakten und kostengünstigen Laserstrahlquellen in Form von Halbleiterlasern und diodengepumpten Festkörperlasern ermöglicht heute einen breiten Einsatz optischer Meß- und Kontrollsysteme in fast allen Bereichen des täglichen Lebens. Bei optischen Meßverfahren hoher Genauigkeit kommen dabei sehr häufig interferometrische Meßprinzipien zur Anwendung, wobei die Genauigkeit zumeist durch die Wellenlängenstabilität der Laserstrahlquelle begrenzt wird. Da die üblicherweise angewendete passive Stabilisierung der Laserdiodenparameter Temperatur und Injektionsstrom für hochgenaue Meßverfahren i.a. nicht ausreicht, ist eine aktive Stabilisierung der Laserwellenlänge notwendig. Kern einer solchen Wellenlängenstabilisierung ist ein Wellenlängensensor z.B. in Form eines Fabry-Perot-Resonators, Fasergitters oder unbalancierten Zweistrahlinterferometers. Voraussetzung für die korrekte Funktion der Wellenlängenstabilisierungseinheit ist die mechanische sowie insbesondere die thermische Stabilität des Wellenlängensensors.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß mit einem Wellenlängensensor auf Basis eines unbalancierten integriert-optischen Zweistrahlinterferometers in einem dielektrischen Kristall eine interne Kompensation der Temperaturabhängigkeit der Phase erreicht werden kann. Mit Lithiumniobat (LiNbO_3) kam ein Substratmaterial zur Anwendung, das auf Basis des Wellenleiterherstellungsverfahrens des getemperten Protonenaustauschs ein geeignetes Prinzip für eine thermooptische Kompensation ermöglicht. Das Prinzip beruht auf der Kombination eines getemperten protonenausgetauschten (APE) Wellenleiters mit einem ungetemperten protonenausgetauschten (PE) Wellenleiter, der gegenüber dem ersteren einen negativen thermooptischen Koeffizienten aufweist. Bei dem realisierten unbalancierten Mach-Zehnder-Interferometer wird die durch die Weglängendifferenz der Interferometerarme verursachte Temperaturempfindlichkeit durch das Einfügen eines ungetemperten protonenausgetauschten Wellenleitersegments in den längeren Interferometerarm kompensiert.

Zur Bestimmung der optimalen Segmentlänge wurde die Temperaturabhängigkeit der thermooptischen Koeffizienten von PE- und APE-Wellenleitern unterschiedlicher Herstellungsparameter bestimmt.

Es wurde ein Technologiezyklus entwickelt, der es ermöglicht, in die zuvor hergestellte Interferometerstruktur ein Segment anderer Herstellungsparameter einzupassen, ohne die Wellenleitereigenschaften der Interferometerstruktur negativ zu beeinflussen. Gleichzeitig wird eine Minimierung der Koppelverluste zwischen den APE-Wellenleitern der Interferometerstruktur und dem PE-Segment gewährleistet.

Die Temperaturabhängigkeit der relativen thermooptischen Koeffizienten, d.h. die Existenz eines nicht vernachlässigbaren Koeffizienten zweiter Ordnung, ermöglicht eine vollständige thermooptische Kompensation nur für eine bestimmte Temperatur. In einem Intervall um diese Temperatur kann eine stark reduzierte Temperaturabhängigkeit beobachtet werden. Über die Wahl einer bestimmten PE-Segmentlänge kann die Temperatur, bei der eine vollständige thermooptische Kompensation erreicht wird, nach höheren oder tieferen Temperaturen verschoben werden. Mit der Kompensierung können die Anforderungen an die Temperaturstabilisierung des Wellenlängensensors verringert werden. Die realisierten Bauelemente zeigen bei einer optischen Weglängendifferenz zwischen den Interferometerarmen von $5 \mu\text{m}$ eine Wellenlängensensitivität von $0,03\pi/\text{nm}$. Um eine Phasenänderung messen zu können, die einer Wellenlängenänderung von $0,01 \text{ nm}$ entspricht, ist eine Toleranz der Temperaturstabilisierung kleiner 1 K ausreichend.

Abstract

The availability of compact and cheap laser sources as laser diodes and diode pumped solid state lasers enables the successful application of optical measurement- and control-systems in almost all scopes of daily live. In a lot of high resolution optical measurement systems interferometric principles are used. A common problem of these applications is the wavelength stability of the light source. Usually the passive stabilisation of the laser diode parameter temperature and current is not sufficient for high resolution optical measurement systems and therefore an active stabilisation of wavelength is necessary. Core of a wavelength stabilisation unit is a wavelength sensor, for example a Fabry-Perot-resonator, a fiber-bragg-grating or an unbalanced dual-trace-interferometer. Prerequisite for the proper function of the wavelength stabilisation unit is the mechanical and in particular the thermal stability of the wavelength sensor.

Subject of this thesis is an integrated optical wavelength sensor based on an unbalanced dual-trace-interferometer in a dielectric crystal with an internal compensation of the temperature dependence of the interference phase. For the realisation the electro-optic material lithium-niobate (LiNbO_3) and the waveguide fabrication technique of annealed proton exchange were used. The compensation of thermally induced phase shifts was achieved by the combination of annealed proton-exchanged (APE) waveguides and not annealed proton-exchanged (PE) waveguides. The negative thermo-optic coefficient of the PE-waveguide in contrast to the positive thermo-optic coefficient of the APE-waveguide allows the thermo-optic compensation of phase shifts in an unbalanced Mach-Zehnder-Interferometer by the insertion of a PE-waveguide segment in the longer interferometer arm.

For the determination of the optimal PE-segment length the temperature dependence of the thermo-optic coefficients of APE- and PE-waveguides of different fabrication parameters were measured.

To maximize the coupling efficiency between the APE-waveguides of the interferometer structure and the PE-waveguide segment a collinear alignment of the PE-segment in the longer interferometer arm was necessary. A technology cycle was developed, which makes it possible to place a waveguide segment with different fabrication parameters into the interferometer structure fabricated before without negative effects on the waveguide properties of the interferometer structure.

The temperature dependence of the relative thermo-optic coefficients, i.e. the existence of a non-negligible second-order coefficient, enables a totally thermo-optic compensation only for a fixed temperature. Around this temperature the wavelength sensor shows a strong reduced temperature sensitivity. Therefore the demands on the temperature stabilisation can be reduced. By the design of the PE-segment length the temperature of totally thermo-optic compensation can be shifted to a higher or lower temperature. The realised devices show a wavelength sensitivity of $0,03 \pi/\text{nm}$ by an optical path length difference between the interferometer arms of $5 \mu\text{m}$. For the measurement of phase shifts which correspond to a wavelength shift of $0,01 \text{ nm}$ of the light source it is sufficient to stabilise the temperature within a tolerance smaller than 1 K .

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	9
2. Temperaturstabilisierung von Interferometern	13
2.1 Eigenschaften von Interferometern	13
2.2 Kohärenz.....	15
2.3 Stand der Technik bei temperaturkompensierten Sensoren	17
2.3.1 Kompensation der thermischen Ausdehnung	17
2.3.2 Temperaturkompensation auf der Basis stark doppelbrechender Fasern	19
2.4 Anwendung anisotroper Materialien zur thermooptischen Kompensation	21
2.4.1 Prinzipien zur Kompensation thermisch bedingter Phasenänderungen in unbalancierten integriert-optischen Interferometern.....	21
2.4.2 Anisotrope optische Kristalle und Wellenleiterherstellungsverfahren der Integrierten Optik.....	23
2.4.3 Bewertung einzelner Prinzipien und Auswahl des favorisierten Prinzips	28
3. Protonenausgetauschte Wellenleiter in Lithiumniobat	33
3.1 Materialeigenschaften von Lithiumniobat (LiNbO_3)	33
3.2 Protonenaustausch	37
3.3 Temperung.....	40
3.4 Austausch bei hohen Lithiumbenzoatkonzentrationen.....	41
3.5 Herstellung von Streifenwellenleitern	43
4. Bestimmung der thermooptischen Koeffizienten	45
4.1 Temperaturabhängigkeit von Substratindex und effektivem Wellenleiterindex....	45
4.2 Bestimmung der relativen thermooptischen Koeffizienten integriert-optischer Wellenleiter	47
4.3 Ergebnisse der thermooptischen Messungen.....	50

5.	Konzeption der Interferometerstruktur	53
5.1	Kohärenzlängen und Kontrastfunktionen der verwendeten Lichtquellen	53
5.2	Optimierung der Interferometerstruktur	54
5.3	Dämpfung der MZI-Struktur	57
5.4	Anpassung von PE-Segment und APE-Wellenleiter	58
6.	Berechnung der Interferometerkennwerte.....	63
6.1	Die Wellenlängensensitivität des Interferometers.....	63
6.2	Die Temperatursensitivität des Interferometers	65
6.3	Berechnung der PE-Segmentlänge	66
7.	Technologieentwicklung	69
7.1	Justierung des PE-Segments zur Interferometerstruktur	69
7.2	Optimierung des technologischen Ablaufs der Wellenleiterherstellung.....	71
7.3	Einfluß des Ionenstrahlätzens auf die Wellenleiterherstellung	77
7.4	Einfluß der Metallisierung auf die Wellenleiterherstellung	79
7.5	Untersuchungen zu möglichen alternativen Technologien	81
8.	Ergebnisse der Bauelementecharakterisierung.....	85
8.1	Wellenlängenabhängigkeit der Phase und der Halbwellenspannung des asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometers	86
8.2	Temperaturabhängigkeiten der Phase und der Halbwellenspannung des asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometers	88
8.3	Temperaturabhängigkeit des Modulationsgrades und der geführten optischen Leistung.....	93
8.4	Drifteffekte	95
8.4.1	Thermische Driften.....	95
8.4.2	Lichtinduzierte Brechzahländerungen	98
8.4.3	Gleichspannungsdriften	100
8.4.4	Driften durch den Einfluß von Luftfeuchtigkeit.....	101
8.5	Messung kleinster Wellenlängenänderungen und Langzeitdriften	103

9. Zusammenfassung.....	105
10. Ausblick.....	109
Literaturverzeichnis	111
Bezugszeichenliste	119

1. Einleitung

In fast allen Bereichen des täglichen Lebens ist ein Trend zur Einführung intelligenter und vernetzter Meß- und Kontrollsysteme zu verzeichnen. Sehr deutlich zeigt sich dieses beispielsweise im Automobil, wo bereits heute verschiedenste Systeme auf engstem Raum mit- und nebeneinander arbeiten und für Sicherheit, wirtschaftlichen Betrieb sowie Komfort sorgen. Derartige intelligente Meß- und Kontrollsysteme werden heute zunehmend als Mikro-Elektro-Mechanische Systeme (MEMS) bzw. Mikro-Opto-Elektro-Mechanische Systeme (MOEMS) realisiert /1/. Gleichzeitig wird die Verknüpfung dieser Meß- und Kontrollsysteme mit Mobilfunknetzen und dem Internet angestrebt, um beispielsweise, wiederum bezogen auf das Automobil, eine Ferndiagnose bei Fehlverhalten oder die Nutzung von Informationsdiensten zu ermöglichen.

Vor diesem Hintergrund nehmen mikrooptische und integriert-optische Bauelemente eine besondere Stellung ein. Sie vereinen die Eigenschaften einer hohen Datenübertragungsrate, die hohe Genauigkeit optischer Meßverfahren und die Unempfindlichkeit gegenüber elektromagnetischen Störfeldern. Bei optischen Meßverfahren hoher Genauigkeit kommen sehr häufig interferometrische Meßprinzipien zur Anwendung /2/. Die bevorzugten Lichtquellen, nicht nur für Anwendungen in der Mikrosystemtechnik, sind Halbleiterlaser und diodengepumpte Festkörperlaser. Dafür sprechen neben dem geringen Anschaffungspreis die kompakte Bauweise, der hohe Wirkungsgrad und damit niedriger Energieverbrauch sowie die einfache Modulierbarkeit. Ein gemeinsames Problem bei diesen Anwendungen ist die Wellenlängenstabilität der Lichtquelle, die vielfach die Auflösung der Meßverfahren begrenzt. Die passive Stabilisierung der Laserdiodenparameter Temperatur und Injektionsstrom führt i.a. nicht zu einer stabilen Wellenlänge, da in den meisten Fällen eine von mehreren möglichen longitudinalen Moden anschwingt und außerdem zufällige Resonatorparameter (z.B. Verteilung der Ladungsträgerkonzentration) die Wellenlänge der Moden nicht exakt determinieren.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung eines Wellenlängensensors für Laser- und Superlumineszenzdiolen, der eine optimale technische und kostengünstige Wellenlängenstabilisierung insbesondere für Anwendungen der Mikrosystemtechnik ermöglicht. Das klassische Prinzip der absoluten Wellenlängenstabilisierung ist die aktive Stabilisierung der Laserfrequenz auf eine schmalbandige Referenz /3/. Als Referenzen werden z.B. die Resonanzfrequenzen von Fabry-Perot-Interferometern sowie hochstabilen Faser-Bragg-Gittern oder Übergängen in Atomen und zwischen Molekülschwingungen

angewendet. Die relative Wellenlängenstabilisierung basiert im wesentlichen auf unbalancierten Michelson-Interferometern und Mach-Zehnder-Interferometern. Unbalanciert heißt, es besteht eine feste optische Weglängendifferenz zwischen den beiden Interferometerarmen, um die gewünschte Wellenlängensensitivität zu erreichen. Unbalancierte Interferometer sind technisch einfach zu realisieren und flexibel für verschiedene Lichtquellen einsetzbar.

Voraussetzung für die korrekte Funktion einer Wellenlängenstabilisierungseinheit ist die mechanische sowie insbesondere die thermische Stabilität des Wellenlängensensors, d.h. daß sich die optische Weglänge des Fabry-Perot-Resonators oder Fasergitters bzw. die optische Weglängendifferenz des Interferometers nicht ändert. Durch die thermische Ausdehnung sowie die Temperaturabhängigkeit der Brechzahl stellt ein Fabry-Perot-Resonator, ein Fasergitter oder ein unbalanciertes Interferometer ebenso ein Temperatursensor dar. Ein naheliegender Ausweg besteht darin, den Wellenlängensensor durch eine Regelung auf einer konstanten Temperatur zu halten.

Als Alternative dazu soll in dieser Arbeit gezeigt werden, daß mit einem Wellenlängensensor auf Basis eines integriert-optischen Interferometers eine interne Kompensation der Temperatureffekte erreicht werden kann. In Kapitel 2 wird zunächst durch ausgewählte Literaturbeispiele der aktuelle Stand der Technik temperaturkompensierter Interferometer dokumentiert. Vorrangiges Ziel ist meist die Kompensierung der thermischen Ausdehnung, die sich in den meisten Anwendungen als dominierender Temperatureffekt darstellt. Das Grundprinzip einer Temperaturkompensation läßt sich am Beispiel zweier Materialien mit unterschiedlicher Wärmeausdehnung und unterschiedlicher Länge erläutern, die sich bei einem bestimmten Längenverhältnis um den gleichen Absolutbetrag ausdehnen. Dieses Prinzip kann unter bestimmten Voraussetzungen auf die Kompensation Temperatur bedingter Brechungsindexänderungen in unbalancierten Zweistrahlinterferometern erweitert werden. Wesentliche Voraussetzungen für die Funktionsweise ist die Anisotropie des Ausbreitungsmediums bezüglich der thermischen Ausdehnung sowie des Brechungsindex und seiner thermischen Änderung. Einige der in der Integrierten Optik verwendeten Materialien sind künstliche anisotrope Einkristalle, bei denen u.a. die thermische Ausdehnung und die thermische Änderung des Brechungsindex in den verschiedenen Kristallrichtungen unterschiedlich groß sind. Die Kompensation des Temperatureffektes kann bei diesen Materialien dadurch erreicht werden, daß nach der Aufspaltung des Lichtstrahls für die Lichtwege eine bestimmte räumliche Anordnung bezüglich der Kristallachsen und ein entsprechendes Längenverhältnis gewählt wird, bei dem sich die

optische Länge beider Wellenleiter genau um denselben Betrag ändert. Im Ergebnis bleibt die optische Weglängendifferenz in Abhängigkeit von der Temperatur unverändert. Damit kann prinzipiell eine nahezu vollständige Kompensation thermisch bedingter Phasenänderungen erreicht werden. Es werden drei prinzipielle Funktionsweisen thermooptisch kompensierter Interferometer vorgestellt, die sich aus der Existenz zweier Änderungskoeffizienten, der thermischen Ausdehnung und der thermischen Änderung des Brechungsindex, ableiten.

Eine weitere Voraussetzung für die Realisierung eines temperaturkompensierten Interferometers ist die Möglichkeit der Erzeugung von optischen Wellenleitern in dem Material. Im weiteren Verlauf des 2. Kapitels wird ein Überblick über die bedeutendsten anisotropen Kristalle und Wellenleiterherstellungsverfahren der Integrierten Optik gegeben.

Aus der Verknüpfung der drei prinzipiellen Funktionsweisen mit einem der beiden Interferometertypen (Michelson-Interferometer oder Mach-Zehnder-Interferometer) und den verschiedenen in Frage kommenden Substratmaterialien sowie Wellenleiterherstellungsverfahren ergeben sich eine Reihe theoretischer Varianten temperaturkompensierter Interferometer, die hinsichtlich Fertigbarkeit sowie zukünftigen Anwendungen bewertet werden. Im Ergebnis der Bewertung wird ein unbalanciertes Mach-Zehnder-Interferometer favorisiert, bei dem die Kompensation temperaturbedingter Phasenänderungen durch die Kombination von Wellenleitern mit unterschiedlichen thermooptischen Eigenschaften erreicht wird. Das ausgewählte Substratmaterial sowie das Verfahren der Wellenleiterherstellung werden in Kapitel 3 beschrieben.

Als entscheidende Größe für die Funktionsweise des temperaturkompensierten Interferometers wird in Kapitel 4 die Temperaturabhängigkeit des effektiven Wellenleiterindex bestimmt.

Kapitel 5 widmet sich dem eigentlichen Entwurf und der Optimierung der Interferometerstruktur. Aus den erarbeiteten Struktur- und Wellenleiterdaten werden in Kapitel 6 die sich theoretisch ergebende Wellenlängen- und Temperatursensitivität sowie die Länge des für die Kompensation erforderlichen speziellen Wellenleitersegments ermittelt.

Das Einfügen eines speziellen Wellenleitersegments, mit gegenüber der Interferometerstruktur veränderten Parametern bei der Wellenleiterherstellung, verlangt eine spezielle Technologie, deren Entwicklung und Optimierung in Kapitel 7 beschrieben wird. Die Ergebnisse der Bauelementecharakterisierung werden in Kapitel 8 vorgestellt. Abschließend werden in Kapitel 9 die Ergebnisse zusammengefaßt und ein Ausblick auf mögliche Anwendungen gegeben.

2. Temperaturstabilisierung von Interferometern

2.1 Eigenschaften von Interferometern

Optische Interferometer sind Instrumente, die durch optische Weglängenunterschiede bedingte Lichtinterferenzen vielfältig nutzen. Diese allgemeine Definition, die auch auf Wellen mechanischen Ursprungs erweitert werden kann, berücksichtigt die große Breite in Bauart und Anwendung dieser Geräte. In Interferometern werden aus einem Primärstrahl durch Strahlteilung zwei oder mehrere kohärente Teilstrahlen erzeugt, die nach Durchlaufen unterschiedlicher optischer Wege überlagert werden und ein Interferenzmuster erzeugen. Zur Klassifizierung von Interferometern kann man die Methode der Strahlteilung heranziehen:

Interferometer mit Wellenfrontteilung verwenden unterschiedliche räumliche Teile derselben Wellenfront. Beispiele sind der Doppelspaltversuch von Young und dessen Abwandlungen wie der Lloydsche Spiegelversuch und das Fresnelsche Bisprisma.

Interferometer mit Amplitudenteilung verwenden Strahlteiler, die den Ursprungsstrahl in zwei Teile aufspalten. Dies ist z.B. im Michelson-Interferometer (Abb. 1) und Mach-Zehnder-Interferometer (Abb. 2) der Fall, wo die Teilung meist durch einen teilreflektierenden Spiegel erfolgt. Eine andere Klassifikation unterscheidet zwischen Zweistrahl-Interferometern, wie dem Michelson-Interferometer, und den Vielstrahl-Interferometern vom Typ Fabry-Perot.

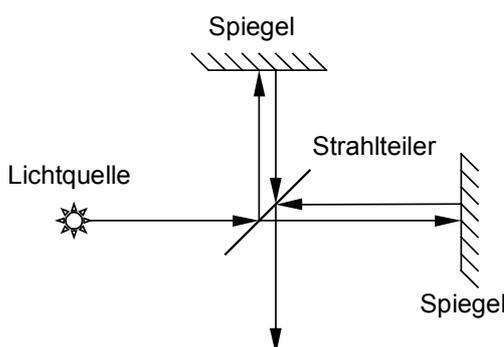


Abb. 1: Michelson-Interferometer

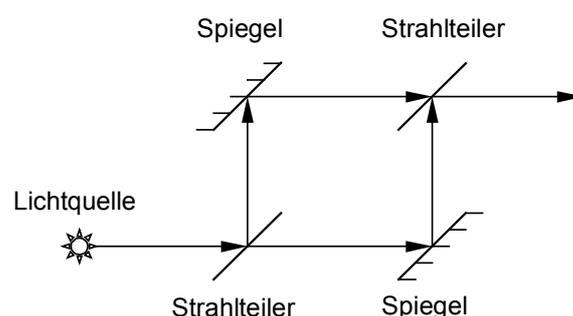


Abb. 2: Mach-Zehnder-Interferometer

Die Grundlage der Interferometrie ist das Überlagerungs- oder Superpositionsprinzip ^{/4,5/}. Es besagt, daß zwei (oder mehrere) Wellensysteme sich gegenseitig nicht beeinflussen und ungestört zur Überlagerung gebracht werden können, d.h. jedes Wellensystem breitet sich

so aus, als ob das andere nicht vorhanden wäre. Das aus der Überlagerung zweier Lichtwellenfelder resultierende Wellenfeld wird an jeder Stelle dadurch erhalten, daß man die primären Felder vektoriell addiert. In dem speziellen Fall, daß die primären Felder gleichpolarisiert sind, entartet die vektorielle Addition in eine algebraische. Die Addition der Feldstärke führt dazu, daß die Intensitäten der Teilwellen I_1 und I_2 , die durch die Quadrate der Feldstärken gegeben sind, sich i.a. nicht einfach additiv überlagern. Die Gesamtintensität ist also nicht einfach die Summe der Einzelintensitäten, sondern weist zusätzlich einen Interferenzterm auf, der von der Differenz der Phasenkonstanten δ_1 und δ_2 der Teilwellen bestimmt wird.

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta_2 - \delta_1) \quad (1)$$

Für den wichtigen Spezialfall gleicher Amplituden und Intensitäten ($I_1 = I_2$) folgt dann:

$$I = 2 I_1 (1 + \cos \delta) = 4 I_1 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (2)$$

mit $\delta = \delta_2 - \delta_1$ der Phasendifferenz der Teilwellen.

Man bezeichnet daher speziell beim Licht, wo lediglich die Intensitäten beobachtet werden können, jede Abweichung von der Additivität der Intensität bei der Überlagerung als Interferenz.

Der Meßbereich interferometrischer Systeme ist größenordnungsmäßig durch die Kohärenzlänge der verwendeten Lichtquelle begrenzt.

Die Meßgenauigkeit interferometrischer Systeme wird u. a. bestimmt durch:

- die Wellenlängenstabilität des Lasers,
- die mechanische und thermische Stabilität des gesamten Aufbaus,
- das Auflösungsvermögen der Elektronik, die die Detektorsignale auswertet und z.B. in eine Längenangabe umrechnet, sowie durch
- die Kenntnis und Konstanz des Brechungsindex des Ausbreitungsmediums.

2.2 Kohärenz

Im allgemeinen beobachtet man in der Optik, daß zwischen zwei Lichtwellen, die von verschiedenen Quellen stammen, keine Interferenz stattfindet. Dies wird darauf zurückgeführt, daß die Differenz der Phasenkonstanten $\delta_2 - \delta_1$ der Lichtwellen im allgemeinen zeitlich nicht konstant ist, sondern während der Beobachtungsdauer beliebige positive und negative Werte annehmen kann. Im zeitlichen Mittel verschwindet das Interferenzglied, so daß sich die Gesamtintensität aus der Summe der Einzelintensitäten ergibt.

Zwei Wellen, für die $\delta_2 - \delta_1$ konstant ist, nennt man kohärent, um auszudrücken, daß zwischen beiden Wellen eine feste Phasenbeziehung besteht. Ändern sich die beiden Phasen δ_2 und δ_1 in statistischer Weise, so nennt man die Wellen inkohärent. Interferenz kann man also nur gut beobachten, wenn die sich überlagernden Wellenzüge kohärent sind. Kohärenz und Inkohärenz sind zwei Extremfälle für die Phasenbeziehung zweier Lichtwellen. Im allgemeinen Fall liegt partielle Kohärenz vor.

Auch Lichtwellen, die von einem Emissionszentrum ausgehen, müssen nicht unbedingt kohärent sein. Dies kommt dadurch zustande, daß auch die von einem Emissionszentrum zeitlich nacheinander ausgestrahlten Wellenzüge eine statistische Phasenlage zueinander haben. Kohärent sind also nur Teilwellenzüge, die von einem einzigen Emissionsakt stammen. Dies bedingt, daß die Weglängendifferenz zwischen den beiden Wellen nicht größer sein darf als die Länge eines Wellenzuges. Kennzeichnend für eine Lichtwelle ist dann die mittlere Zeitdauer der Wellenzüge, die Kohärenzzeit τ_0 . Mit der Lichtgeschwindigkeit c im Ausbreitungsmedium wird die Kohärenzlänge l_k aus

$$l_k = c \tau_0 \quad (3)$$

erhalten. Aus der Heisenbergschen-Unschärferelation folgt, daß die natürliche Frequenzbreite $\Delta\nu$ einer Spektrallinie umgekehrt proportional zur Kohärenzzeit der Lichtquelle ist.

Mit $\Delta\nu \approx \nu_0 \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2}$ gilt dann

$$l_k \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda n} \quad (4)$$

wobei $\Delta\lambda$ die Halbwertsbreite der spektralen Intensitätsverteilung der verwendeten Lichtquelle mit der Wellenlänge λ ist und n der Brechungsindex des Mediums, in dem sich die Lichtstrahlen ausbreiten.

Im Fall partieller Kohärenz beobachtet man, daß mit zunehmender Weglängendifferenz zwischen den interferierenden Wellen der Kontrast zwischen den Interferenzstreifen soweit abnimmt, bis beim Erreichen der Kohärenzlänge nur noch ein Gleichanteil gemessen werden kann. Die Abhängigkeit des Kontrasts von der Weglängendifferenz Δl wird durch die Kontrastfunktion /6/ beschrieben:

$$K(\tau) = e^{-\left[\frac{\pi \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta l \cdot n}{\lambda^2}\right]^2} \quad (5)$$

2.3 Stand der Technik bei temperaturkompensierten Sensoren

2.3.1 Kompensation der thermischen Ausdehnung

Ein wesentlicher Schwerpunkt bei der Entwicklung temperaturkompensierter Sensoren ist die drastische Reduzierung oder Kompensierung der thermischen Ausdehnung, da sich diese bei den meisten Anwendungen als der dominierende Temperatureffekt darstellt.

Ein geeignetes Material für den Aufbau von Interferometern mit extrem geringer thermischer Ausdehnung ist die Glaskeramik Zerodur[®], die z.B. als Spiegelträger für Ringlasergyroskope Verwendung findet. In dem Temperaturbereich zwischen 0°C und 100°C zeigt Zerodur[®] einen mittleren thermischen Ausdehnungskoeffizienten von etwa $0,5 \cdot 10^{-9}$ 1/K, der an verschiedenen Stellen sogar Null wird (Abb. 3). Selbst bei großen Materialstücken sind Schwankungen der mechanischen und thermischen Eigenschaften kaum nachweisbar. Ein Anwendungsbeispiel ist der Aufbau von Großringlasern zur Vermessung der Erdrotation [7]. Mit einem quadratischen Zerodur[®]-Block von 1,2 m Kantenlänge (Abb. 4, umschlossene Fläche des Ringlasers 1 m²), der sich zur Luftdruckstabilisierung zusätzlich in einem Tank befindet, konnte die Erdrotation mit einer relativen Auflösung von $2,5 \cdot 10^{-5}$ bestimmt werden, das entspricht einer Winkelgeschwindigkeit von 150 μ rad pro Tag.

Durch den Aufbau eines weiteren Großringlasers mit einer effektiven Umlauffläche des Laserstrahls von 4 m \times 4 m soll die Auflösung der Erdrotation auf 10^{-9} gesteigert werden, was einer Winkelgeschwindigkeit von 6 Nanoradian pro Tag entsprechen würde.

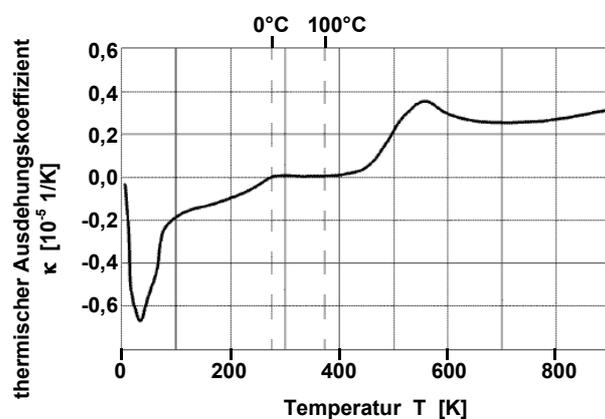


Abb. 3: Verlauf des thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Glaskeramik Zerodur[®]

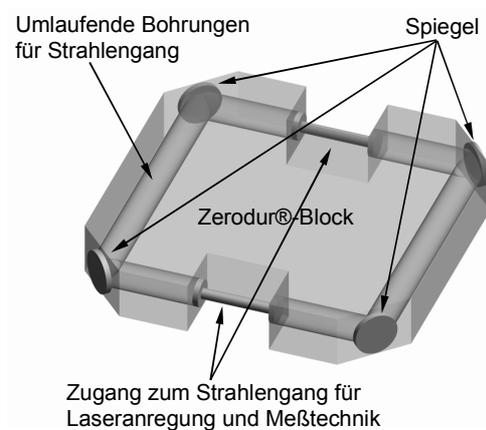
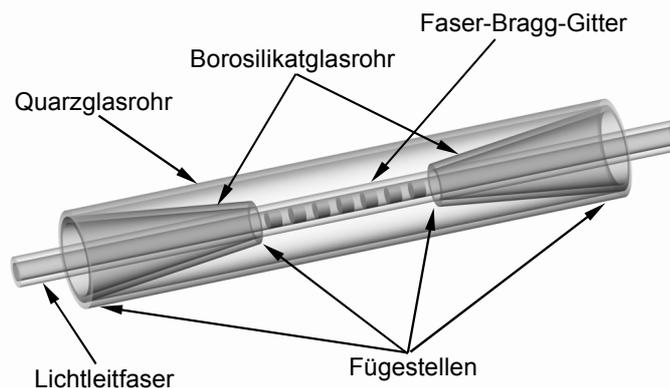


Abb. 4: Skizze des Zerodur[®]-Block mit integriertem Großringlaser

Außer durch Verwendung eines Materials mit extrem geringer thermischer Ausdehnung kann mit einer speziellen Aufbautechnik die thermische Stabilität entscheidend verbessert werden. Das Grundprinzip einer derartigen Aufbautechnik besteht darin, zwei Materialien mit unterschiedlicher Wärmeausdehnung und unterschiedlicher Länge, die sich bei einem bestimmten Längenverhältnis um den gleichen Absolutbetrag ausdehnen, so anzuordnen, daß die thermische Längenänderung zwischen zwei Punkten der Anordnung konstant bleibt. Anwendung findet eine derartige Temperaturkompensation z.B. bei der Temperaturstabilisierung eines Faser-Bragg-Gitters /8/ (Abb. 5). Optische Fasergitter weisen bei ihrer Bragg-Wellenlänge ein scharfes Minimum in der Transmissionscharakteristik auf. Die Abweichungen der Wellenlänge eines in der Faser geführten Laserstrahls führen zu einer starken Transmissionsänderung des Fasergitters, die zur Regelung der Wellenlänge eines Lasers genutzt werden kann. Fasergitter zeigen jedoch auch eine Temperaturabhängigkeit der Bragg-Wellenlänge von mehreren pm/K. Für hochgenaue Anwendungen ist daher eine Temperaturstabilisierung der Fasergitter von Interesse.

Abb. 5:

Prinzipskizze einer möglichen Aufbautechnik zur Kompensation der thermischen Ausdehnung



Die Prinzipskizze in Abb. 5 zeigt eine mögliche Aufbautechnik zur Kompensation der thermischen Ausdehnung. Zwei Borosilikatglasrohre, die nicht zwingend konisch zulaufen müssen, werden an die Grenzen eines in eine Faser eingeschriebenen Faser-Bragg-Gitters geschoben und mit den an das Gitter angrenzenden Enden auf der Faser fixiert. Über diese Anordnung wird ein Quarzglasrohr geschoben, um eine feste mechanische Verbindung zwischen den Borosilikatglasrohren herzustellen. Damit bei einer Temperaturänderung der Abstand zwischen den Fügestellen Borosilikatglasrohr-Lichtleitfaser konstant bleibt, ist zwischen dem Quarzglasrohr und den Borosilikatglasrohren ein Längenverhältnis von etwa 1:3 einzustellen. Ein wesentliches Kriterium für die Funktion der Kompensation ist die Positionstabilität der Fügestellen besser 10 nm bei Kräften um 1 N.

Die thermische Kompensation ist jedoch nur bei einer optimalen Temperatur vollständig, da der Temperaturkoeffizient der Bragg-Wellenlänge mit steigender Temperatur abnimmt (Abb. 6). Bei einer Temperaturstabilisierung dieser Anordnung auf $\pm 1\text{K}$ kann so eine Stabilität der Bragg-Wellenlänge von $0,1\text{ pm}$ erreicht werden.

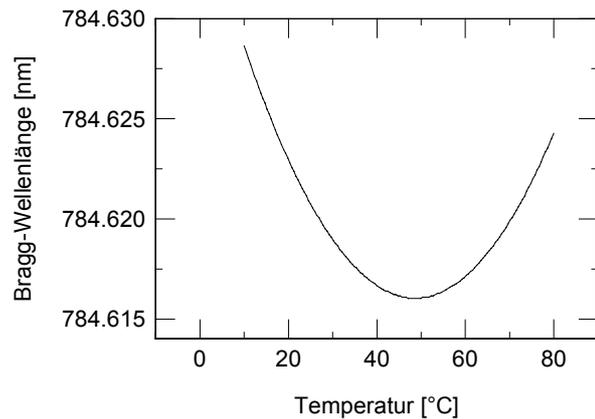


Abb. 6: Temperaturcharakteristik der Fasergitter-Wellenlängenreferenz im thermisch kompensierten Aufbau nach /8/.

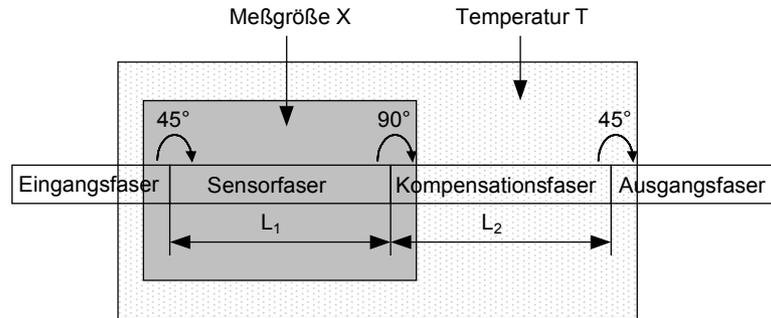
2.3.2 Temperaturkompensation auf der Basis stark doppelbrechender Fasern

Eine in der faseroptischen Sensorik weit verbreitete Methode temperaturbedingte Phasenänderungen zu kompensieren, basiert auf dem Hintereinanderschalten zweier gleich langer, stark doppelbrechender Fasern, deren Polarisationsachsen um einen Winkel von 90° zueinander gedreht sind (Abb. 7) /9,10,11/. Lediglich eine der beiden Fasern übernimmt die Sensorfunktion, d.h. wird der zu messenden Größe ausgesetzt, die Zweite dient der Kompensation temperaturbedingter Phasenänderungen. Um eine nahezu vollständige Kompensation der durch Temperaturänderungen in der Sensorfaser verursachten Phasenänderungen erreichen zu können, müssen Temperaturgradienten zwischen der Sensor- und der Kompensationsfaser vermieden werden. Die Ein- und Auskopplung des Lichts in die Faserstrecke erfolgt ebenfalls durch polarisationserhaltende Fasern, deren Polarisationsachsen um einen Winkel von 45° zu den Polarisationsachsen der Sensor- bzw. Kompensationsfaser verdreht sind. Auf der Einkopplenseite wird dadurch eine gleichmäßige Aufteilung des Lichts in die beiden orthogonalen Polarisationsmoden der Sensorfaser erreicht. Wird die Einwirkung der Meßgröße, z.B. Druck oder Dehnung auf die Sensorfaser verhindert sowie die Sensor- und Kompensationsfaser auf gleicher Temperatur gehalten, erfolgt eine vollständige Rückstellung der Polarisationsmodendispersion durch die Kompensationsfaser. Bei Einwirken der Meßgröße kann auf der Auskopplenseite eine Phasendifferenz zwischen den Polarisationsmoden gemessen werden, die bei konstanter Temperatur über die

Faserstrecke nahezu unabhängig von der Höhe der Temperatur ist. In der Auskoppelfaser erfolgt eine Überlagerung der Polarisationsmoden.

Abb. 7:

Prinzipiskizze eines temperaturkompensierten Fasersensors auf Basis doppelbrechender Fasern mit gekreuzt angeordneten Polarisationsachsen



Unter Berücksichtigung von Effekten zweiter Ordnung und Kreuzempfindlichkeiten kann die Phasenänderung $\Delta\Phi_1$ in der Sensorfaser durch

$$\Delta\Phi_1(\Delta T, \Delta X) = L_1 K_T \Delta T + L_1 K_{TT} \Delta T^2 + L_1 K_X \Delta X + L_1 K_{XX} \Delta X^2 + L_1 K_{TX} \Delta T \Delta X, \quad (6)$$

sowie die Phasenänderung $\Delta\Phi_2$ in der Kompensationsfaser durch

$$\Delta\Phi_2(\Delta T, \Delta X) = L_2 K_T \Delta T + L_2 K_{TT} \Delta T^2 \quad (7)$$

beschrieben werden, wobei L_1, L_2 die Länge der Sensor- bzw. Kompensationsfaser, ΔT die Temperaturänderung sowie ΔX die Änderung der Meßgröße bezeichnen. Die Koeffizienten K_T und K_X stehen für die Empfindlichkeiten erster Ordnung, K_{TT} und K_{XX} für die Empfindlichkeiten zweiter Ordnung sowie K_{TX} für die Kreuzempfindlichkeit. Diese definieren sich wie folgt:

$$K_T = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial \Delta n}{\partial T}, \quad K_{TT} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial T^2}, \quad (8)$$

$$K_X = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial \Delta n}{\partial X}, \quad K_{XX} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial X^2} \quad (9)$$

$$\text{und } K_{TX} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial T \partial X}, \quad (10)$$

mit λ der Wellenlänge des verwendeten Lichts und Δn der modalen Doppelbrechung der Faser. Die resultierende Phasenänderung $\Delta\Phi_S$ bei exakt gleich langer Sensor- und Kompensationsfaser ($L_1 = L_2$) ergibt sich aus

$$\Delta\Phi_S(\Delta T, \Delta X) = \Delta\phi_1(\Delta T, \Delta X) - \Delta\phi_2(\Delta T, \Delta X) = L_1 K_X \Delta X + L_1 K_{XX} \Delta X^2 + L_1 K_{TX} \Delta T \Delta X. \quad (11)$$

Die vollständige Kompensation temperaturbedingter Phasenänderung wird dabei durch den Beitrag der Kreuzempfindlichkeit (dritter Term) begrenzt.

2.4 Anwendung anisotroper Materialien zur thermooptischen Kompensation

Einige der in der Integrierten Optik verwendeten Materialien sind künstliche anisotrope Einkristalle, bei denen u.a. die thermische Ausdehnung und die thermische Änderung des Brechungsindex in den verschiedenen Kristallrichtungen verschieden groß sind. Die Kompensation des Temperatureffektes in unbalancierten Interferometern kann bei Anwendung anisotroper Materialien dadurch erreicht werden, daß nach der Aufspaltung des Lichtstrahls für die Lichtwege eine bestimmte räumliche Anordnung bezüglich der Kristallachsen und ein Längenverhältnis gewählt wird, bei dem sich die optische Länge beider Wellenleiter genau um denselben Betrag ändert, so daß im Ergebnis die optische Weglängendifferenz in Abhängigkeit von der Temperatur unverändert bleibt /12/. Die Gleichheit der thermischen Änderung zweier optischer Wege, L und L' , kann durch die allgemeine Grundgleichung

$$\sum_{i=1}^m L_i n_i(\Theta_i) [\gamma_i(\Theta_i) + \kappa_i(\Theta_i)] = \sum_{k=1}^m L'_k n'_k(\Theta'_k) [\gamma'_k(\Theta'_k) + \kappa'_k(\Theta'_k)] \quad (12)$$

beschrieben werden. Die thermischen Änderungen eines jeden Interferometerarms können durch die Summe der Änderungen beliebig vieler gerader Teilstücke, die unter einem beliebigen Winkel Θ zu einer definierten Kristallrichtung liegen, erfaßt werden.

2.4.1 Prinzipien zur Kompensation thermisch bedingter Phasenänderungen in unbalancierten integriert-optischen Interferometern

Die Anwendung anisotroper Materialien zur Kompensation thermisch bedingter Phasenänderungen in unbalancierten integriert-optischen Interferometern läßt sich in drei Prinzipien unterteilen. Die Interferometerstruktur ist dabei nicht an einen bestimmten Interferometertyp gebunden. Für die beiden am häufigsten in der Integrierten Optik verwendeten Typen, das Michelson-Interferometer und das Mach-Zehnder-Interferometer, zeigt Abb. 8 am Beispiel eines allgemeinen doppelbrechenden Kristalls mögliche Ausführungen der im folgenden beschriebenen Prinzipien. Die verwendeten Substrate werden als 1mm dicke Scheiben (Wafer) aus den Kristallen herausgeschnitten. Die Orientierung der Schnitte wird so gewählt, daß die geometrischen Achsen x, y, z der Substrate parallel zu den entsprechenden Kristallachsen X, Y, Z liegen, wobei die Schnittbezeichnung der Oberflächennormalen des Wafers entspricht, z.B. x -Schnitt LiNbO_3 .

1. Prinzip

Die beiden Interferometerarme unterscheiden sich nur hinsichtlich ihres thermischen Ausdehnungskoeffizienten, während der Brechungsindex und seine thermische Änderung in beiden Armen gleich sind. Dazu ist eine Kristallscheibe nötig, die so geschnitten ist, daß die parallel zur Oberfläche liegenden Kristallrichtungen unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizient aufweisen. Die optische Achse (Z-Achse) des doppelbrechenden Kristalls liegt dabei immer parallel zu Oberfläche. Die Polarisation des Lichtes muß dabei in beiden Wellenleitern senkrecht zur Oberfläche liegen, damit für die sich ausbreitende Welle in jeder Ausbreitungsrichtung parallel zur Oberfläche der gleiche Brechungsindex wirksam ist (Abb. 8a).

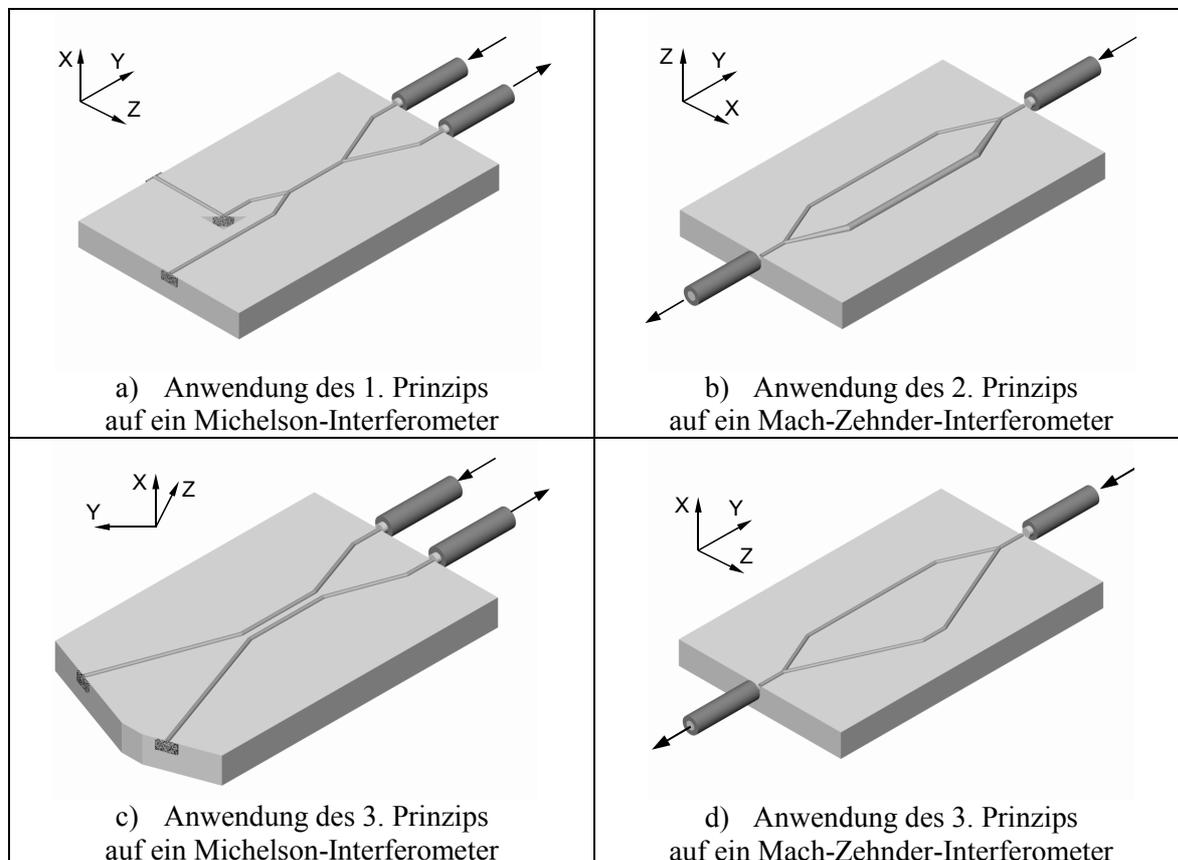


Abb. 8: Mögliche Varianten thermooptisch kompensierter Interferometer in verschiedenen Kristallschnitten

2. Prinzip

Bei gegenüber dem 1. Prinzip umgekehrten Verhältnissen unterscheiden sich die beiden Interferometerarme hinsichtlich des Brechungsindex und seiner thermische Änderung, während die thermischen Ausdehnungskoeffizienten in beiden Armen gleich sind. Dazu ist eine Kristallscheibe nötig, die so geschnitten ist, daß der

thermische Ausdehnungskoeffizient in allen Richtungen parallel zur Oberfläche gleich ist. Die optische Achse steht dabei senkrecht zur Oberfläche (z-Schnitt). Die unterschiedlichen Brechungsindizes der beiden Interferometerarme können sich entweder aus der Doppelbrechung des Kristalls ergeben, das Licht in den beiden Interferometerarmen muß dafür orthogonal zueinander polarisiert sein, oder aus der Änderung der Brechzahlerhöhung oder der Wellenleiterbreite (Abb. 8b) in einem der Interferometerarme.

3. Prinzip

Im allgemeinsten Fall unterscheiden sich die beiden Interferometerarme in ihren thermischen Ausdehnungskoeffizienten sowie in ihrem Brechungsindex und seiner thermischer Änderung. Dazu ist eine Kristallscheibe nötig, die so geschnitten ist, daß die parallel zur Oberfläche liegenden Kristallrichtungen unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizient aufweisen (x- oder y-Schnitt). Der Brechungsindexunterschied zwischen den Interferometerarmen kann analog zum 2. Prinzip durch orthogonale Polarisationszustände in den beiden Interferometerarmen oder durch eine Änderung der Brechzahlerhöhung oder Wellenleiterbreite in einem der Interferometerarme eingestellt werden. (Abb. 8c u. 8d)

Alle drei Prinzipien lassen sich sowohl bei einem Michelson- als auch einem Mach-Zehnder-Interferometer anwenden. Wesentliche Voraussetzungen für die Funktionsweise sind die Anisotropie des Ausbreitungsmediums bezüglich der thermischen Ausdehnung sowie des Brechungsindex einschließlich seiner thermischen Änderung und daß in dem anisotropen Material optische Wellenleiter erzeugt werden können.

2.4.2 Anisotrope optische Kristalle und Wellenleiterherstellungsverfahren der Integrierten Optik

Anisotrope optische Kristalle mit praktischer Bedeutung für die Integrierte Optik sind die ferroelektrischen Kristalle Lithiumniobat (LiNbO_3 , LN), Lithiumtantalat (LiTaO_3 , LT) und Kaliumtitanylphosphat (KTiOPO_4 , KTP). Die wichtigsten gemeinsamen Eigenschaften, die diese Kristalle für die Integrierte Optik interessant machen, sind die hohen linearen elektrooptischen sowie nichtlinearen optischen Koeffizienten und die umkehrbare spontane Polarisation.

Eine größere Verbreitung hat bisher lediglich LiNbO₃ erfahren, das im Bereich der optischen Kommunikationstechnik erfolgreich für Modulatoren und Schalter bis in den Gigahertzbereich eingesetzt wird. Es wird bereits seit den Anfängen der Integrierten Optik Ende der siebziger Jahre systematisch untersucht und ist heute in 3 und 4 Zoll großen Wafern (Kristallscheiben) erhältlich. Mit $n_o=2,2864$ und $n_e=2,2027$ bei $\lambda=633$ nm zeigt es eine große Doppelbrechung. Zur Wellenleiterherstellung wurden die Li/LiO₂-Ausdiffusion, die Metalleindiffusion hauptsächlich in Form der Titaneindiffusion, die Ionenimplantation, der Protonen-Lithium-Austausch ($H^+ \leftrightarrow Li^+$), kurz auch Protonenaustausch genannt sowie der Metallionenaustausch ($Ag^+, Cr^+, Cu^+, Ti^+ \leftrightarrow Li^+$) untersucht /13,14/. Während sich die Li/LiO₂-Ausdiffusion wegen zu geringer Brechzahländerungen nicht durchgesetzt hat und der Metallionenaustausch aufgrund komplizierter Vorgänge beim Austausch sowie hoher Dämpfungen kaum Beachtung findet, ist die Ionenimplantation mit der sich anschließenden Ausheilung der Implantationsschäden noch Gegenstand der Forschung. Praktische Bedeutung für die industrielle Herstellung von Modulatoren und Schaltern haben die Titaneindiffusion und der Protonenaustausch erlangt.

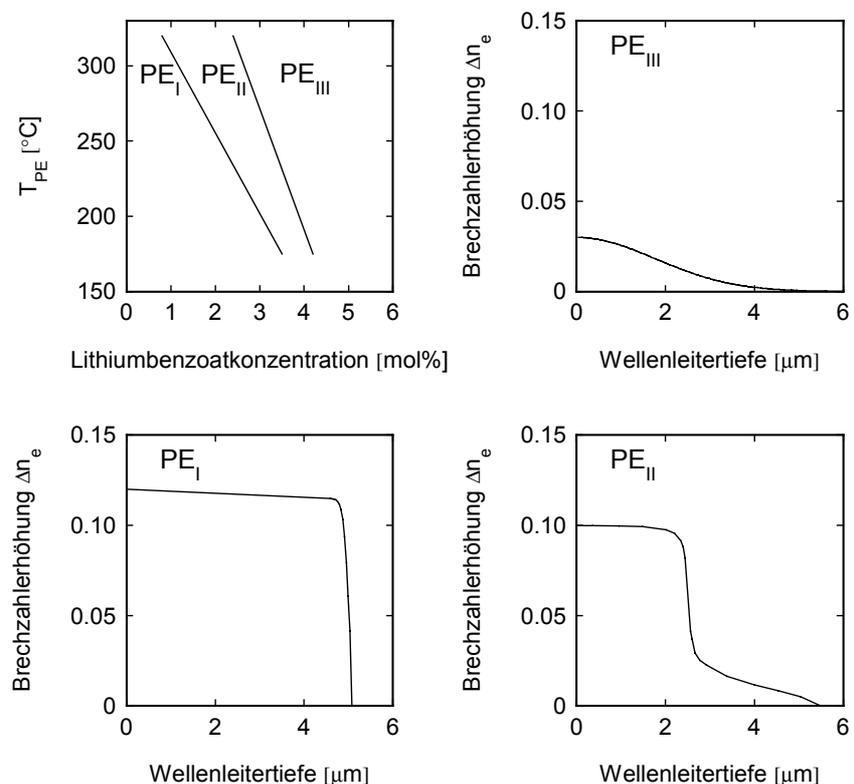
Historisch gesehen war die Titaneindiffusion die erste Möglichkeit, qualitativ hochwertige Wellenleiter in LiNbO₃ herzustellen. Von den Versuchen, verschiedene Übergangsmetalle wie Titan, Vanadium oder Nickel unter hohen Temperaturen einzudiffundieren, brachte vor allem der Prozeß der Titaneindiffusion Wellenleiter mit kleinen Dämpfungen hervor. Bei der Titaneindiffusion werden auf die Substratoberfläche aufgebrachte schmale Titanstreifen bei Temperaturen um 1000-1100°C sowie angefeuchteter Schutzgasatmosphäre in den Kristall eindiffundiert. Titandiffundierte Wellenleiter weisen eine maximale Brechzahlerhöhung von etwa 0,03 bei $\lambda = 633$ nm auf. Das Brechzahlprofil der Streifenwellenleiter kann in lateraler Richtung durch eine komplementäre Fehlerfunktion und in Tiefenrichtung durch einen gaußförmigen Verlauf beschrieben werden. Mit optimierten Fertigungsprozessen könne Wellenleiterdämpfungen um die 0,1 dB/cm im infraroten Spektralbereich insbesondere bei den Telekommunikationswellenlängen 1,3 und 1,55 μ m erreicht werden. In Richtung kleiner Wellenlängen tritt der photorefraktive Effekt (optical damage) störend in Erscheinung. Bei $\lambda = 830$ nm ist die geführte optische Leistung auf etwa 100 μ W begrenzt /28/.

Der Protonenaustausch (Proton Exchange, PE) wurde erst geraume Zeit nach den ersten Versuchen zur Titaneindiffusion entdeckt /15/. Es handelt sich dabei um einen Austausch von Lithium aus dem Substratmaterial gegen Protonen aus einer geeigneten Quelle. Der

Austausch erfolgt bei Temperaturen zwischen 150°C und 300°C in Säurelösungen, Säure- oder Salzschnmelzen, z.B. Benzoesäure, Phosphorsäure oder Kaliumhydrogensulfat. Für den außerordentlichen Brechungsindex kann bei $\lambda = 633 \text{ nm}$ eine maximale Brechzahl-erhöhung von etwa 0,12 erzielt werden, der ordentliche Brechungsindex dagegen wird um etwa 0,05 abgesenkt. Eine daraus resultierende wichtige Eigenschaft der Wellenleiter ist, daß nur eine Polarisationsrichtung geführt werden kann. In der Literatur sind für protonen- ausgetauschte Wellenleiter entweder die Abkürzungen PE_I, PE_{II}, PE_{III} oder PE und APE (Annealed Proton Exchange) zu finden. Diese Abkürzungen beinhalten sowohl Gemein- samkeiten als auch Unterschiede in der Herstellung und den Eigenschaften der Wellen- leiter. Die Abkürzungen PE_I und PE bezeichnen in Herstellung und Eigenschaften identische protonenausgetauschte Wellenleiter mit einem stufenförmigen Brechzahlprofil und einer Brechzahlerhöhung bei $\lambda = 633 \text{ nm}$ zwischen 0,09 und dem Maximalwert 0,12 (Abb. 9). Die relativ große Brechzahlerhöhung dieser Wellenleiter ist mit einer Änderung der Kristallphase verbunden, die zu gänzlich anderen physikalischen Eigenschaften führt. Als wesentliche Eigenschaftsänderungen seien hier das Verschwinden des elektrooptischen Effekts, die betragsmäßige Reduzierung und Vorzeichenumkehr des thermooptischen Effekt, die verringerte Empfindlichkeit gegenüber dem photorefraktiven Effekt sowie die hohe Wellenleiterdämpfung von über 1 dB/cm genannt.

Abb. 9:

Vereinfachtes Phasen-
diagramm protonenaus-
getauschter Wellenleiter
sowie der zugehörigen
Brechzahlprofile nach
De Micheli /16/



Mit PE_{III} und APE bezeichnete Wellenleiter sind nur in ihren Eigenschaften identisch. Diese weisen ein gaußähnliches Brechzahlprofil mit einer maximalen Brechzahlerhöhung von etwa 0,04 auf, und besitzen eine gegenüber dem Substratmaterial unveränderte Kristallphase (Abb. 9). Die mechanischen, thermischen und die elektrooptischen Materialeigenschaften sind nahezu identisch mit denen des Substrats. Die minimal erreichbaren Wellenleiterdämpfungen im infraroten Spektralbereich von etwa 0,1 dB/cm kommen denen titandiffundierter Wellenleitern gleich. Der photorefraktive Effekt tritt dagegen erst im sichtbaren Spektralbereich störend in Erscheinung. Bei APE-Wellenleitern ist z.B. der Einsatz bei $\lambda = 633$ nm bei einer Leistung bis zu etwa 100 μ W möglich /28/. In der Herstellung unterscheiden sich PE_{III} und APE-Wellenleiter dadurch, daß es sich bei APE-Wellenleitern um getemperte PE_I- bzw. PE-Wellenleiter handelt, wohin gegen die PE_{III}-Wellenleiter durch einen Austausch in einer Schmelze mit stark reduziertem Dissoziationsgrad erzeugt werden. Eine vielfach angewandte Methode den Dissoziationsgrad der Schmelze abzusenken ist die Zugabe von Lithiumsalzen zur Schmelze, z.B. die Zugabe von Lithiumbenzoat bei der Verwendung von Benzoesäure als Protonenquelle. Der Dissoziationsgrad der Schmelze oder die Temperzeit läßt sich jedoch auch so einstellen, daß eine Brechzahlerhöhung zwischen 0,04 und 0,09 erreicht wird. Derart hergestellte Wellenleiter werden in der Literatur mit der Abkürzung PE_{II} bezeichnet (Abb. 9). Das Brechzahlprofil ähnelt in der Nähe der Oberfläche einem Stufenprofil und verläuft mit zunehmender Tiefe gradientenförmig. Im stufenförmig verlaufenden Teil des Brechzahlprofils ist analog zu PE_I- bzw. PE-Wellenleitern die veränderte Kristallphase zu finden. Wellenleiter des Typs PE_{II} zeigen sehr hohe Dämpfungen und sind daher für praktische Anwendungen nicht von Interesse.

Eine interessante Alternative zu LiNbO₃, insbesondere für den sichtbaren Spektralbereich, stellt LiTaO₃ dar, das eine sehr viel höhere Schwelle (LiTaO₃ ca. 15kW/cm², LiNbO₃ ca. 400 W/cm²) für optical damage bei nahezu identischen elektrooptischen Koeffizienten besitzt. Die Doppelbrechung ist im Vergleich jedoch deutlich geringer ($n_o=2,1808$, $n_e=2,1765$ bei $\lambda = 633$ nm). Es wird parallel zu LiNbO₃ bereits seit den Anfängen der Integrierten Optik untersucht, hat jedoch bisher keine große Verbreitung erfahren. Zur Wellenleiterherstellung sind die vom LiNbO₃ übernommen Verfahren Ionenimplantation, Protonenaustausch und Metallionenaustausch geeignet /14/.

Protonengeaustauschte Wellenleiter in LiTaO₃ sind in ihren Eigenschaften nahezu identisch mit denen in LiNbO₃. Wesentlicher Unterschied ist die geringere maximale Brechzahlerhöhung von etwa 0,03. Ähnlich den Vorgängen beim Protonenaustausch in

LiNbO₃ erfahren protonenausgetauschte Wellenleiter in LiTaO₃ mit einer Brechzahlerhöhung größer 0,015 eine Umwandlung der Kristallphase. Im Ergebnis kann eine dem LiNbO₃ vergleichbare Reduzierung der ferroelektrischen Eigenschaften festgestellt werden. Durch eine sich anschließende Temperung können auch hier die ferroelektrischen Eigenschaften wieder hergestellt werden. Die Phasenumwandlung kann analog dem LiNbO₃ durch eine reduzierte Protonenkonzentration der Schmelze umgangen werden. Eine weitere gemeinsame Eigenschaft ist, daß nur eine Polarisationsrichtung geführt wird. Der Metallionenaustausch, z.B. in Form des Kuper-Lithium-Austausch ($\text{Cu}^+ \leftrightarrow \text{Li}^+$) führt zu nahezu polarisationsunabhängigen Wellenleitern mit einer maximalen Brechzahlerhöhung an der Oberfläche von bis zu 0,10 für n_o und 0,11 für n_e . Die Dämpfung der Wellenleiter ist für die Praxis jedoch unakzeptabel. Eine deutliche Verbesserung der Wellenleiterdämpfung konnte mit der Weiterentwicklung des Metallionenaustausch zum „Nonisovalent Ion Exchange (NIIE)“ erzielt werden, bei dem das Lithium gegen zweiwertige Metallionen ausgetauscht wird ($\text{Zn}^{2+} \leftrightarrow 2 \text{Li}^+$, $\text{Ni}^{2+} \leftrightarrow 2 \text{Li}^+$, $\text{Mn}^{2+} \leftrightarrow 2 \text{Li}^+$). Der Austausch erfolgt in eutektischen Sulfatschmelzen der Zusammensetzung K₂SO₄(13,5 mol%) - Na₂SO₄(8,5 mol%)-Li₂SO₄(m)-MeSO₄(n), wobei Me das auszutauschende Metallion (z.B. Zn, Ni, Mn) bezeichnet. Während über den Li₂SO₄- und MeSO₄-Anteil die Brechzahlerhöhung variiert werden kann, dienen das Kalium- und Natriumsulfat lediglich der Reduzierung des Schmelzpunktes auf etwa 512°C. Die ferroelektrischen Eigenschaften des LiTaO₃ bleiben durch den Austausch unverändert. Die polarisationsunabhängigen Wellenleiter mit einer maximalen Brechzahlerhöhung von etwa 0,04 weisen bei $\lambda = 633 \text{ nm}$ eine Dämpfung von 1 bis 2 dB/cm auf.

Polarisationsunabhängige Wellenleiter mit einer maximalen Brechzahlerhöhung von bis zu 0,1 können durch den Doppel-Ionenaustausch (Double Ion Exchange, DIE) erhalten werden, d.h. daß parallel zum Metallionenaustausch ein Protonenaustausch erfolgt. Die oben aufgeführte Sulfatschmelze wird dazu um einen Anteil Kaliumhydrogensulfat (KHSO₄) ergänzt. Über die Konzentration des Li₂SO₄-, MeSO₄- und KHSO₄-Anteil sowie die Austauschzeit kann die Doppelbrechung, die Brechzahlerhöhung sowie das Brechzahlprofil der Wellenleiter variiert werden.

Kaliumtitanylphosphat wird erst seit gut zehn Jahren als Substratmaterial in der Integrierten Optik eingesetzt. Bei einer Schwelle für optical damage oberhalb 500kW/cm² eignet es sich insbesondere für Anwendungen im sichtbaren Spektralbereich /17/. Im Unterschied zu LiNbO₃ und LiTaO₃ ist KTP optisch zweiachsig ($n_x = 1,7626$, $n_y = 1,7719$,

$n_z = 1,8655$ bei $\lambda = 633$ nm). Geeignete Verfahren zur Wellenleiterherstellung sind der Ionenaustausch in Nitratschmelzen ($K^+ \leftrightarrow Rb^+, Cs^+, Sr^+$ oder Tl^+) sowie die Implantation von Heliumionen /18/.

Bevorzugtes Verfahren zur Wellenleiterherstellung ist der Austausch der Kaliumionen gegen Rubidiumionen bei Temperaturen um die 350°C /17/. An der Substratoberfläche kann eine Brechzahlerhöhung von maximal 0,03 erzielt werden, die in das Substrat hinein einer komplementären Fehlerfunktion entsprechend absinkt. Lateral wird das Brechzahlprofil durch eine starke Diffusionsanisotropie bestimmt, die im Ergebnis zu einem stufenförmigen lateralen Brechzahlprofil führt. Das Licht wird nahezu polarisationsunabhängig in den Wellenleitern geführt und erfährt im sichtbaren Spektralbereich eine Dämpfung die bei $\lambda = 633$ nm unterhalb 1 dB/cm liegt und bei $\lambda = 476$ nm auf etwa 1,5 dB/cm ansteigt.

2.4.3 Bewertung einzelner Prinzipien und Auswahl des favorisierten Prinzips

Ein entscheidender Nachteil des KTP, der die sehr guten Eigenschaften des Materials im sichtbaren Spektralbereich oft in den Hintergrund treten läßt und eine größere Verbreitung integriert-optischer Bauelemente auf Basis des KTP bisher verhinderte, ist die Verfügbarkeit des Kristalls in maximal ca. $25\text{ mm} \times 25\text{ mm}$ großen Substraten. Bei einem gegenüber 3 Zoll großen LiNbO_3 -Wafeln sechsfach höheren Preis wird jedes KTP-Bauelement zu einem teuren Einzelstück. Dagegen sind LiNbO_3 - und LiTaO_3 -Substrate in 3 und 4 Zoll großen Wafeln und unabhängig vom Hersteller in guter Qualität und Quantität verfügbar. Die Verbreitung des Kristallmaterials im industriellen Bereich, insbesondere im Bereich der optischen Kommunikationstechnik, wo es erfolgreich für Modulatoren und Schalter bis in den Gigaherzbereich eingesetzt wird, ist Beweis für eine reproduzierbare Fertigung unter industriellen Bedingungen und die Akzeptanz der Bauelemente auf dem Markt. Ebenso spricht die Möglichkeit der Integration mit bereits in den Markt eingeführten LiNbO_3 -Bauelementen für die Entscheidung, LiNbO_3 als Substratmaterial für den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Wellenlängensensor zu verwenden. Ein Standard-Bauelement, welches sich bereits am Markt etabliert hat und für unterschiedliche Anwendungen der optischen Interferometrie eingesetzt wird, zeigt Abb. 10. Die Struktur entspricht einem Michelson-Interferometer, bei dem über den elektrooptischen Modulator im Meß- bzw. Referenzstrahl ein Phasen- oder Frequenzshift zwischen dem Meß- und

Referenzstrahl erzeugt werden kann. Die Anwendungsmöglichkeiten reichen von der einfachen interferometrischen Distanzmessung, über nach dem Laser-Doppler-Prinzip arbeitende Meßverfahren (Anemometer, Vibrometer) bis zu Faserkreiseln (Gyroskope).

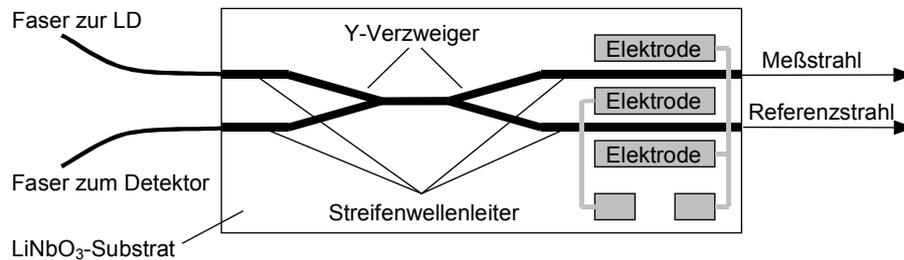


Abb. 10: Standard LiNbO₃-Bauelement für unterschiedliche Anwendungen in der interferometrischen Meßtechnik

Bei der Auswahl eines geeigneten Wellenleiterherstellungsverfahrens wurden die Wellenleitereigenschaften und der Fertigungsprozeß bewertet. Das Ziel, über einen modularen Aufbau interferometrischer Mikrosysteme ein breites Anwendungsspektrum zu erschließen, setzt eine wirtschaftliche Fertigung jedes einzelnen Moduls voraus, insbesondere für Module, die wie der Wellenlängensensor nicht wesentlich für die Funktion des Gesamtsystems sind, sondern nur eine Erweiterung darstellen. Für den Wellenlängensensor sollte deshalb bevorzugt ein Wellenleiterherstellungsverfahren genutzt werden, das bereits Eingang in die industrielle Serienproduktion gefunden hat. Die bei der Wellenleiterherstellung in LiNbO₃ industriell angewendeten Verfahren sind die Titaneindiffusion und der Protonenaustausch. Aus technologischer Sicht ist der Protonenaustausch der einfachere zu beherrschende Prozeß, da es sich um einen Niedrigtemperaturprozeß handelt, bei dem der eigentliche Protonenaustausch bei Temperaturen von üblicherweise 150°C bis 300°C und die anschließende Temperung bei Temperaturen bis maximal 400°C erfolgt. Die Titaneindiffusion dagegen erfolgt bei Temperaturen zwischen 1000°C und 1100°C und erfordert zusätzlich die Schaffung einer Schutzgasatmosphäre.

Zur Bewertung der Wellenleitereigenschaften wurden die elektrooptischen und thermo-optischen Eigenschaften, Dämpfung, Brechzahlerhöhung sowie die polarisationsabhängigkeit der Wellenleiter herangezogen. Während titandiffundierte und APE-Wellenleiter in ihren elektrooptischen und thermo-optischen Eigenschaften, ihrer Dämpfung sowie Brechzahlerhöhung sehr ähnlich sind, führen APE-Wellenleiter nur eine Polarisation des eingestrahnten Lichts. Die polarisierende Eigenschaft der APE-Wellenleiter stellt jedoch keine Einschränkung für die Anwendung der unter Kap. 2.4.1 beschriebenen Prinzipien

dar, da der Brechungsindexunterschied zwischen den Interferometerarmen außer durch orthogonale Polarisationszustände in den beiden Interferometerarmen auch durch eine Änderung der Brechzahlerhöhung oder Wellenleiterbreite in einem der Interferometerarme eingestellt werden kann. Für den Brechungsindexunterschied zwischen den Interferometerarmen ist deshalb der Substratindex weniger von Bedeutung als der effektive Wellenleiterindex. Es besteht daher die Möglichkeit den Brechungsindexunterschied zwischen den Armen eines Interferometers durch Anwendung verschiedener Wellenleiterherstellungsverfahren für jeden Interferometerarm oder innerhalb eines Interferometerarms zu realisieren. Das heißt, das z.B. bei einer Interferometerstruktur aus APE-Wellenleitern ein Interferometerarm oder ein Teil dieses Arms durch einen Titan diffundierten oder PE-Wellenleiter ersetzt wird. In Kap. 2.4.2 wurde darauf hingewiesen, daß PE-Wellenleiter mit einer Brechzahlerhöhung größer 0,09 (PE_{III}) eine Änderung der Kristallphase erfahren, die zu gänzlich anderen physikalischen Eigenschaften führt. Die für diese Arbeit entscheidende Eigenschaftsänderung ist die betragsmäßige Reduzierung und Vorzeichenumkehr des thermooptischen Effekts in PE-Wellenleitern. Auf die Einstellung orthogonaler Polarisationszustände in den Interferometerarmen kann somit verzichtet werden. Das ist insofern von Vorteil, da die in integriert-optischen Bauelementen zur Steuerung orthogonaler Polarisationszustände eingesetzten polarisationsabhängigen Koppler sowie die elektrooptisch arbeitenden Polarisationsteiler und -steller empfindlich reagierende integriert-optische Elemente mit einer stark eingeschränkten Reproduzierbarkeit sind.

Die Ausführung der Interferometerstruktur als Michelson-Interferometer ist mit strengen Justieranforderung und einer eingeschränkten Reproduzierbarkeit verbunden. Das betrifft sowohl die Ausrichtung des Wafers im Strukturierungsprozeß als auch die anschließende feinoptische Bearbeitung. Bei der feinoptischen Bearbeitung müssen insbesondere die die Sensoraufgabe erfüllenden Interferometerarme in ihrer Länge möglichst genau auf die berechneten Werte eingestellt und ihre Endflächen möglichst rechtwinkelig zur Ausbreitungsrichtung der Wellenleiter anpoliert werden. Für eine ausreichende Signalstärke ist zusätzlich eine Verspiegelung der Enden der Interferometerarme notwendig. Die Ein- und Auskoppelstirnflächen eines Mach-Zehnder-Interferometerchip erfordern dagegen keine erhöhte Winkelgenauigkeit bei der feinoptischen Politur.

Ein Mach-Zehnder-Interferometer (MZI) ist daher aus Sicht der Strukturierung und der feinoptischen Bearbeitung das einfacher zu realisierende Bauelement.

Es wurde letztendlich ein unbalanciertes Mach-Zehnder-Interferometer in Verbindung mit der Wellenleiterherstellung durch den getemperten Protonenaustausch favorisiert, bei dem

die Eigenschaft der Kompensation von temperaturbedingten Phasenänderungen durch das Einfügen eines ungetemperten Wellenleitersegments – im weiteren Verlauf PE-Segment genannt – in den längeren Interferometerarm erreicht wird (Abb. 11). Im Fall eines unbalancierten Mach-Zehnder-Interferometers wird auch von einem asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometer (AMZI) gesprochen. Zur Steigerung der Meßgenauigkeit sind neben dem kürzeren Interferometerarm Elektroden platziert, mit denen unter Ausnutzung des elektrooptischen Effekts in LiNbO_3 die Phase des Lichtes modulieren werden kann.

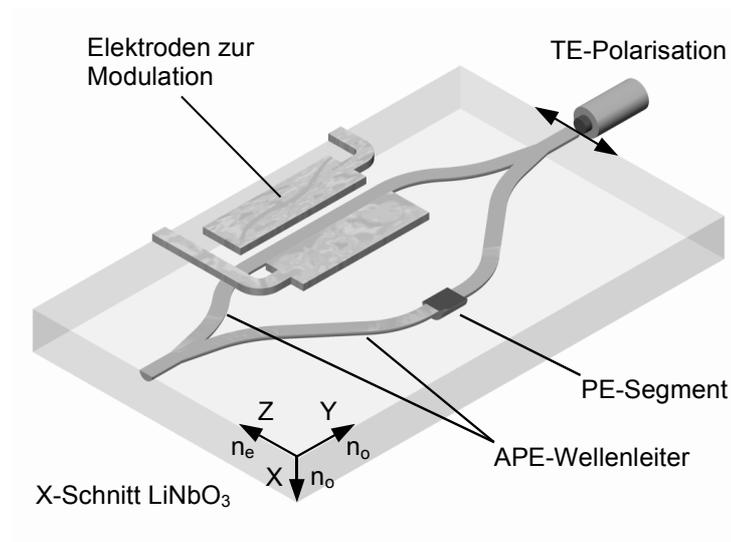


Abb. 11: Asymmetrisches Mach-Zehnder-Interferometer in X-Schnitt LiNbO_3 mit PE-Segment zur thermooptischen Kompensation;

3. Protonenausgetauschte Wellenleiter in Lithiumniobat

3.1 Materialeigenschaften von Lithiumniobat (LiNbO_3)

Lithiumniobat Kristalle kommen in der Natur nicht vor und müssen deshalb synthetisch hergestellt werden. In dem nach seinem Erfinder benannten Czochralski-Verfahren wird LiNbO_3 als Einkristall aus einer Schmelze von Lithiumoxid (Li_2O) und Niobpentoxid (Nb_2O_5) gezogen. Dabei kristallisiert es in Abhängigkeit von den Herstellungsbedingungen in einer leicht nichtstöchiometrischen Form $\text{Li}_{2\nu}\text{Nb}_{2(1-\nu)}\text{O}_3$ mit $\nu = 0,445$ bis $0,502$. Von praktischer Bedeutung ist vor allem das sogenannte kongruente Lithiumniobat mit $\nu = 0,486$. Es ist allgemein üblich, auch für das kongruente Material die nicht ganz exakte Summenformel LiNbO_3 zu benutzen.

LiNbO_3 ist ein trigonaler Kristall der Punktgruppe $3m$. Eine vereinfachte schematische Kristallstruktur unterhalb des Curie-Punktes zeigt Abb. 12. Charakteristisch ist die periodische Anordnung Nb-Li-Vakanz entlang der kristallographischen c -Achse, die mit der z -Richtung zusammen fällt. Die Sauerstoffatome befindet sich in Ebenen senkrecht zur Z -Achse. Bei kongruenten Kristallen sind aufgrund des stöchiometrischen Nb-Überschusses einige Li- und vakante Gitterstellen durch Nb-Atome besetzt /19/. Während im paraelektrischen Zustand oberhalb der Curietemperatur die Li-Atome zentral in den Sauerstoffebenen sowie die Nb-Atome zentral zwischen den Sauerstoffebenen liegen, sind diese im dargestellten ferroelektrischen Zustand (Abb. 12) rela-

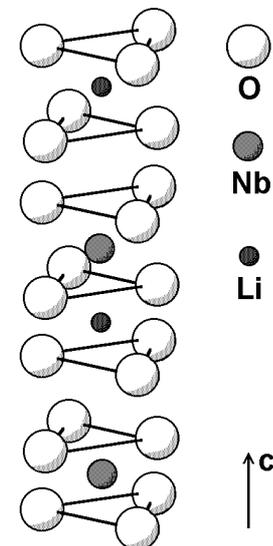


Abb. 12:

Position der Li- und Nb-Atome
in Bezug auf die O-Atome

tiv zu den Sauerstoffebenen entweder darüber oder darunter verschoben. Die Richtung der Verschiebung entspricht der Polarisation des elektrischen Dipolmoments. Für die integrierte Optik sind jedoch nur gepolte Kristalle (d.h. eindomänige Kristalle) brauchbar. Diese Polarität führt zu einer Anisotropie der physikalischen Eigenschaften wie z.B. der Ferroelektrizität, der Pyroelektrizität und der thermischen Ausdehnung in z -Richtung bezüglich der X - Y -Ebene /13,20,21/. Der pyroelektrische Effekt beinhaltet eine Ladungsverschiebung in z -Richtung bei Temperaturänderung. Die daraus resultierende elektrische Polarisation ist in erster Näherung der Temperaturänderung proportional /13/. Bei

entsprechend hohen optischen Leistungen tritt optische Nichtlinearität hauptsächlich in Form des photorefraktiven Effekts, d.h. lichtinduzierten Brechzahländerungen, in Erscheinung. Durch die Lichteinstrahlung werden Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband gehoben. Als Elektronenspender wirken dabei Verunreinigungen im Kristall, die auch in nominell reinen Kristallen in bestimmter Konzentration vorhanden sind. Die Elektronen werden zumeist durch eine gerichtete Bewegung in +z-Richtung des Kristalls freigesetzt und später an anderen Stellen wieder eingefangen. Auf diese Weise entsteht ein inneres elektrisches Raumladungsfeld, das über den elektrooptischen Effekt die Brechzahl des Materials ändert. Durch Dotierung mit Magnesiumoxid (MgO) kann der photorefraktive Effekt reduziert /22,23/ sowie durch Übergangsmetalle erhöht /24/ werden.

Durch Dotierung mit Elementen der Gruppe der seltenen Erden läßt sich Lumineszenz erreichen /25,26/. Diese Vielzahl von Effekten prädestiniert LiNbO₃ als Basismaterial für ganze Gruppen von Bauelementen.

Lithiumniobat ist negativ doppelbrechend, d.h. der außerordentliche Brechungsindex n_e (Polarisation parallel zur optischen Z-Achse) ist kleiner als der ordentliche Brechungsindex n_o (Polarisation senkrecht zur optischen Achse). Die optischen Eigenschaften können in allgemeiner Form durch den Indexellipsoiden der Form

$$\left(\frac{x}{n_o}\right)^2 + \left(\frac{y}{n_o}\right)^2 + \left(\frac{z}{n_e}\right)^2 = 1 \quad (13)$$

beschrieben werden. Äußere Einwirkungen wie Deformation, mechanische Spannung oder elektrische Felder bewirken über die piezoelektrischen, elastooptischen und linearen elektrooptischen Koeffizienten eine Verformung des Indexellipsoiden. Für diese Arbeit ist nur der elektrooptische Effekt von Bedeutung. Die in den jeweiligen Raumkoordinaten wirkenden Komponenten des elektrischen Feldes E_k bewirken über den elektrooptischen Tensor, der aus den elektrooptischen Koeffizienten r_{jk} gebildet wird, eine Änderung des Indexellipsoiden entsprechend

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_j = \sum_{k=1}^3 r_{jk} E_k \quad (14)$$

Für diese Arbeit über getemperte protonenausgetauschte Wellenleiter ist aufgrund der polarisierenden Eigenschaften der Wellenleiter allein der in LiNbO₃ größte elektrooptische Koeffizient $r_{33} = 34,0 \times 10^{-12}$ m/V wichtig, da er als einziger auf n_e wirkt.

Gleichung (14) läßt sich somit in der reduzierten Form

$$\Delta n_3 = \Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z \quad (15)$$

schreiben, wobei die Polarisation der geführten optischen Welle und das elektrische Feld parallel zur kristallographischen Z-Achse gerichtet sind.

Das einfachste Bauelement, in dem der elektrooptische Effekt genutzt wird, ist der Phasenmodulator. Hierbei sind längs eines Streifenwellenleiters koplanare Elektroden angeordnet (Abb. 13), mit deren Hilfe die Phase der Lichtwelle moduliert werden kann. Die Art der Anordnung und die Geometrie der Elektroden bestimmen dabei die Wirkung des elektrischen Feldes [27]. Für eine konkrete Elektrodengeometrie ergibt sich

$$\Delta n_3 = \Delta n_z = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} \frac{U}{g} \Gamma, \quad (16)$$

wobei U die angelegte Spannung, g der Elektrodenabstand und Γ der elektrisch-optische Überlappungsfaktor zwischen dem elektrischen Feld des geführten Modus und dem äußeren elektrischen Feld ist. Die elektrooptisch erzeugte optische Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ ergibt sich daraus mit

$$\Delta\Phi = \frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{U}{g} \Gamma L, \quad (17)$$

wobei L der Elektrodenlänge entspricht.

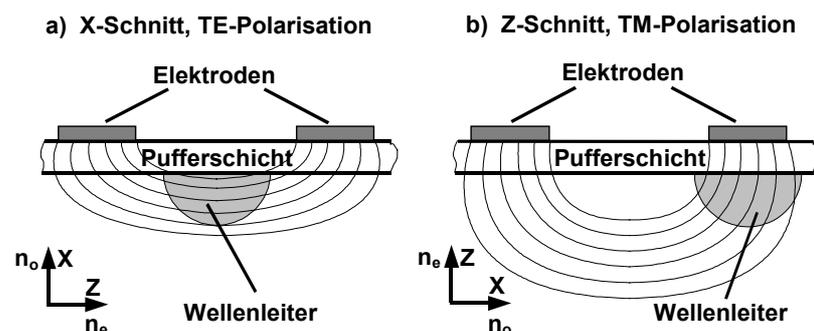
Eine charakteristische Größe der Modulation ist die U_π -Spannung, welche diejenige Spannung bezeichnet, bei der die Phase der optischen Welle um π verschoben wird. Für $\Delta\Phi = \pi$ ergibt sich die U_π -Spannung zu:

$$U_\pi = \frac{g \lambda}{r_{33} n_e^3 L \Gamma} \quad (18)$$

Die U_π -Spannung charakterisiert ein konkretes Bauelement; zur allgemeinen Darstellung ist das Spannungs-Längen-Produkt $U_\pi \cdot L$ besser geeignet.

Abb. 13:

Anordnung der Elektroden bei Nutzung des größten elektrooptischen Koeffizienten r_{33} in LiNbO_3

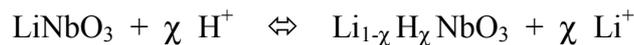


Der große elektrooptische Effekt wird von einer relativ großen, DC-Drift genannten Instabilität begleitet. Diese Drift äußert sich darin, daß bei Anlegen einer konstanten Spannung an die Elektroden der induzierte Phasenhub nicht konstant bleibt, sondern sich mit der Zeit verringert. Diese Rückdrift zeigt einen exponentiellen Verlauf und kann unter ungünstigen Bedingungen in ihrem Endzustand (Sättigung) bis zu 60% der induzierten Phasenänderung betragen. Die DC-Drift tritt sowohl bei titandiffundierten als auch bei protonenausgetauschten Wellenleitern auf, unabhängig von der Anwesenheit einer dielektrischen Pufferschicht. Durch die dielektrische Pufferschicht (Abb. 13) kann die Größe und Zeitkonstante der DC-Drift deutlich beeinflußt werden. Die Pufferschichten werden auf die LiNbO_3 -Oberfläche aufgebracht, um die Dämpfung der optischen Wellen, insbesondere bei Verwendung von z-Schnitt Material, zu minimieren. Als Ursache für die DC-Drift wird die Leitfähigkeit des Substrats, des Wellenleiters selbst sowie der dielektrischen Pufferschicht gesehen, die unter dem Einfluß des äußeren elektrischen Felds ein inneres Raumladungsfeld mit entgegengesetzter Feldrichtung entstehen läßt, das das äußere Feld teilweise kompensiert /28/. Bei Phasenmodulatoren auf der Basis von APE-Wellenleitern wird die DC-Drift hauptsächlich durch die ionische Leitfähigkeit im protonenausgetauschten Gebiet bestimmt. Im Laufe des Herstellungsprozesses titandiffundierter Wellenleiter können ebenfalls bedeutende Mengen Wasserstoffionen im Kristall angereichert werden /29,30/, doch dominiert hier der Einfluß der elektrischen Leitfähigkeit der Pufferschicht. Durch leitfähige oder halbleitende Pufferschichten bzw. durch die Verwendung semiisolierender Elektroden aus ITO kann die Drift, d.h. die Zeitkonstante der Drift minimiert werden /28/. Durch die Leitfähigkeit der Schichten wird ein schnellerer Ausgleich der Raumladungsfelder erreicht. Modulatoren ohne Pufferschicht weisen im allgemeinen geringere Phasenrückstellungen auf, doch liegen die Zeitkonstanten mehr als eine Größenordnung über denen mit Pufferschicht. Insbesondere bei Phasenmodulatoren auf der Basis von APE: LiNbO_3 konnten Langzeitdriften beobachtet werden, die über mehrere Stunden andauerten.

Zur Unterdrückung der Gleichspannungsdrift sind mittelwertfreie Modulationssignale erforderlich, d.h. daß die Integration der am Modulator anliegenden Spannung über ein Zeitintervall, das kleiner als die Zeitkonstante der DC-Drift ist, null ergeben muß.

3.2 Protonenaustausch

Zur Herstellung optischer Wellenleiter in LiNbO_3 hat sich seit einigen Jahren der Protonen-Lithium-Austausch oder kurz Protonenaustausch etabliert. Beim Protonenaustausch verlassen üblicherweise 70-80 % des Li^+ das Kristallgefüge und werden durch H^+ ersetzt /15,31/. Der Austausch kann durch seinen Anfangs- und Endzustand als ein Gleichgewichtsprozeß der Form



ausgedrückt werden, wobei χ den Austauschgrad bezeichnet.

Als Protonenquellen für den Austausch eignen sich ganz allgemein alle Substanzen, in denen frei bewegliche Protonen vorkommen, wie z.B. wäßrige Säurelösungen, Säure- und Salzschnmelzen. Der Austauschgrad χ hängt vom Dissoziationsgrad der Säure ab /32/. Stark dissoziierte Säuren können zum vollständigen Austausch ($\chi = 1$) führen. Im Fall des vollständigen Austausches ($\chi = 1$) geht die rhomboedrische (hexagonale) LiNbO_3 -Struktur durch einen "Aufdrehprozeß" um die hexagonale Z-Achse in die kubische Perowskitstruktur von HNbO_3 über. Durch die damit verbundene Volumenzunahme werden kompakte Substrate (im Gegensatz zu Pulverproben) an der Oberfläche zerstört /32/. Bei einem Austauschgrad $\chi < 0,77$ ist die Volumenzunahme gering genug, um eine Schädigung von x- und z-Schnitt LiNbO_3 ausschließen zu können.

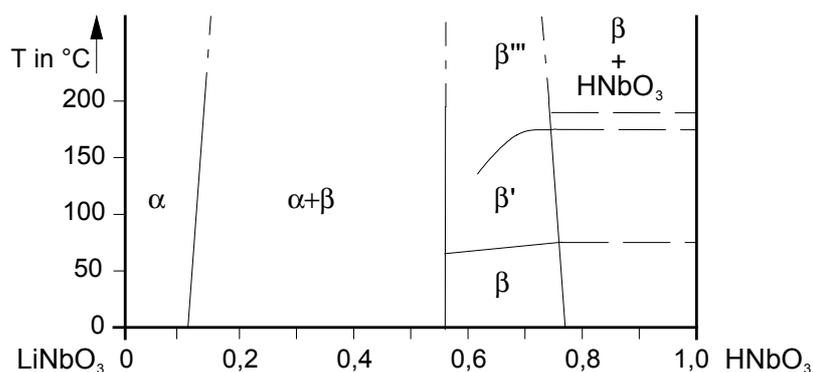


Abb. 14: Skizziertes Phasendiagramm des Zweistoffsystems LiNbO_3 - HNbO_3

Bei teilweisem Austausch entsteht an der Oberfläche des LiNbO_3 -Substrats eine wellenleitende Schicht, die bei einem Austauschgrad $\chi > 0,12$ auch mit einer veränderten Kristallstruktur verbunden ist (Abb. 14). Unterhalb $\chi > 0,12$ weist der ausgetauschte Bereich eine gegenüber dem Substrat unveränderte Kristallphase auf, die allgemein als α -

Phase bezeichnet wird. Zwischen $0,12 < \chi < 0,56$ liegt eine Mischung zwischen α - und β -Phase vor. Zwischen $0,56 < \chi < 0,77$ ist die β -Phase und ihre Modifikationen β' , β'' sowie β''' zu finden. Die Phasen β' , β'' sowie β''' können auch bei Raumtemperatur beobachtet werden, sind aber bei dieser nicht stabil. Der für diese Arbeit entscheidende Unterschied zwischen der im Substrat sowie bei kleinem Austauschgrad vorliegenden α -Phase und der β -Phase ist die veränderte Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex.

Der Diffusionsprozeß selbst läßt sich im einzelnen nicht theoretisch beschreiben. Starke Konzentrationsgefälle und auftretende Phasenänderungen des Kristalls lassen eine Anwendung der Fickschen Gesetze der Diffusionstheorie nicht zu [33]. Allerdings ist es möglich, den Protonenaustausch als Ganzes durch empirische diffusionsähnliche Beziehungen zu quantifizieren.

Die erreichte Profiltiefe bzw. Schichtdicke d hängt von der Austauschzeit t_{PE} und dem Diffusionskoeffizienten D_{PE} entsprechend

$$d = 2 \cdot \sqrt{D_{PE}(\vartheta_{PE}) \cdot t_{PE}} \quad (19)$$

ab, wobei der Diffusionskoeffizient wiederum von der Austauschtemperatur ϑ_{PE} über eine Arrheniusrelation abhängt :

$$D_{PE}(\vartheta_{PE}) = D_{\infty,PE} \cdot e^{-\frac{T_{a,PE}}{\vartheta_{PE} + 273K}}, \quad (20)$$

$$\text{mit } T_{a,PE} = \frac{E_{a,PE}}{k_B}$$

D_{∞} : Konstante ($D(\vartheta)$ für $\vartheta \rightarrow \infty$)

$T_{a,PE}$: Aktivierungstemperatur (für Protonenaustausch 11000 K)

$E_{a,PE}$: Aktivierungsenergie

k_B : Boltzmann-Konstante

Außerdem zeigt der Diffusionskoeffizient eine Abhängigkeit vom verwendeten Kristallschnitt und der Zusammensetzung der Protonenquelle, auf die im weiteren Verlauf näher eingegangen wird.

Als Protonenquelle verwendet man zumeist geschmolzene Benzoesäure (C_6H_5COOH), die sich in erster Linie durch einen hohen Diffusionskoeffizienten auszeichnet, der es ermöglicht, bei Prozeßtemperaturen von 150–250 °C innerhalb einiger Minuten tiefe wellenleitende Schichten zu realisieren. Mit Benzoesäure kann in kongruentem $LiNbO_3$ ein maximaler Austauschgrad von $\chi \approx 0,8$ erreicht werden.

Es entsteht eine Schicht mit einer erhöhten außerordentlichen Brechzahl /15/ und einer reduzierten ordentlichen Brechzahl /34,35,36/. Da ausschließlich x-Schnitt-LiNbO₃ verwendet wurde, ist Wellenleitung nur für die TE-Polarisation und entlang der Y-Achse möglich.

Die nur annähernd stufenförmige Brechzahlerhöhung liegt bei etwa $\Delta n = 0,12$ für $\lambda = 633$ nm; die Schichttiefe für Monomode-Wellenleiter ist kleiner 450 nm.

Die beträchtliche Erhöhung des außerordentlichen Brechungsindex erkaufte man sich mit einer relativ hohen Dämpfung und einer um 4 Größenordnungen erhöhten elektrischen Leitfähigkeit /37/. Der Übergang der Kristallstruktur zur kubischen Perowskitstruktur ist mit stark abgesenkten thermooptischen, pyroelektrischen und elektrooptischen Koeffizienten /38/ verbunden. In reiner Benzoesäure ($\chi \approx 0,8$) ausgetauschte Wellenleiter sind zeitlich instabil und weisen ab einer Wellenleitertiefe von etwa 1000 nm Oberflächenzerstörungen auf /39/.

Neben der Wahl der Säure ist die Beimischung von Li-Salzen, z.B. in Form von Lithiumbenzoat, ein probates Mittel, den Austauschgrad χ und damit die Brechzahlerhöhung zu variieren /16,33,40,41-44/. Die Zugabe von nur 1 mol% Lithiumbenzoat führt zu deutlichen Veränderungen der Prozessparameter. Die Austauschzeit erhöht sich von einigen Minuten auf mehrere Stunden; die Brechzahlerhöhung beträgt etwa $\Delta n = 0,11$ für $\lambda = 633$ nm. So hergestellte Wellenleiter gelten in der Literatur als zeitlich stabil /45/ und als unempfindlich gegenüber der Oberflächenzerstörung /40/.

In dieser Arbeit wurde Benzoesäure mit geringen Anteilen von 0,5 - 1,0 mol% Lithiumbenzoat als Schmelze verwendet. Der Schmelzpunkt der Benzoesäure liegt bei 122 °C, die Siedetemperatur bei 250 °C; sie beginnt aber bereits bei 100 °C zu sublimieren. Bei 200 °C beträgt der Dampfdruck 220 mbar. In einem offenen Gefäß kommt es zu einer nicht zu vernachlässigenden Verdampfung, wobei im wesentlichen nur die Benzoesäure verdampft. Das Kondensat einer 2 mol%igen Schmelze enthält weniger als 0,05 mol% Lithiumbenzoat /41/. Durch die Verdampfung erhöht sich folglich der Lithiumbenzoatanteil der Schmelze. Da dieser einen starken Einfluß auf den Protonenaustausch hat, muß das Verdampfen bestmöglich unterdrückt werden, auch sollte der Dampfraum möglichst klein gewählt werden. Durch Wägen vor und nach dem Protonenaustausch läßt sich der Verlust der Benzoesäure überwachen. Im Sinne einer guten Reproduzierbarkeit sollten stets frische Schmelzen verwendet werden. Selbst bei reiner Benzoesäure sollte ein Verdampfen vermieden werden, sofern nicht die Schmelztemperatur gemessen wird. Ein typischer

Verlust von 7 g/h in einem offenen Becherglas bedeutet bei einer Verdampfungswärme der Benzoesäure von 68 kJ/mol einen permanenten Wärmeverlust von 1 J/s /41/.

Bei den typischen Austauschtemperaturen kann die Benzoesäure sowohl durch Kondensation als auch Oxydation verloren gehen. Für letzteres reicht bereits der im Austauschgefäß eingeschlossene Luftsauerstoff aus. Die Oxydation der Benzoesäure macht sich durch eine bräunlich-schwärzliche Verfärbung der Schmelze bemerkbar.

3.3 Temperung

Die Temperung ist eine Wärmebehandlung bei üblicherweise 320 - 360 °C für wenige Stunden. Durch die Temperung erfolgt eine Diffusion der Protonen in die Tiefe und damit eine Reduzierung der örtlichen Protonenkonzentration. Betrachtet man den Verlauf der Temperung genauer, kann man zwei ausgeprägte zeitliche Phasen unterscheiden und daher eine Einteilung in schwach und stark getemperte Wellenleiter vornehmen (Abb. 15) /41/. Schwach getemperte Wellenleiter, d.h. solche, die sich noch innerhalb der β -Phase befinden, zeigen größtenteils ähnliche Eigenschaften wie ungetemperte Wellenleiter. Sie weisen eine Brechzahlerhöhung von über 0,09 bei $\lambda = 633$ nm bei einem stufenähnlichen Profil auf.

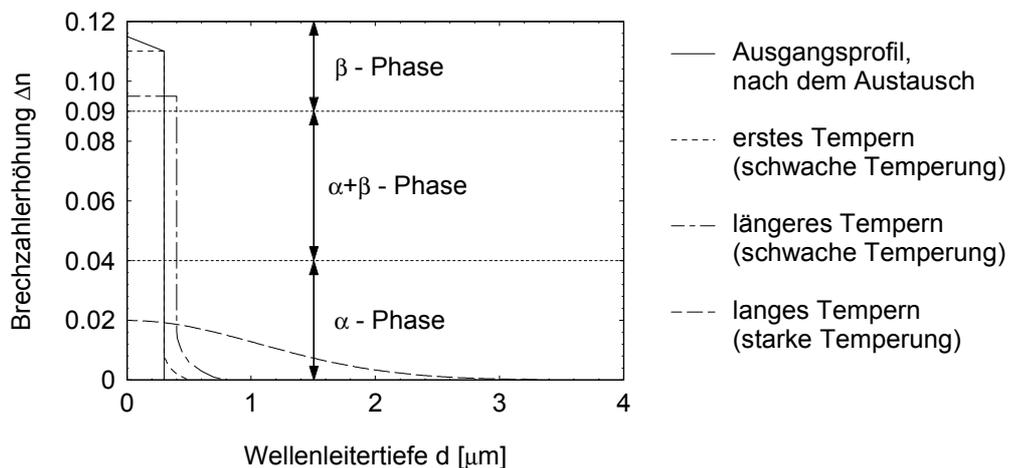


Abb. 15: Änderung des Brechungsindexprofils infolge unterschiedlich langer Temperzeiten

Nach einer starken Temperung wird an der Oberfläche eine Brechzahlerhöhung kleiner 0,04 erreicht (Abb. 15). Damit verbunden ist eine Wiederherstellung der α -Phase einschließlich der thermooptischen und elektrooptischen Koeffizienten des Substratmaterials /37,46,47/, die elektrische Leitfähigkeit bleibt unverändert erhöht /37/. Die so erhaltenen

Brechzahlprofile weisen eine gaußähnliche Form auf, wobei sich die Profiltiefe für einmodige Streifenwellenleiter im Bereich von wenigen Mikrometern bewegt. Die Feldverteilung der Grundmode dieser Streifenwellenleiter nähert sich der von Monomode-Lichtleitfasern an, wodurch sich hohe Koppeleffektivitäten von über 90 % erzielen lassen. Derartig getemperte Wellenleiter sind dämpfungsarm und zeitlich stabil.

Unter APE-Wellenleitern sind im weiteren Wellenleiter zu verstehen, die nach dem Protonenaustausch so lange getempert werden bis eine vollständige Wiederherstellung der α -Kristallphase im ausgetauschten Gebiet erreicht ist. PE-Wellenleiter bzw. PE-Segment bezeichnen im weiteren protonenausgetauschte Wellenleiter, die keine oder nur eine schwache Temperung erfahren haben und die sich daher hauptsächlich aus der β -Kristallphase zusammensetzen.

3.4 Austausch bei hohen Lithiumbenzoatkonzentrationen

Allgemein gesehen sind für integriert-optische Bauelemente im wesentlichen die Wellenleiter von Interesse, die eine relativ große Brechzahlerhöhung aufweisen, wobei ein $\Delta n \approx 0,01$ als ausreichend betrachtet werden kann, eine geringe Dämpfung ($<0,5$ dB/cm) der geführten optischen Leistung bewirken sowie eine meist elektrooptische Modulation des geführten Lichts zulassen. Diesen Forderungen entsprechen die nach der Temperung erhaltenen Wellenleiter. Neben dem meist praktizierten Zweischnittprozeß, Protonenaustausch sowie anschließende Temperung, kann ein Wellenleiter mit den beschriebenen Eigenschaften auch unter Beibehaltung der α -Phase in einem Schritt realisiert werden. Dazu ist es erforderlich, den Austauschgrad χ des Kristalls unter 0,12 zu halten (Kap. 3.2, Abb. 14). Erfolgt der Protonenaustausch in Benzoesäure, wird dieser Zustand meist durch eine Erhöhung der Lithiumbenzoatkonzentration der Schmelze und somit Reduzierung des Dissoziationsgrades sichergestellt. Der Austauschgrad bzw. die Brechzahlerhöhung verringert sich bei Erhöhung der Lithiumbenzoatkonzentration nach dem Überschreiten eines Grenzwertes schlagartig (Abb. 16 u. 17). Die erforderliche Lithiumbenzoatkonzentration hängt dabei von der Austauschtemperatur ab und verschiebt sich mit steigender Austauschtemperatur nach kleineren Lithiumbenzoatkonzentration. Mit der Erhöhung der Lithiumbenzoatkonzentration ist aber auch ein deutliches Absinken des Diffusionskoeffizienten verbunden. Während zur Herstellung eines bei $\lambda = 830$ nm einmodigen Streifenwellen-

leiters ein 3,5 stündiger Austausch bei 180°C in 1 mol% Lithiumbenzoat angereicherter Benzoesäure sowie eine anschließende 2,5 stündige Temperung bei 340°C erforderlich ist, steigt die Austauschzeit auf ungefähr 200 h, wenn die Lithiumbenzoatkonzentration auf 3,75 mol% und die Austauschtemperatur auf 250°C (Siedetemperatur der Benzoesäure) erhöht wird.

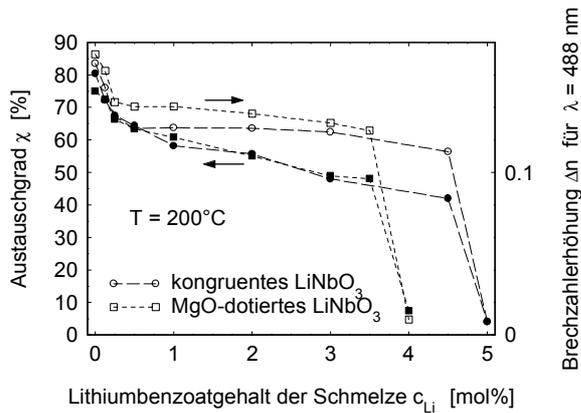


Abb. 16: Einfluß des Lithiumbenzoatgehalts der Schmelze auf den Austauschgrad χ und die Brechzahlerhöhung Δn bei einer Austauschtemperatur von 200°C nach /42/

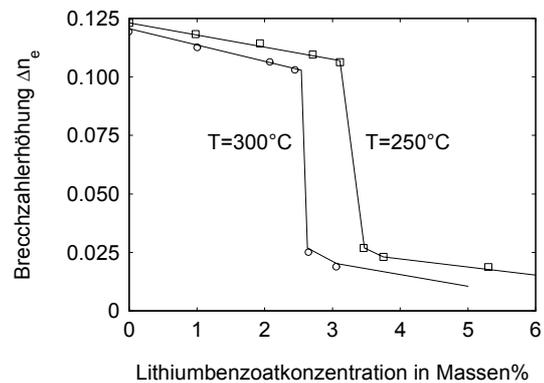


Abb. 17: Einfluß des Lithiumbenzoatgehalts der Schmelze auf die Brechzahlerhöhung Δn bei einer Austauschtemperatur von 250°C bzw. 300°C nach /43/

Bei einem Austausch in Benzoesäuredampf kann über die Lithiumbenzoatkonzentration in der Schmelze der Dampfdruck in einem druckdichten Austauschgefäß und somit die Brechzahlerhöhung eingestellt werden /48/. Die Brechzahlerhöhung zeigt hierbei eine etwas schwächere Abhängigkeit von der Lithiumbenzoatkonzentration (Abb. 18). Bei Austauschtemperaturen um die 300°C liegen auch hier die Austauschzeiten im Bereich mehrerer hundert Stunden. Der Dampfdruck reiner Benzoesäure bewegt sich bei 250°C bei ≈ 1 bar, bei 300°C bei ≈ 4 bar.

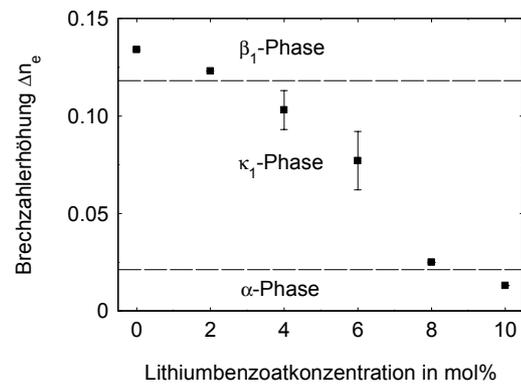


Abb. 18: Einfluß des Lithiumbenzoatgehalts der Schmelze auf die Brechzahlerhöhung Δn beim Protonenaustausch in Dampf bei 300°C nach /48/

3.5 Herstellung von Streifenwellenleitern

Zur Erzeugung von Streifenwellenleitern ist ein Strukturierungsverfahren erforderlich, das eine Herstellung langer (im cm-Bereich) und vergleichsweise schmaler Strukturen (im μm -Bereich) mit Kantenrauigkeiten von unter $0,1\ \mu\text{m}$ und Wiederholgenauigkeiten von besser als $1\ \mu\text{m}$ ermöglicht. Eine in der Integrierten Optik bewährte Methode ist die photolithographische Übertragung einer elektronenstrahlolithographisch hergestellten Schablone auf das Substratmaterial mit anschließender Strukturierung einer Maske für den Ionenaustausch auf dem Substratmaterial. Im hier vorliegenden Fall erfolgte die Schablonenherstellung mit Hilfe einer Elektronenstrahlbelichtungsanlage ZBA 23 (Formstrahlgerät der Jenoptik AG mit minimaler Belichtungsfeldgröße $200\ \text{nm} \times 200\ \text{nm}$ bei einer minimalen Positioniergenauigkeit von $50\ \text{nm}$).

In Abb. 19 ist die Abfolge der Technologieschritte sowohl für die Ätz-Technologie als auch für die Lift-Technologie dargestellt.

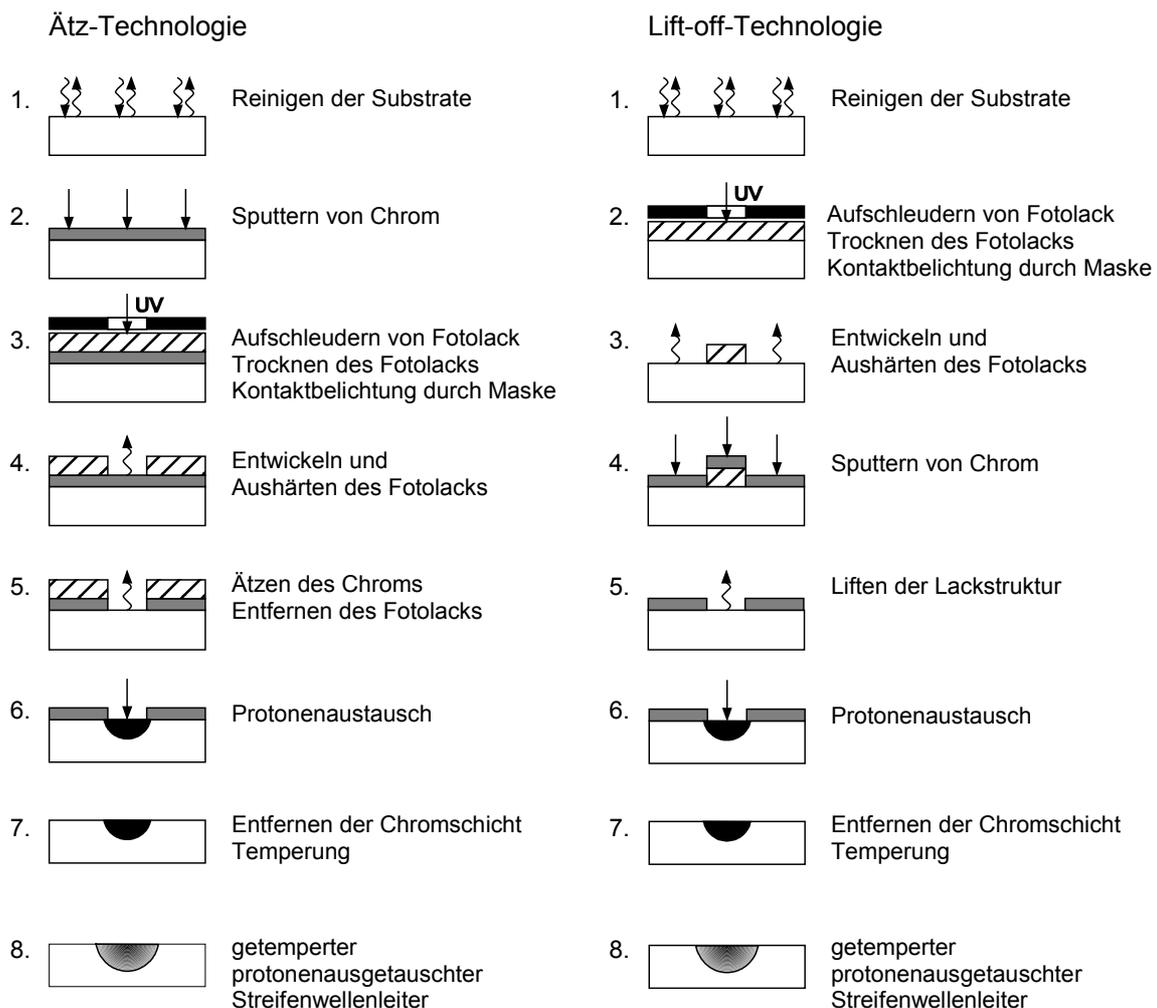


Abb. 19: Wesentliche Technologieschritte bei der Herstellung von Streifenwellenleitern

Im Ablauf der Ätz-Technologie wird auf das gereinigte Substratmaterial zuerst eine Metallschicht aufgesputtert. Auf diese wird Photolack aufgebracht und durch o. g. Schablone im Kontaktverfahren belichtet. Die Verwendung von Positivlack erfordert eine Schablone, die in den Bereichen, in denen ein Wellenleiter entstehen soll, lichtdurchlässig ist. Nach der Entwicklung des Photolacks liegt das Metall in den belichteten Bereichen frei und wird naßchemisch geätzt. Somit ist die Austauschmaske fertiggestellt.

Um die gleiche Schablone auch für die Lift-Technologie einsetzen zu können, wird Negativlack verwendet. Auf das gereinigte Substratmaterial wird jetzt zuerst der Negativlack aufgeschleudert und durch die Schablone im Kontaktverfahren belichtet. Nach der Entwicklung des Photolacks bleiben in den belichteten Bereichen, in denen die Wellenleiter entstehen sollen, Lackstege stehen. Erst danach wird auf das Substrat eine Metallschicht aufgesputtert, die die zuvor entstandene Lackstruktur überdeckt. Um das Substrat in den Wellenleiterbereichen freizulegen, werden die Lackstege mit einem geeigneten Lösungsmittel aufgelöst, wobei das darauf befindliche Metall mit abgehoben (geliftet) und mit dem Lösungsmittel fortgeschwemmt wird. Die Austauschmaske ist fertiggestellt.

Die weiteren Schritte in der Abfolge Protonenaustausch, Entfernen der Metallmaske und Temperung sind für beide Technologieabläufe identisch.

Als Maskierungsmaterial hat sich eine 200 nm dicke Chrom-Nickel (CrNi)-Schicht bewährt. Sie läßt sich mit ausreichender Kantenrauigkeit strukturieren und ist während des Protonenaustauschs beständig. Aluminium ist ebenfalls gut strukturierbar, wird aber während des Protonenaustauschs angegriffen. Nickel zeigt nach dem naßchemischen Ätzen eine höhere Kantenrauigkeit als die o. g. Materialien. In der Literatur werden weiterhin Gold und Titan als Maskierungsmaterial erwähnt, allerdings hat Gold nach eigenen Erfahrungen eine zu geringe Haftfestigkeit auf LiNbO_3 und benötigt einen Haftvermittler, z.B. CrNi. Titanschichten lassen sich schlecht naßchemisch strukturieren.

4. Bestimmung der thermooptischen Koeffizienten

4.1 Temperaturabhängigkeit von Substratindex und effektivem Wellenleiterindex

Die Temperaturabhängigkeit der Brechzahlen von LiNbO₃ wurde schon mehrfach untersucht /49-54/. Diese Untersuchungen beschränkten sich in der Regel auf Bulk-Material und wurden vor dem Hintergrund, den Kristall zur Frequenzverdoppelung zu nutzen, durchgeführt. Kirkby /56,57/ hat eine Reihe der veröffentlichten Untersuchungen zusammengestellt und miteinander verglichen. Als Dispersionsformel gibt Kirkby eine Sellmeier-Gleichung der Form

$$n^2 = A_1 + \frac{A_2 + B_1 F}{\lambda^2 - (A_3 + B_2 F)^2} - A_4 \lambda^2 + B_3 F \quad (21)$$

$$\text{mit } F = (T - T_0)(T + T_0 + 546^\circ\text{C})$$

$A_1, A_2, A_3, A_4, B_1, B_2, B_3$: konstante Koeffizienten

λ : Wellenlänge in nm, T : Temperatur in °C, $T_0 = 24,5^\circ\text{C}$

an, mit der die Brechzahl n von LiNbO₃ (Bulk-Material) in Abhängigkeit von Temperatur und Wellenlänge bestimmt werden kann.

Von besonderem Interesse ist nicht nur das thermische Verhalten des reinen LiNbO₃, sondern das der effektiven Brechzahl des Grundmodus unter den im Streifenwellenleiter vorliegenden Führungseigenschaften. Die Temperaturabhängigkeit des effektiven Brechungsindex ist ein kombinierter Effekt, der sich aus der Temperaturabhängigkeit des Substratindex und der Brechzahlerhöhung im Wellenleiter selbst ergibt. Dieser Effekt läßt sich vereinfacht anhand der Modendispersion in einem Schichtwellenleiter mit stufenförmigem Brechzahlprofil erklären (Abb. 20).

Es sind die normierten effektiven Brechungsindizes

$$b_m = \frac{N_m^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_s^2} \quad (22)$$

der Moden des Schichtwellenleiters über der Strukturkonstanten

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{n_f^2 - n_s^2} \quad (23)$$

abgetragen. Die obere Abszisse stellt statt V die Schichttiefe d dar, falls die Brechzahlerhöhung $\Delta n = 0,098$ (PE-Wellenleiter) beträgt, wobei sich diese aus der Differenz der Schichtbrechzahl (Filmindex n_f) und des Substratindex n_s ergibt.

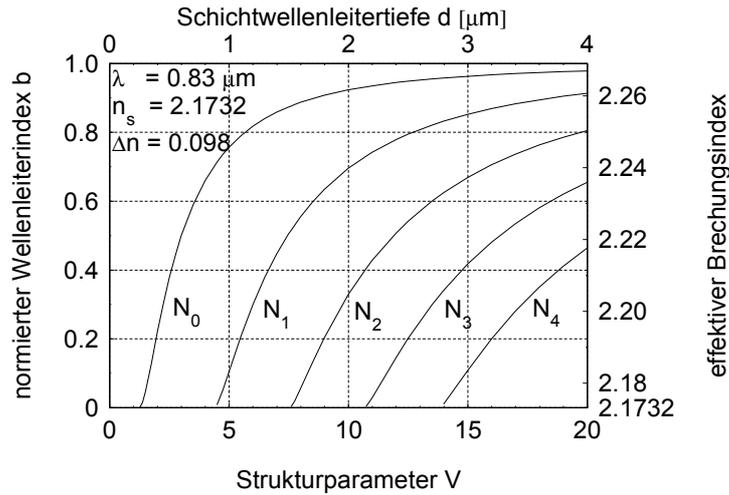


Abb. 20: Modendispersionsdiagramm eines Schichtwellenleiters mit stufenförmigen Brechzahlprofil

Der effektive Brechungsindex der Grundmode eines Schichtwellenleiters N_0 bestimmt sich dementsprechend zu

$$N_0 = \sqrt{n_s^2 + b_0 (n_f^2 - n_s^2)}. \quad (24)$$

Mit der Annahme einer linearen Temperaturabhängigkeit des Schichtindex und Substratindex und der Kenntnis der Temperaturabhängigkeit der Schichtwellenleiterdispersion

$$\frac{\delta b}{\delta T} = \frac{\delta b}{\delta V} \times \frac{\delta V}{\delta T} \quad (25)$$

ergibt die Ableitung von (24) nach der Temperatur

$$N_0 \frac{\delta N_0}{\delta T} = \left(n_s \frac{\delta n_s}{\delta T} \right) + \left(\frac{V}{2} \kappa_z \frac{\delta b_0}{\delta V} (n_f^2 - n_s^2) \right) + \left(\left(\frac{V}{2} \frac{\delta b_0}{\delta V} + b \right) \times \left(n_f \frac{\delta n_f}{\delta T} - n_s \frac{\delta n_s}{\delta T} \right) \right), \quad (26)$$

wobei κ_z den relativen linearen Ausdehnungskoeffizienten des Kristalls in Tiefenrichtung bezeichnet. Die Ableitung $\delta b_0 / \delta V$ kann aus dem Modendispersionsdiagramm (Abb. 20) entnommen werden. Der erste Term auf der rechten Seite von (26) ist der thermooptische Koeffizient des Substratmaterials; der zweite Term verknüpft die thermische Ausdehnung, Strukturkonstanten und Brechzahlen; der dritte Term enthält die Unterschiede der thermooptischen Koeffizienten von Substrat und Wellenleiter. Die Größe des Ausdrucks

$\beta = \frac{V}{2} \frac{\delta b_0}{\delta V} + b$ im dritten Term hängt stark von der Lage des Wellenleiters im

Modendispersionsdiagramm ($b(V)$ -Diagramm) ab. Im Fall eines Monomodewellenleiters mit einer Wellenleitertiefe $d = 0,3 \mu\text{m}$ und einer Brechzahlerhöhung $\Delta n = 0,098$ beträgt β_0 bei $\lambda = 830 \text{ nm}$ ca. 0,1. Damit ist der dritte Term klein und der zu messende Koeffizient

$\delta N/\delta T$ entspricht dem des Substratmaterials. Im Fall von Multimodewellenleitern nähert sich β_0 dem Wert 1 und $\delta N/\delta T$ wird maßgeblich durch den Wellenleiter selbst bestimmt. Daraus ergibt sich, daß, wenn man das thermooptische Verhalten der ausgetauschten Region selbst bestimmen will, Multimodewellenleiter mit einem effektiven Brechungsindex nahe dem Filmindex zu verwenden sind.

4.2 Bestimmung der relativen thermooptischen Koeffizienten integriert-optischer Wellenleiter

Die relativen thermooptischen Koeffizienten $\gamma = 1/N(\delta N/\delta T)$ der effektiven Brechzahl N von protonenausgetauschten Wellenleitern wurde mit einer Meßanordnung bestimmt, die auf der Basis des Fabry-Perot-Effektes arbeitet (Abb. 21). Den Fabry-Perot-Resonator stellt die Wellenleiterprobe mit ihren möglichst planparallel polierten Stirnflächen dar. Der deutliche Brechzahlssprung zwischen dem Wellenleiter (bei $\lambda = 830 \text{ nm}$ $N_{\text{eff}} = 2.174$) und der umgebenden Luft liefert eine ausreichende Modulationstiefe. Mit einem geregelten Peltier-Element kann der Fabry-Perot-Resonator über einen weiten Temperaturbereich durchgestimmt werden, so daß am Wellenleiterausgang eine Modulation der geführten optischen Leistung über der Temperatur detektiert werden kann. Mit dem Faraday-Isolator werden die in Richtung der Laserdiode zurückreflektierten Leistungsanteile von der Laserdiode ferngehalten und somit ein stabiler Betrieb sichergestellt.

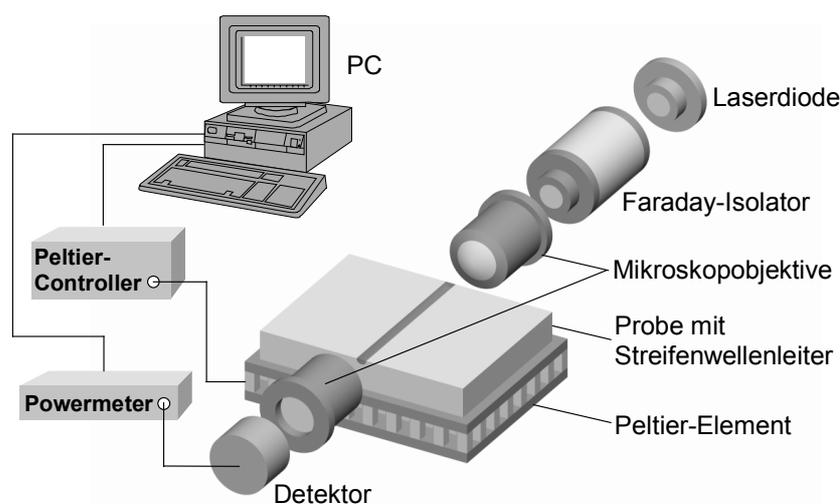


Abb. 21: Fabry-Perot-Meßplatz zur Bestimmung der thermo-optischen Koeffizienten von Streifenwellenleitern

Die Fabry-Perot-Modulation (Abb. 22) resultiert einerseits aus der thermischen Längenänderung der Probe, andererseits aus der temperaturabhängigen Änderung des effektiven Brechungsindex des Streifenwellenleiters. Bei Kenntnis des relativen thermischen Ausdehnungskoeffizienten $\kappa = 1/L(\delta L/\delta T)$ kann aus der Bedingung für maximale Transmission eines Fabry-Perot-Resonators

$$N \cdot L = m \cdot \left(\frac{\lambda}{2} \right) \quad m = 0, 1, 2 \dots \quad (27)$$

der relative thermooptische Koeffizient $\gamma = 1/N(\delta N/\delta T)$ des Streifenwellenleiters bestimmt werden. Zieht man nur die Anzahl der Transmissionsmaxima in Betracht, kann die Ordnung m als Funktion der beiden temperaturabhängigen Größen Probenlänge L und effektiver Modenindex N beschrieben werden:

$$m(N, L) = \frac{2 \cdot N \cdot L}{\lambda} \quad (28)$$

Durch Ableitung von Gl. (29) nach der Temperatur und anschließende Umformung erhält man einen Ausdruck für γ

$$\gamma = \frac{\lambda}{2 \cdot N \cdot L} \left(\frac{\delta m}{\delta T} \right) - \kappa \quad (29)$$

Hierbei bedeutet δm die Anzahl der gleichwertigen Extrema (z.B. zwei Maxima), die bei der Temperaturänderung δT durchlaufen werden. Eine Phasenänderung von π über die gesamte Wellenleiterlänge entspricht im Fabry-Perot-Modulator einer vollen Durchmodulation der Ausgangsleistung.

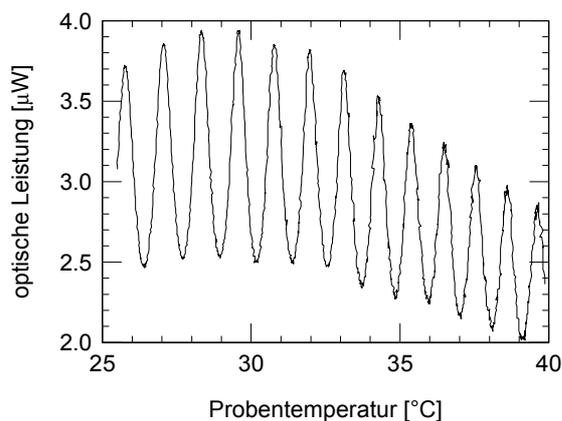


Abb. 22: Fabry-Perot-Modulation der geführten optischen Leistung in einem 12 mm langen PE-Streifenwellenleiter

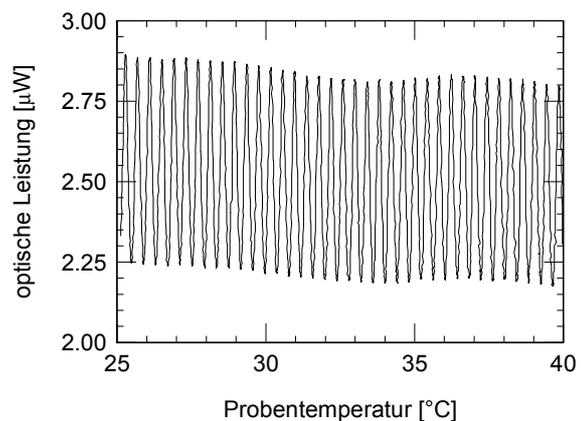


Abb. 23: Fabry-Perot-Modulation der geführten optischen Leistung in einem 12 mm langen APE-Streifenwellenleiter

Es wurden Modulationskurven über einen Temperaturbereich von 10 bis 40 °C aufgenommen. Abbildung 22 und 23 zeigen beispielhaft die Modulation der geführten optischen Leistung in einem PE-Streifenwellenleiter bzw. APE-Streifenwellenleiter. Die Modulationskurven unterscheiden sich deutlich in ihrer Periodenlänge. Bei APE-Wellenleitern addieren sich die Auswirkungen des thermischen Längenausdehnungskoeffizienten und des thermooptischen Koeffizienten in Bezug auf die optische Weglänge des Fabry-Perot-Resonators. Das bedeutet, daß im Fall einer Temperaturerhöhung sowohl die thermische Ausdehnung des Substrats als auch die thermisch bedingte Brechzahlerhöhung die optische Weglänge vergrößern und im Fall einer Temperaturabsenkung sowohl die thermische Kontraktion des Substrats als auch die thermisch bedingte Brechzahlabenkung die optische Weglänge reduzieren. Das gegensätzliche Verhalten der Brechzahl der PE-Wellenleiter bei Temperaturänderung führt zu einer teilweisen Kompensation der durch den thermischen Längenausdehnungskoeffizienten verursachten Änderung der optischen Weglänge. Die stärkere Änderung der optischen Weglänge in APE-Wellenleitern äußert sich in einer größeren Anzahl durchlaufener Perioden über der zugehörigen Temperaturdifferenz.

Die ansteigende oder abfallende Tendenz der Modulationskurven wird durch die thermische Ausdehnung der Probe und des Peltier-Elements in vertikaler Richtung und die damit verbundene Änderung der Koppeffektivität des Lichts verursacht. Der Streifenwellenleiter bewegt sich dabei relativ zum Zentrum der Apertur des Mikroskopobjektivs, durch welches das Licht in den Wellenleiter eingekoppelt wird. Durch eine Defokussierung der Einkopplung kann die Empfindlichkeit reduziert werden. Die PE-Wellenleiter mit ihrer großen Brechzahlerhöhung zeigen aufgrund der starken Führung der Welle und der damit verbundenen schmalen Feldverteilung der Welle eine deutlich größere Empfindlichkeit gegenüber diesem Effekt. Die Modulationstiefe ist für die Auswertung nur insofern von Belang, daß die Lage der Modulationsextrema in Bezug auf die Temperatur eindeutig erkennbar sein muß. Sie ist von der Reflektivität und der Parallelität der Stirnflächen und von der Wellenleiterdämpfung abhängig.

Zur Auswertung wurden die Modulationskurven jeweils in Abschnitte von 3 bis 5 Perioden geteilt und jeder Abschnitt durch die Funktion $y = a \sin(b \cdot x - c) + d \cdot x + e$ angenähert. Der Parameter b liefert den Wert für den in (29) noch unbekanntem differentiellen Ausdruck $\delta m / \delta T$.

4.3 Ergebnisse der thermooptischen Messungen

Die Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Substratbrechzahl durch eine Sellmeier-Gleichung (Kap. 4.1) bedingt eine Temperaturabhängigkeit des relativen thermooptischen Koeffizienten des Substrats, die für den interessierenden Temperaturbereich ($0^{\circ}\text{C} - 40^{\circ}\text{C}$) durch eine lineare Funktion angenähert werden kann (Tab. 1, erste Zeile). Für die thermooptischen Koeffizienten der APE- und PE-Wellenleiter kann daher auch eine Temperaturabhängigkeit erwartet werden.

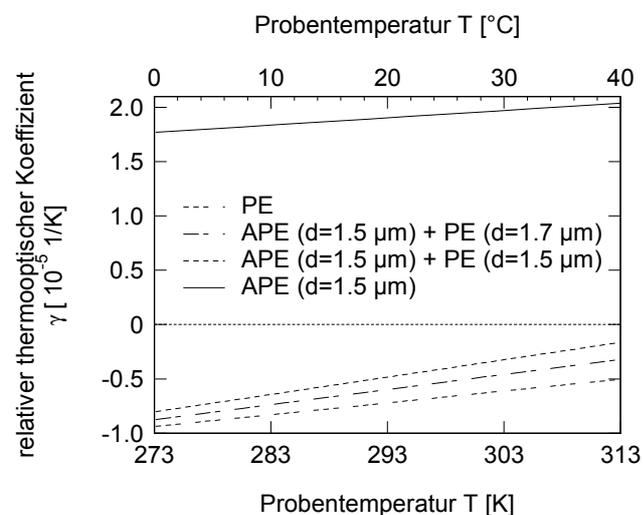
Die Temperaturabhängigkeit der relativen thermooptischen Koeffizienten kann für den angegebenen Temperaturbereich durch eine lineare Abhängigkeit ($\gamma = aT + b$, Temperatur T ist in Kelvin einzusetzen) beschrieben werden (Abb. 24, Tab. 1):

	a	b
für das Substrat (α -Kristallphase)	$6,33 \cdot 10^{-8} \text{ 1/K}^2$	$4,53 \cdot 10^{-7} \text{ 1/K}$
für APE-Wellenleiter (α -Kristallphase)	$6,72 \cdot 10^{-8} \text{ 1/K}^2$	$-6,55 \cdot 10^{-7} \text{ 1/K}$
für PE-Wellenleiter (β -Kristallphase)	$1,05 \cdot 10^{-7} \text{ 1/K}^2$	$-3,77 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K}$

Tab. 1: Koeffizienten der jeweiligen linearen Funktion, durch die die Temperaturabhängigkeit der relativen thermooptischen Koeffizienten der beiden Wellenleitertypen (APE und PE) beschrieben werden kann; die Koeffizienten für das Substrat beschreiben die in dem untersuchten Temperaturbereich linearisierte Ableitung der von Kirkby [/56,57/](#) angegebenen Dispersionsformel

Abb. 24:

Temperaturabhängigkeit des relativen thermooptischen Koeffizienten von APE- und PE-Streifenwellenleitern sowie zwei durch einen kombinierten Austausch entstandener Streifenwellenleiter



Zum Vergleich sind hier die Werte für 25°C angegeben, da Rottschalk und Mitarbeiter /55/ nur in einem kleinen Temperaturbereich oberhalb der Raumtemperatur gemessen haben.

Rottschalk und Mitarbeiter:

- Titandiffundierter Streifenwellenleiter, monomode : $\gamma = (2.05 \pm 0.10) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
- APE Streifenwellenleiter, monomode : $\gamma = (2.00 \pm 0.10) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
- PE Streifenwellenleiter, multimode : $\gamma = (-0.40 \pm 0.05) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
- PE Schichtwellenleiter, multimode : $\gamma = (-0.65 \pm 0.50) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$

Eigene Messung:

- APE Streifenwellenleiter, monomode : $\gamma = (1.94 \pm 0.10) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
- PE Streifenwellenleiter, multimode : $\gamma = (-0.64 \pm 0.05) \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$

Aus der Dispersionsformel ergibt sich für 25 °C ein Substratwert $\gamma = 1.93 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

Neben diesen beiden Standardformen protonenausgetauschter Wellenleiter (PE und APE) in LiNbO₃ wurden auch leicht modifizierte Formen, die sich durch die Reihenfolge der Einbringung von Streifenwellenleiter und Segment begründen, hinsichtlich ihrer thermooptischen Koeffizienten untersucht. Diese werden im folgenden in ihrem Prinzip kurz dargestellt, soweit es für das weitere Verständnis zunächst erforderlich ist. Eine detaillierte technologische Darstellung erfolgt in Kap. 7.

(1) Ionenaustausch der MZI-Struktur \Rightarrow Temperung der MZI-Struktur \Rightarrow Ionenaustausch des Segments.

Hierbei entsteht im Bereich des Segments auf einem bereits vorhandenen APE-Wellenleiter ein sehr tiefer PE-Wellenleiter (Abb. 25). Eine weitere Temperung des APE-Wellenleiterprofils in die Tiefe, findet während des Segmentaustauschs bei 200 °C aufgrund der deutlich höheren Aktivierungsenergie des Temperprozesses nicht statt. Das Gaußprofil des APE-Wellenleiters wird je nach angestrebter Tiefe des Stufenprofils fast vollständig von dem neu entstehenden PE-Wellenleiter überdeckt. In Abhängigkeit von der Größe des verbleibenden Anteils des APE-Wellenleiterprofils bzw. der α -Kristallphase reduziert sich der Betrag des thermooptischen Koeffizienten des kombinierten Profils (APE+PE), wobei das Vorzeichen der thermischen Brechzahländerung mit der Änderung in reinen PE-Wellenleitern übereinstimmt (Abb. 24). Wird die PE-Tiefe auf 2,1 μm erhöht, ist der thermooptische Einfluß des APE-Wellenleiterprofils praktisch nicht mehr festzustellen. Die Funktion der thermooptischen Kompensation kann daher von (APE+PE)-Wellenleiterprofilen sicher erfüllt werden.

(2) Ionenaustausch des Segments \Rightarrow Ionenaustausch der MZI-Struktur \Rightarrow Gemeinsame Temperung von MZI-Struktur und Segment.

Dieser Ansatz berücksichtigt die für Multimodewellenleiter notwendige Erhöhung der Temperzeiten für die gleiche relative Profiländerung. Von Interesse ist an dieser Stelle die beim Tempern erforderliche Zeit bis zum Erreichen der Kristallumwandlung (β -Phase in $\alpha+\beta$ -Phase). Dabei ist entscheidend, daß nach der erforderlichen Temperzeit für die Umwandlung der PE-Wellenleiter der MZI-Struktur in APE-Wellenleiter ($\Delta n \approx 0.02$), das PE-Segment noch als schwach getemperter Wellenleiter ($\Delta n > 0.09$, Abb. 26) vorliegt. Der effektive Brechungsindex des Grundmodus N_0 des Segments sollte dabei nicht unter die Grenze der Phasenumwandlung absinken ($N_0 > 0,09$). Das heißt, für die Ausbreitung des Grundmodus im PE-Segment wäre hauptsächlich die β -Phase wirksam.

Die Brechzahlerhöhung der etwa $2 \mu\text{m}$ tiefen PE-Wellenleiter sinkt nach einer zwei-stündigen Temperung bei $340 \text{ }^\circ\text{C}$ aber bereits auf $\Delta n = 0,09$ ab. Die bei $\Delta n = 0,09$ am Übergang Wellenleiter-Substrat vorhandenen Kristallphasen $\alpha+\beta$ und α haben den Ergebnissen zufolge einen großen Einfluß auf den thermooptischen Koeffizienten der Streifenwellenleiter. Die Annahme, daß es durch die vorhandenen Anteile der $\alpha+\beta$ -Phase lediglich zu einer Reduzierung des Betrages, nicht aber einer Umkehr des Vorzeichens des thermooptischen Koeffizienten kommt, konnte nicht bestätigt werden.

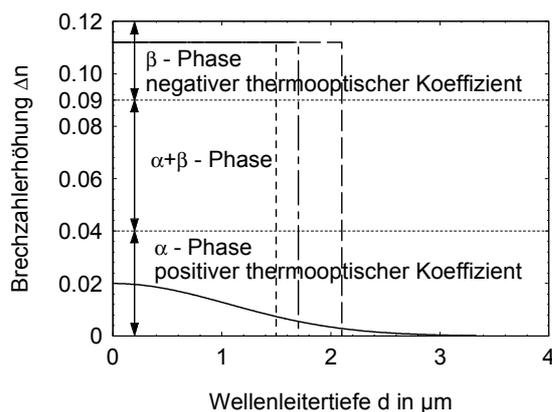


Abb. 25: Überdeckung des Profils eines APE-Wellenleiters ($d = 1,5 \mu\text{m}$) durch unterschiedlich tiefe Profile eines PE-Wellenleiters ($d = 1,5/1,7/2,1 \mu\text{m}$)

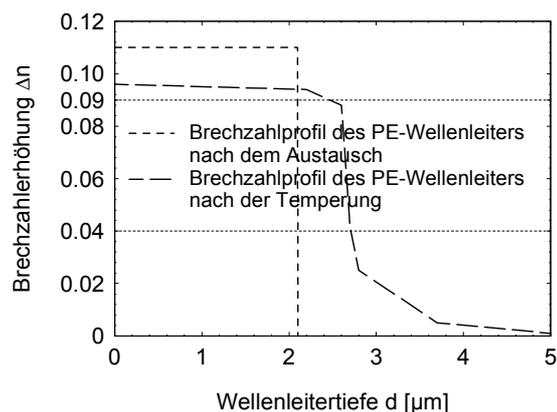


Abb. 26: Bis an die Phasengrenze ($\Delta n \approx 0,09$) getempertes Brechzahlprofil eines PE-Wellenleiters

5. Konzeption der Interferometerstruktur

5.1 Kohärenzlängen und Kontrastfunktionen der verwendeten Lichtquellen

Wie bereits in Kap. 2.2 dargestellt, wird die maximal mögliche Weglängendifferenz durch die Kohärenzlänge der verwendeten Lichtquellen begrenzt. Für die vorgesehenen Lichtquellen ergeben sich nach (3) die Kohärenzlängen l_k im Wellenleiter:

	λ in nm	$\Delta\lambda$ in nm	N_{00}	l_k in μm
Laserdiode	830	1	2,174	317
Superlumineszenzdiode	844	23,2	2,173	14,1

Bei der Suche nach einer optimalen Weglängendifferenz zwischen den Interferometerarmen ist der Verlauf der Kontrastfunktion der jeweiligen Lichtquelle zu berücksichtigen. In Abb. 27 sind die Kontrastfunktionen dreier Lichtquellen mit unterschiedlicher spektraler Breite dargestellt. Mit zunehmender optischer Weglängendifferenz zwischen den interferierenden Wellen nimmt der Kontrast zwischen den Minima und Maxima der Interferenz soweit ab, bis beim Erreichen der Kohärenzlänge nur noch ein Gleichanteil gemessen werden kann. Das heißt, daß mit zunehmender optischer Weglängendifferenz der Aufwand für die Signalaufbereitung ansteigt.

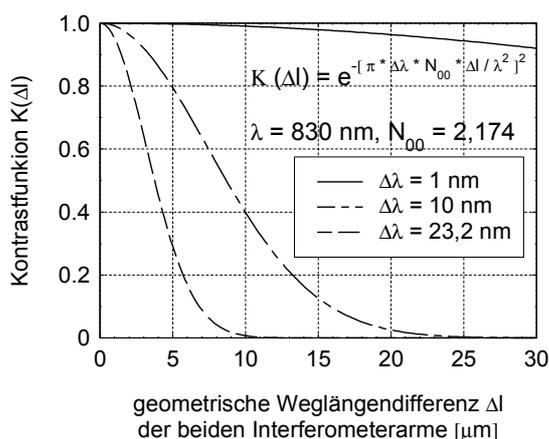


Abb. 27: Kontrastfunktion für Lichtquellen unterschiedlicher spektraler Breite

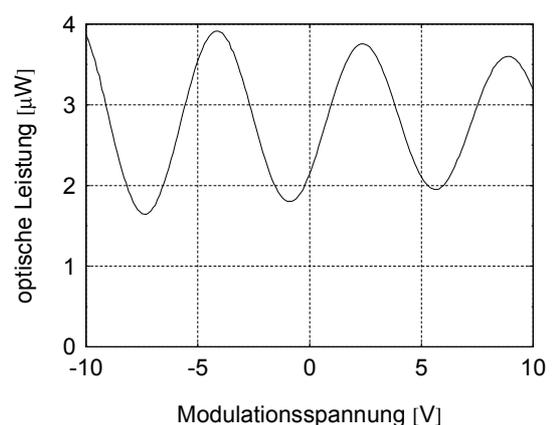


Abb. 28: Gemessenes Modulationssignal eines AMZI bei Verwendung einer Superlumineszenzdiode

Abbildung 28 zeigt beispielhaft das modulierte Ausgangssignal eines AMZI mit einer geometrischen Weglängendifferenz von ca. $5 \mu\text{m}$ bei Verwendung der Superlumineszenzdiode. Wird durch den elektrooptischen Effekt die optische Weglängendifferenz zwischen den Interferometerarmen verringert (negative Modulationsspannung) bzw. vergrößert (positive Modulationsspannung), so vergrößert bzw. verringert sich der Modulationsgrad des Interferenzsignals (Abb. 28).

5.2 Optimierung der Interferometerstruktur

Außer von der Kohärenzlänge hängt der Modulationsgrad auch vom Intensitätsverhältnis am Ende der beiden Interferometerarme ab. Die gesamte Interferometerstruktur und insbesondere der längere Interferometerarm mußten in ihrer Transmission optimiert werden. Ein integriert-optisches Mach-Zehnder-Interferometer kann im allgemeinen aus den drei Grundelementen geradliniger Streifenwellenleiter, gekrümmter Streifenwellenleiter (S-Bends) und Y-förmiger Verzweiger aufgebaut werden. Bei der Konstruktion der Y-Verzweiger und S-Bends wurde auf Untersuchungen zurückgegriffen, die in /60/ beschrieben werden. Der Y-Verzweiger hat im allgemeinen nur die Aufgabe der Strahlteilung. Die Verluste bei der Strahlteilung steigen mit zunehmendem Öffnungswinkel zwischen den Armen an. Das Auseinanderführen der beiden Interferometerarme ist daher mit den üblichen Öffnungswinkeln von etwa 1° wenig effektiv bzw. wäre mit sehr langen Bauelementlängen verbunden. Diese Aufgabe wird daher von den gekrümmten Streifenwellenleitern, den sogenannten S-Bends, welche durch ein Sinus-Profil (Abb. 29) beschrieben werden können, gelöst.

Durch eine ortsabhängige Krümmung wird bei diesem Sinus-Profil der Winkel der Ausbreitungsrichtung in Bezug auf den ankommenden Streifenwellenleiter allmählich vergrößert. Im Wendepunkt dieses Profils wird der größte Winkel in Bezug auf den ankommenden Streifenwellenleiter erreicht. Im weiteren Verlauf des Profils wird der Winkel auf die

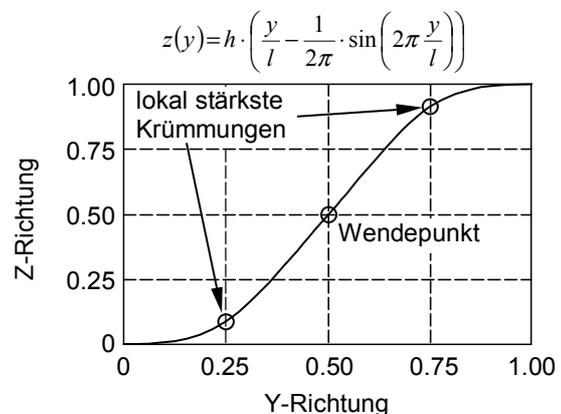


Abb. 29: Sinus-Profil mit der Profilhöhe $h=1$ und der Profillänge $l=1$

gleiche Weise wieder verringert. Werden die S-Bends eines Interferometerarms im Wendepunkt geteilt und ein gerades Wellenleiterstück ($l_\Theta/2$) eingefügt, entsteht ein asymmetrisches Mach-Zehnder-Interferometer (Abb. 30).

Das Intensitätsverhältnis in den beiden Interferometerarmen wird bei dem verwendeten x-Schnitt LiNbO_3 hauptsächlich durch zusätzliche optische Verluste im längeren der beiden Interferometerarme bestimmt, so z.B. in den Bereichen der Schrägausbreitung ($l_\Theta/2$) bezüglich der Kristallachsen. Wie eine genauere Betrachtung der Interferometerstruktur zeigt, läßt sich diese auf ein gleichschenkliges Dreieck reduzieren, da alle anderen Abschnitte in beiden Interferometerarmen gleichermaßen vorhanden sind. Die Weglängendifferenz kommt somit ausschließlich durch die Abschnitte $l_\Theta/2$ der Schrägausbreitung bezüglich der Kristallachsen zustande und ist bei einer fest vorgegebenen Bauelementgesamtlänge l_0 vom Winkel Θ abhängig.

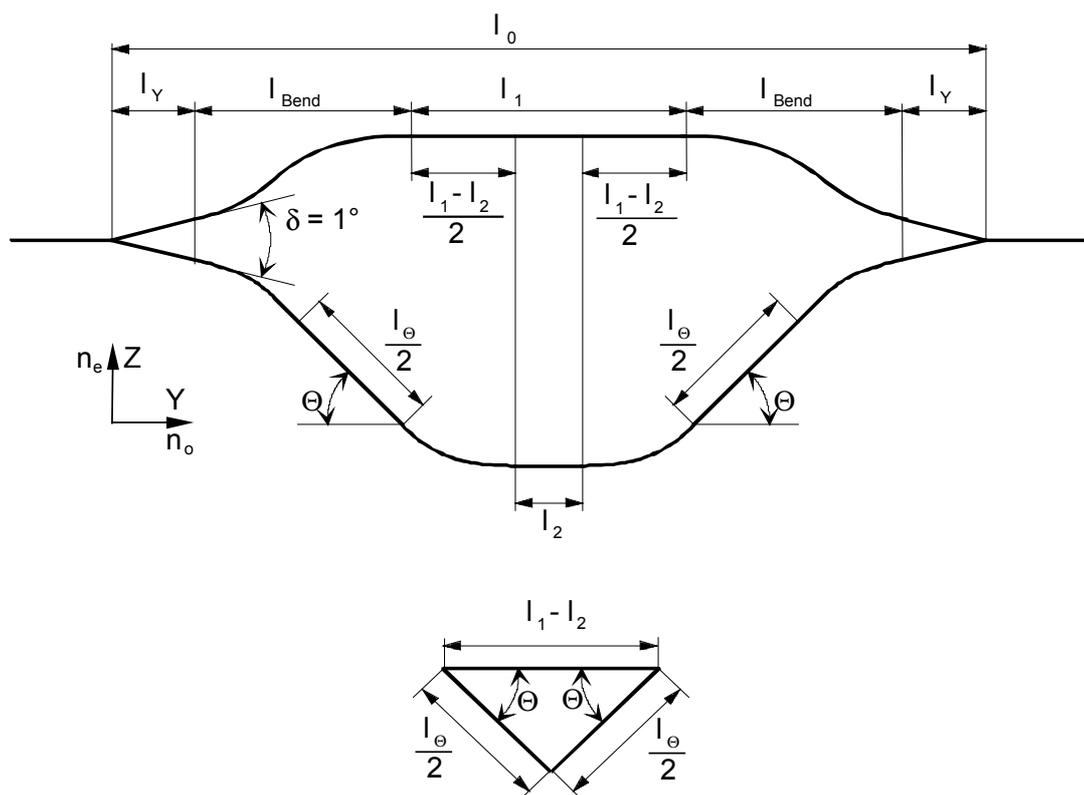


Abb. 30: Die geometrische Weglängendifferenz kann auf ein gleichschenkliges Dreieck reduziert werden

Wie bereits aus Kap. 2.4.2 hervorgeht, wird durch den Protonenaustausch die außerordentliche Brechzahl (n_e) des Kristalls erhöht; die ordentliche Brechzahl (n_o) hingegen abgesenkt. Deshalb kann in x-geschnittenem Material nur Licht der Z-Polarisation geführt

werden (Abb. 11). Dieser Fall wird in der Integrierten Optik allgemein als TE-Polarisation bezeichnet. Bei der dazu senkrechten Schwingungsrichtung des E-Feldvektors wird von TM-Polarisation gesprochen. Wird in den Abschnitten der Schrägausbreitung eine Komponente des E-Feldes in y-Richtung wirksam, so kommt es durch die schwächer werdende Führung der Welle und TE-TM Polarisationsumkopplungen zu Abstrahlungsverlusten in das Substrat. Bei der Zusammenführung der beiden Teilwellen kommt es dann zur Interferenz unterschiedlicher Amplituden und damit zu einer zusätzlichen Reduzierung des Modulationsgrades. Deshalb sind nur Winkel der Schrägausbreitung von unter 5° sinnvoll und bei der Forderung nach großen Weglängendifferenzen entsprechend lange MZI-Strukturen vorzusehen.

Bei Verwendung von z-geschnittenem LiNbO_3 , in dem nur Licht der TM-Polarisation geführt wird, tritt eine Polarisationsumkopplung nicht auf. In diesem Fall wirkt sich aber das Diffusionskonstantenverhältnis von $D_x/D_z=1,7$ ungünstig auf die Wellenleiterherstellung aus. Unabhängig von der Streifenbreite der Austauschmaske würden die Brechzahlprofile wesentlich breiter als tief ausgebildet. Dies führt insbesondere bei der Anpassung der Feldverteilung des PE-Segments an die des APE-Wellenleiters zu Koppelverlusten. Die mit diesen Koppelverlusten verbundene Dämpfungserhöhung des längeren Interferometerarms ist größer als die Zusatzdämpfung in den Bereichen der Schrägausbreitung von x-Schnitt LiNbO_3 bei Winkeln Θ der Schrägausbreitung kleiner 5° . Ein weiterer Nachteil von z-Schnitt LiNbO_3 ist die große Empfindlichkeit gegenüber dem pyroelektrischen Effekt [61-65]. Dessen Einfluß auf die Stabilität des Interferometers wird in Kap. 8.4.1 näher beschrieben. Ein weiterer Grund für die Beschränkung auf x-Schnitt war die zukünftige Integration des Interferometerchips mit den bereits am Markt verfügbaren LiNbO_3 -Bauelementen für die interferometrische Meßtechnik (Kap. 2.4.3, Abb. 10) auf einem gemeinsamen Substrat.

In Absprache mit den Produzenten dieser Bauelemente ergab sich eine sinnvolle maximale Bauelementlänge des Interferometerchips von 30 mm. Unter Beachtung des oben beschriebenen maximalen Winkels der Schrägausbreitung von 5° ist hier eine ausreichend große Weglängendifferenz bzw. Wellenlängensensitivität zu erreichen.

Es wurde festgelegt, für die Superlumineszenzdiode eine Struktur mit $5\ \mu\text{m}$ Weglängendifferenz und für die Laserdiode eine Struktur mit $20\ \mu\text{m}$ Weglängendifferenz zu entwickeln. Der Abstand l_0 (Abb. 30) zwischen den Verzweigungspunkten, die Länge l_Y der Y-Verzweiger, der Wellenleiterabschnitte der Länge l_2 , auf dem das PE-Segment plazierte wird und der minimale Krümmungsradius des S-Bends wurden fest vorgegeben. Mit einem

Computerprogramm wurden die S-Bendlänge l und S-Bendhöhe h (Abb. 29) systematisch variiert, um für die festgelegten Weglängendifferenzen die Lösungen mit dem kleinsten Winkel der Schrägausbreitung zu ermittelt /66/.

5.3 Dämpfung der MZI-Struktur

Um vergleichbare Aussagen über die Dämpfung der MZI-Struktur machen zu können, enthielt jede Probe neben der MZI-Struktur auch gerade Streifenwellenleiter und S-Bends (Abb. 31), wobei letztere in ihrer Form dem kurzen Interferometerarm entsprechen.

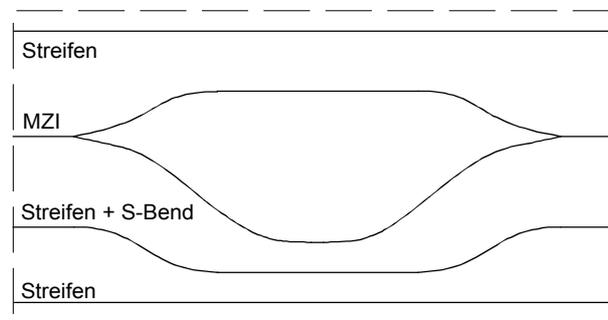


Abb. 31: AMZI mit Vergleichswellenleitern

Bei einer durchschnittlich eingestrahlt Leistung von $310 \mu\text{W}$ und 30 mm Probenlänge wurden von den geraden Streifenwellenleitern im Mittel 50% der eingestrahlt Leistung transmittiert. Die Streifenwellenleiter mit eingebundenen S-Bends wiesen keine wesentliche Verringerung der transmittierten Leistung auf; die gemessenen Leistungswerte bewegten sich in der Schwankungsbreite der für die geraden Streifenwellenleiter gemessenen Werte. Die MZI-Strukturen zeigten in ihren Bestwerten rund 36% transmittierte Leistung. Somit ergeben sich für die geraden Streifenwellenleiter und die um die S-Bends erweiterten Streifenwellenleiter bei einer Koppeleffektivität Faser-Wellenleiter von etwa 90% und unter Einrechnung der Fresnelverluste Dämpfungen von umgerechnet $0,4 \text{ dB/cm}$. Die MZI-Strukturen weisen bei gleicher Koppeleffektivität eine Zusatzdämpfung von etwa $1,6 \text{ dB}$ auf.

Aus den Transmissionsmessungen und der Aufnahme der Nahfeldverteilungen an Streifenwellenleitern verschiedener Breiten konnten die optimalen Parameter der APE-Streifenwellenleiter bestimmt werden. Aus den nominalen Streifenbreiten ($w_{\text{nom.}}$: $3,0 / 3,5 / 4,0 / 4,5 \mu\text{m}$) der elektronenstrahlolithographisch hergestellten Mutterschablone hatte sich in

Verbindung mit der photolithographischen Strukturübertragung durch Lift-off-Technik die 4,5 μm -Struktur als geeignet herausgestellt. Bei der photolithographischen Strukturübertragung verkleinert sich diese Streifenbreite auf eine reale Breite von 4,0 μm in der Austauschmaske. Durch den Protonenaustausch in mit 1 mol % Lithiumbenzoat angereicherter und auf 180 °C erhitzter Benzoesäure wird nach 3,5 h ein 300 nm tiefes Stufenprofil ($\Delta n = 0,11$ bei $\lambda = 633$ nm) der äquivalenten Schicht erreicht. In der sich anschließenden Temperung wird das Stufenprofil dieser Schicht in ein 1,6 μm tiefes Gaußprofil mit einer Brechzahlerhöhung an der Oberfläche von 0.02 (bei $\lambda = 633$ nm) umgeformt (Abb. 15).

5.4 Anpassung von PE-Segment und APE-Wellenleiter

Die Transmissionsverluste integriert-optischer Bauelemente werden in starkem Maße von der Effektivität der Lichteinkopplung in das Bauelement und der Lichtauskopplung aus dem Bauelement bestimmt. Die verlustarme Überkopplung der Lichtleistung, also die Maximierung der Koppeffektivität, wird durch die Anpassung der vertikalen und horizontalen elektrischen Feldverteilungen der in der Lichtleitfaser und dem Wellenleiter geführten optischen Welle erreicht, wobei sich die Koppeffektivität aus dem Überlappungsintegral der elektrischen Feldstärkevektoren von Lichtleitfaser und Wellenleiter gemäß Gleichung (30) berechnet

$$\eta_K = \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_F(x, z) \vec{E}_{WL}^*(x, z) dx dz \right|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}_F(x, z)|^2 dx dz \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}_{WL}(x, z)|^2 dx dz} \quad (30)$$

Durch das Einfügen des PE-Segments enthalten die temperaturkompensierten Interferometer zwei weitere Koppelstellen, die die Transmission des Bauelements verringern. Hinzu kommt, daß die Dämpfung in PE-Wellenleitern insbesondere durch Streuverluste deutlich höher als in APE-Wellenleitern ist (Größenordnung von 5 dB/cm und mehr). Während die Feldverteilung des APE-Wellenleiters aufgrund der erforderlichen einmodigen Führung des Lichts sowie durch die Optimierung der Dämpfung bereits festgelegt ist und bei dem PE-Segment mit der β -Kristallphase eine große Brechzahlerhöhung verbunden ist, kann die Anpassung der Feldverteilungen nur über die Variation der Wellenleiterbreite und -tiefe des PE-Segments erfolgen. Die Anpassung des Grund-

modus des PE-Segments an den einmodigen APE-Wellenleiter erfordert aufgrund der starken Führung des Grundmodus ein entsprechend breites und tiefes Segment. Die Abbildungen 32 und 33 zeigen die Lage der vertikalen Feldverteilung in Bezug auf das Brechzahlprofil für einen APE-Wellenleiter bzw. PE-Wellenleiter. Die gemessenen Feldverteilungen wurden durch die Abbildung der Intensitätsverteilung am Wellenleiterausgang auf eine CCD-Matrix erhalten. Die Begrenzung der Wellenleiter in vertikaler Richtung durch zwei unterschiedliche dielektrische Medien, Luft und LiNbO₃, führt bei dem schwach führenden APE-Wellenleiter zu einer stark asymmetrischen Feldverteilung, bei dem PE-Wellenleiter kann die Asymmetrie dagegen vernachlässigt werden.

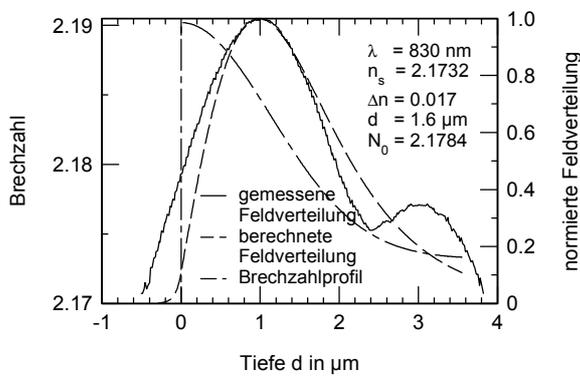


Abb. 32: Gemessene und berechnete vertikale Feldverteilung des einmodigen APE-Streifenwellenleiter

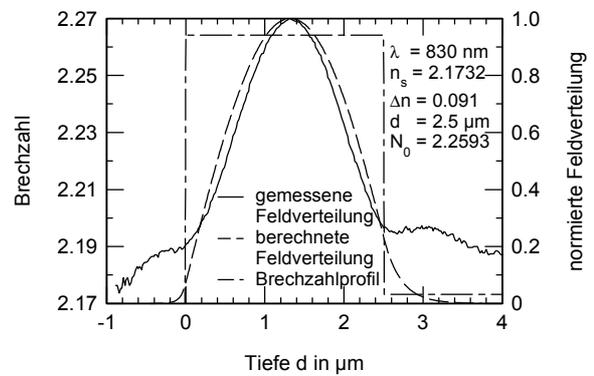


Abb. 33: Gemessene und berechnete vertikale Feldverteilung des Grundmodus des PE-Streifenwellenleiter

Werden für die Feldverteilungen Gaußverteilungen mit den zugehörigen $1/e^2$ -Breiten der Intensitätsverteilung angenommen, und fallen die Maxima der zu koppelnenden Feldverteilungen zusammen, so ergibt sich

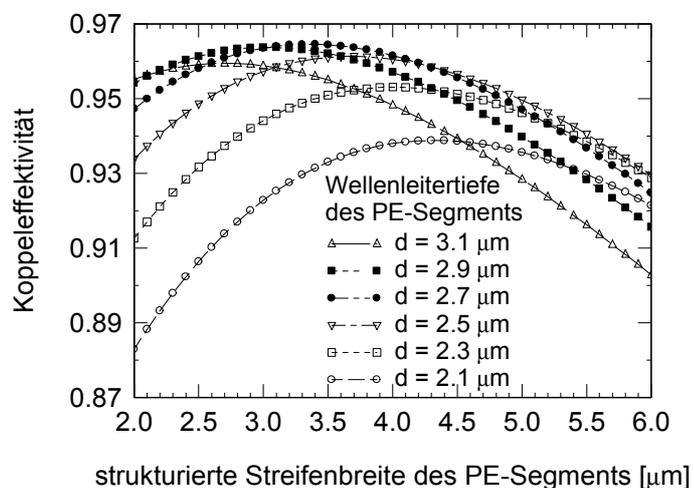
$$\eta_K = \frac{\left[\left(\frac{1}{a_C^2} + \frac{1}{\sigma_V^2} \right)^{-1/2} + \left(\frac{1}{a_S^2} + \frac{1}{\sigma_V^2} \right)^{-1/2} \right]^2}{\frac{a_C + a_S}{2} a_l \sigma_V \sigma_l \left(\frac{1}{a_l^2} + \frac{1}{\sigma_l^2} \right)} \quad (31)$$

mit a_s, c, l den Breiten der Intensitätsverteilung des Wellenleiters bei $1/e^2$ der maximalen Intensität in Substrat-, Cladding (Superstrat)- und lateraler Richtung vom Intensitätsmaximum berechnet, σ_v, l den Breiten der Intensitätsverteilung der Lichtleitfaser bzw. des PE-Segments bei $1/e^2$ der maximalen Intensität in vertikaler und lateraler Richtung vom Intensitätsmaximum gerechnet.

In horizontaler Richtung muß die Streifenbreite in der Austauschmaske so bemessen sein, daß unter Berücksichtigung der beim Austausch stattfindenden Seitendiffusion und der für die Tiefenanpassung erforderlichen Austauschzeit ebenso eine horizontale Anpassung der Feldverteilungen erreicht wird. Bei der selbstjustierenden Arbeitsweise, bei der die Streifenbreite des Segments durch die unter der Segmentmaske liegende Wellenleitermaske vorgegeben ist, muß dagegen ein Kompromiß zwischen der optimalen Anpassung der vertikalen und horizontalen Feldverteilungen gefunden werden. An PE-Streifenwellenleitern unterschiedlicher Breite und Tiefe wurde die Abhängigkeit der ausgetauschten Wellenleiterbreite w_{PE} von der in der Austauschmaske strukturierten Streifenbreite w_{Maske} und der Wellenleitertiefe d mit $w_{PE} = 0,913 w_{Maske} + 1,48 d$ bestimmt. Aus den Nahfeldmessungen an diesen PE-Streifenwellenleitern ergab sich im weiteren die Abhängigkeit der $1/e^2$ -Breiten der Intensitätsverteilung in vertikaler Richtung von der Wellenleitertiefe und in lateraler Richtung von der ausgetauschten Wellenleiterbreite. Unter Verwendung dieser Abhängigkeiten wurde die maximal erreichbare Koppel­effektivität zwischen dem APE-Wellenleiter und dem PE-Segment in Abhängigkeit von der strukturierten Streifenbreite und der Wellenleitertiefe berechnet (Abb. 34).

Abb. 34:

Koppeleffektivität zwischen dem APE-Wellenleiter und dem PE-Segment in Abhängigkeit von der Streifenbreite und der Wellenleitertiefe des PE-Segments unter Berücksichtigung der Seitendiffusion



Aufgrund der relativ großen Querschnitte der Feldverteilungen ist die Abhängigkeit der Koppeleffektivität gegenüber Variationen der Wellenleiterbreite und -tiefe nur gering. Bei der selbstjustierenden Arbeitsweise, bei der die Streifenbreite des Segments durch die unter der Segmentmaske liegende Wellenleitermaske mit $4,5 \mu\text{m}$ vorgegeben ist, kann bei einer Wellenleitertiefe von $2,5 \mu\text{m}$ eine maximale Koppeleffektivität von fast $0,96$ erreicht

werden. Wird die Wellenleitertiefe auf über $2,5\ \mu\text{m}$ vergrößert, verringert sich die maximal erreichbare Koppeffektivität wieder.

Ein solcher hochbrechender PE-Streifenwellenleiter ist allerdings extrem mehrmodig; er führt etwa 35 Moden. Die genähert gaußförmige Feldverteilung der Mode des einmodigen APE-Streifenwellenleiters koppelt bei fluchtend ausgerichtetem Segment im wesentlichen nur in die Grundmode des Segments ein, da die Koppeffektivität für die höheren Moden zunehmend geringer wird. Mit zunehmender horizontaler Versetzung des PE-Segments gegenüber dem APE-Streifenwellenleiter werden diese höheren Moden stärker mit angeregt. Die in den Moden höherer Ordnung geführte Leistung kann im Gegensatz zur Grundmode nur zu einem sehr geringen Prozentsatz wieder zurück in den weiterführenden einmodigen APE-Streifenwellenleiter eingekoppelt werden. Aus diesem Grund ist eine hohe Justiergenauigkeit im Strukturierungsprozeß des PE-Segments von besonderer Bedeutung, um eine hohe Koppeffektivität zwischen den beiden Wellenleiter zu erreichen.

Abb. 35 zeigt die zwischen dem Grundmodus des APE-Streifenwellenleiters und dem Grundmodus des PE-Segments theoretisch erreichbare Koppeffektivität in Abhängigkeit vom lateralen Versatz des PE-Segments. Wie bereits in Kap. 5.2 beschrieben, geht der zusätzliche Intensitätsverlust durch die verringerte Koppeffektivität zu Lasten der Modulationstiefe und damit der Auflösung bei größeren Weglängendifferenzen.

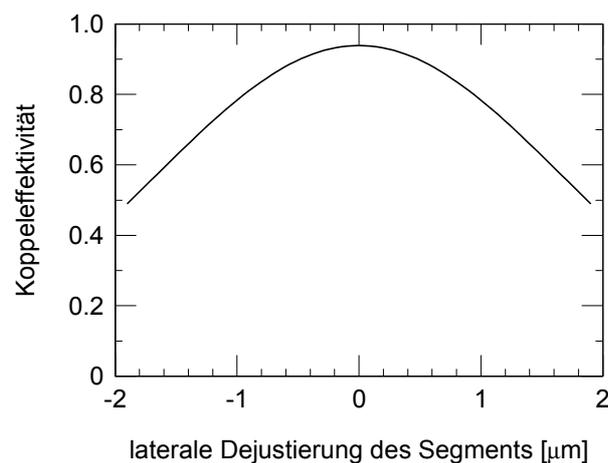


Abb. 35: Koppeffektivität zwischen APE- und PE-Wellenleiter

6. Berechnung der Interferometerkennwerte

Die phasenabhängige Ausgangsintensität I eines im allgemeinen Fall asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometers läßt sich bei gleicher Intensität in den Armen und ohne Berücksichtigung der Dämpfung ausdrücken als

$$I [\phi (\lambda, T, U)] = \frac{I_0}{2} (1 + \cos \phi (\lambda, T, U)) \quad (32)$$

mit ϕ der optischen Phase und I_0 als Eingangsintensität. Die Gesamtänderung von I ergibt sich als differentieller Ausdruck wie folgt:

$$\Delta I = \frac{\delta I}{\delta \lambda} \Delta \lambda + \frac{\delta I}{\delta T} \Delta T + \frac{\delta I}{\delta U} \Delta U = A_\lambda \Delta \lambda + A_T \Delta T + A_U \Delta U \quad . \quad (33)$$

Dabei steht $\Delta \lambda$ für die Wellenlängenänderung der Laserdiode bzw. Superlumineszenzdiode, ΔT für die Temperaturänderung des Interferometerchips bzw. der Umgebung und ΔU für eine Spannungsänderung am elektrooptischen Phasensteller auf dem kurzen Interferometerarm. Der Ausdruck $\delta I / \delta \lambda = A_\lambda$ ist das Nutzsignal des MZI und sollte für die gewünschte Funktion der Detektierung von Wellenlängenänderungen möglichst hoch sein. Im vorliegenden Fall ist $\delta I / \delta \lambda$ allerdings durch die vorgegebenen Werte von ΔI bestimmt.

6.1 Die Wellenlängensensitivität des Interferometers

Bei der Ableitung der Gleichung (32) nach der Wellenlänge $\delta I / \delta \lambda = (\delta I / \delta \phi) \cdot (\delta \phi / \delta \lambda)$ ist vor allem der zweite Term $\delta \phi / \delta \lambda$ von Interesse. Allgemein ergibt sich der Grundphasenwert eines asymmetrischen MZI (ohne PE-Segment zur thermooptischen Kompensation) aus

$$\phi = k_0 [N_2 l_2 - N_1 l_1] \quad , \quad \text{mit} \quad k_0 = \frac{2 \pi}{\lambda} \quad . \quad (34)$$

In diesem Ausdruck steht N_1 für den effektiven Brechungsindex des Interferometerarms 1 und l_1 für dessen Länge, die mit dem Index 2 gekennzeichneten Parameter entsprechend für die des Interferometerarms 2. Da sich die Weglängendifferenz $\Delta l = l_2 - l_1$ ausschließlich durch die Abschnitte der Schrägausbreitung ergibt (Kap. 5.2), kann für das verwendete x-Schnitt LiNbO₃ nicht $N_2 = N_1$ gesetzt werden. Die Gleichheit gilt nur für den Fall, daß das geführte Licht senkrecht zur Oberfläche polarisiert ist (TM-Polarisation) oder der außerordentliche Brechungsindex in dieser Richtung liegt (z-Schnitt Material). Für protonenausgetauschte Streifenwellenleiter in x-Schnitt LiNbO₃, in denen die Polarisationsrichtung des

geführten Lichts und der außerordentliche Brechungsindex parallel zur Oberfläche liegen, erhöht sich der effektive Brechnungsindex des Streifenwellenleiters um einen vom Winkel Θ der Schrägausbreitung abhängigen Betrag ΔN_{Θ} , d.h.

$$N_2 = N_1 + \Delta N_{\Theta} \quad (35)$$

Wird die Ellipsengleichung des Indexellipsoiden (13) um die Winkelfunktionen $y = n_{\Theta} \sin \Theta$ sowie $z = n_{\Theta} \cos \Theta$ ergänzt und nur die Y-Z-Ebene betrachtet, ergibt sich der vom Winkel Θ abhängige Brechungsindex n_{Θ} in einem doppelbrechenden Kristall aus

$$\frac{1}{n_{\Theta}^2} = \frac{\sin^2 \Theta}{n_o^2} + \frac{\cos^2 \Theta}{n_e^2} \quad (36)$$

Da der effektive Brechnungsindex für die vorliegenden einmodigen Streifenwellenleiter mit $N_{APE} = 2,174$ dicht am Substratindex $n_e = 2,1732$ liegt, kann hier angenommen werden $\Delta N_{\Theta} \approx \Delta n_{\Theta}$, mit $\Delta n_{\Theta} = n_{\Theta} - n_e$.

Damit kann für die Phase des AMZI geschrieben werden

$$\phi = k_0 \left[N_{APE} \Delta l + \Delta N_{\Theta} l_{\Theta} \right] . \quad (37)$$

Für l_{Θ} ist die Gesamtlänge der Schrägausbreitung einzusetzen. In dieser Formel sind die Wellenzahl k_0 und der effektive Brechungsindex N der im Streifenwellenleiter geführten Mode wellenlängenabhängig. Durch Einführung der relativen Brechzahldispersion $\sigma = 1/N(\delta N/\delta \lambda)$ und Ableitung von (37) bezüglich der Wellenlänge berechnet sich die Wellenlängenempfindlichkeit der Phase des asymmetrischen MZI ohne Segment aus:

$$\frac{\delta \phi}{\delta \lambda} = k_0 \left[N_{APE} \Delta l \left(\sigma_{APE} - \frac{1}{\lambda} \right) + \Delta N_{\Theta} l_{\Theta} \left(\frac{1}{\Delta N_{\Theta}} \frac{\delta(\Delta N_{\Theta})}{\delta \lambda} - \frac{1}{\lambda} \right) \right] . \quad (38)$$

Für die Dispersion des effektiven Brechungsindex N kann in guter Näherung aus der Literatur /56,57/ die Substratdispersion um 830 nm entnommen werden. Es ergibt sich $\sigma_{APE} = -4,59 \cdot 10^{-5} \text{ 1/nm}$. Der Wert von $(1/\lambda)$ beträgt $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ 1/nm}$, womit σ faktisch vernachlässigbar ist. Ausgehend von einem Substratindex von 2,1732 bei $\lambda = 830 \text{ nm}$ ergibt sich experimentell für den Index N_{APE} der Fundamentalmode des Streifenwellenleiters 2,1740. Die strukturspezifischen Größen wurden aus dem Winkel der Schrägausbreitung bestimmt. Für die MZI-Struktur mit $\Delta l = 20 \mu\text{m}$ Weglängendifferenz liegt ein Winkel der Schrägausbreitung von $\Theta = 3,6^\circ$ vor. Daraus ergibt sich die Summe der Schenkellängen mit $l_{\Theta} = 9297,3 \mu\text{m}$, ein $\Delta N_{\Theta} = 3 \cdot 10^{-4}$ und der Ausdruck $1/\Delta N_{\Theta} (\delta(\Delta N_{\Theta})/\delta \lambda) = 1,93 \cdot 10^{-4} \text{ 1/nm}$. Für die MZI-Struktur mit der Weglängendifferenz $\Delta l = 5 \mu\text{m}$ liegt ein Winkel der Schrägausbreitung von $\Theta = 2,3^\circ$ vor. Daraus ergibt sich die

Summe der Schenkellängen mit $l_{\Theta} = 5976,2 \mu\text{m}$, ein $\Delta N_{\Theta} = 1,25 \cdot 10^{-4}$ und der Ausdruck $1/\Delta N_{\Theta} (\delta(\Delta N_{\Theta})/\delta\lambda) = 1,85 \cdot 10^{-4} \text{ 1/nm}$.

Für die zwei realisierten Interferometerstrukturgeometrien ergeben sich damit folgende Wellenlängenempfindlichkeiten:

$$\text{Weglängendifferenz } \Delta l = 20 \mu\text{m}: \quad \delta\phi/\delta\lambda = (0,138 \pm 0,002) \pi/\text{nm}$$

$$\text{Weglängendifferenz } \Delta l = 5 \mu\text{m}: \quad \delta\phi/\delta\lambda = (0,035 \pm 0,001) \pi/\text{nm} .$$

Mit dem Einfügen eines Segments in den längeren Interferometerarm erweitert sich der Ausdruck (38) zu

$$\frac{\delta\phi}{\delta\lambda} = k_0 \left[N_{APE} (\Delta l - s) \left(\sigma_{APE} - \frac{1}{\lambda} \right) + N_{PE} s \left(\sigma_{PE} - \frac{1}{\lambda} \right) + \Delta N_{\Theta} l_{\Theta} \left(\frac{1}{\Delta N_{\Theta}} \frac{\delta(\Delta N_{\Theta})}{\delta\lambda} - \frac{1}{\lambda} \right) \right], \quad (39)$$

mit $N_{PE} = 2,265$ dem effektiven Brechungsindex des Segments, $\sigma_{PE} = -5,96 \cdot 10^{-5} \text{ 1/nm}$ dem relativen Dispersionskoeffizient für PE-Wellenleiter und s der Segmentlänge, die sich gemäß Kap. 6.3 berechnet. Die Werte für die Wellenlängenempfindlichkeit erhöhen sich leicht durch den gegen über dem APE-Wellenleiter höheren effektiven Brechungsindex des Segments:

$$\text{Weglängendifferenz } \Delta l = 20 \mu\text{m}: \quad \delta\phi/\delta\lambda = (0,155 \pm 0,002) \pi/\text{nm}$$

$$\text{Weglängendifferenz } \Delta l = 5 \mu\text{m}: \quad \delta\phi/\delta\lambda = (0,039 \pm 0,001) \pi/\text{nm}.$$

6.2 Die Temperatursensitivität des Interferometers

Bei der Ableitung von I in (32) nach der Temperatur T kommt wiederum die Kettenregel $\delta I/\delta T = (\delta I/\delta\phi) \cdot (\delta\phi/\delta T)$ zur Anwendung. In Gleichung (37) sind N_{APE} , ΔN_{Θ} , Δl und l_{Θ} temperaturabhängig. Mit der Einführung des relativen thermooptischen Koeffizienten $\gamma = 1/N(\delta N/\delta T)$ und des relativen thermischen Ausdehnungskoeffizienten $\kappa = 1/L(\delta L/\delta T)$ ergibt sich die Temperaturabhängigkeit der Phase des asymmetrischen MZI ohne Segment zur thermooptischen Kompensation aus:

$$\frac{\delta\phi}{\delta T} = k_0 \left[N_{APE} \Delta l (\gamma_{APE} + \kappa) + \Delta N_{\Theta} l_{\Theta} \left(\frac{1}{\Delta N_{\Theta}} \frac{\delta(\Delta N_{\Theta})}{\delta T} + \kappa \right) \right]. \quad (40)$$

Der relative thermische Ausdehnungskoeffizient in y- und z-Richtung des Kristalls können aus der Literatur /67/ mit $\kappa_y = 1,59 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K}$ und $\kappa_z = 0,75 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K}$ entnommen

werden. Der thermooptische Koeffizient von APE-Wellenleitern ergibt sich aus den eigenen Messungen z.B. für 25 °C mit $\gamma_{APE} = 1,94 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K}$ (Kap. 4.3). Der Ausdruck $1/\Delta N_{\Theta}(\delta(\Delta N_{\Theta})/\delta T)$ ist strukturspezifisch und wurde für die große Struktur ($\Delta l = 20 \text{ }\mu\text{m}$) mit $4,18 \cdot 10^{-4} \text{ 1/K}$ und für die kleine Struktur ($\Delta l = 5 \text{ }\mu\text{m}$) mit $4,17 \cdot 10^{-4} \text{ 1/K}$ bestimmt. So ergeben sich folgende Temperaturempfindlichkeiten sowie Temperaturen T_{π} , bei denen eine Phasenverschiebung von π erreicht wird:

$$\begin{aligned} \text{Struktur mit } \Delta l = 20 \text{ }\mu\text{m:} \quad & \delta\phi/\delta T = (6,56 \pm 0,18) \cdot 10^{-3} \text{ }\pi/\text{K} & T_{\pi} = (152 \pm 4) \text{ K} \\ \text{Struktur mit } \Delta l = 5 \text{ }\mu\text{m:} \quad & \delta\phi/\delta T = (1,69 \pm 0,06) \cdot 10^{-3} \text{ }\pi/\text{K} & T_{\pi} = (591 \pm 20) \text{ K} . \end{aligned}$$

Für den Fall der Temperaturkompensation erweitert sich der Ausdruck (40) um den Term für das Segment zu

$$\frac{\delta\phi}{\delta T} = k_0 \left[N_{APE}(\Delta l - s)(\gamma_{APE} + \kappa) + N_{PE}s(\gamma_{PE} + \kappa) + \Delta N_{\Theta} l_{\Theta} \left(\frac{1}{\Delta N_{\Theta}} \frac{\delta(\Delta N_{\Theta})}{\delta T} + \kappa \right) \right] . \quad (41)$$

Dieser Ausdruck soll der Idee der Temperaturkompensation zufolge Null werden, womit sich bei bekannten Koeffizienten, Brechungsindizes und Längendifferenzen die Segmentlänge s ergibt.

6.3 Berechnung der PE-Segmentlänge

Aus der Bedingung, daß das Temperatur-Störsignal Null werden soll (Gl. 41), folgt:

$$N_{APE}(\Delta l - s)(\gamma_{APE} + \kappa) + \Delta N_{\Theta} l_{\Theta} \left(\frac{1}{\Delta N_{\Theta}} \frac{\delta(\Delta N_{\Theta})}{\delta T} + \kappa \right) = N_{PE}s(\gamma_{PE} + \kappa) \quad (42)$$

und daraus durch Umformen die Gleichung für s

$$s = \frac{N_{APE} \Delta l (\gamma_{APE} + \kappa) + \Delta N_{\Theta} l_{\Theta} \left(\frac{1}{\Delta N_{\Theta}} \frac{\delta(\Delta N_{\Theta})}{\delta T} + \kappa \right)}{N_{APE} \gamma_{APE} - N_{PE} \gamma_{PE} + (N_{APE} - N_{PE}) \kappa} . \quad (43)$$

Da Koeffizienten, Indizes und Längen aber mit einem gewissen Fehler behaftet sind, muß für die Segmentlänge ein Toleranzbereich angegeben werden. Das bedeutet, Gleichung (43) ist nach jeder einzelnen Größe abzuleiten, um dann mit den abgeschätzten Einzel Fehlern den Gesamtfehler Δs zu ermitteln. Im folgenden ist eine Zusammenstellung der Parameter und ihrer zu erwartenden Mindestfehler angegeben. Die Werte von γ_{APE} und γ_{PE} mit ihren Toleranzen gingen aus den eigenen Messungen hervor (Kap. 4.3) und beziehen

sich auf eine Temperatur von 25°C, κ mit Fehler entstammt der Literatur /67/, N_{APE} , N_{PE} mit Abweichungen wurde aus den experimentellen Erfahrungen berechnet, und der Fehler von Δl resultiert aus den technologischen Toleranzen z.B. bei der Schablonenherstellung.

$$\begin{array}{ll}
 \gamma_{\text{APE}} = 1,94 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K} & \Delta\gamma_{\text{APE}} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K} \\
 \gamma_{\text{PE}} = -0,64 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K} & \Delta\gamma_{\text{PE}} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K} \\
 \kappa = 1,59 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K} & \Delta\kappa = 5 \cdot 10^{-7} \text{ 1/K} \\
 N_{\text{APE}} = 2,1740 & \Delta N_{\text{APE}} = 5 \cdot 10^{-4} \\
 N_{\text{PE}} = 2,265 & \Delta N_{\text{PE}} = 2 \cdot 10^{-3} \\
 \Delta l = 5 \text{ }\mu\text{m} & \Delta(\Delta l) = 0,1 \text{ }\mu\text{m} \\
 \Delta l = 20 \text{ }\mu\text{m} & \Delta(\Delta l) = 0,5 \text{ }\mu\text{m}
 \end{array}$$

Mit diesen Werten ergibt sich für die Segmentlängen bei einer Temperatur von 25°C:

$$\text{Weglängendifferenz } \Delta l = 20 \text{ }\mu\text{m}: \quad s = (49,1 \pm 4,9) \text{ }\mu\text{m}$$

$$\text{Weglängendifferenz } \Delta l = 5 \text{ }\mu\text{m}: \quad s = (12,7 \pm 1,4) \text{ }\mu\text{m},$$

und im weiteren aus Gleichung (41) die Temperaturstörsignale:

$$\text{Weglängendifferenz } \Delta l = 20 \text{ }\mu\text{m}: \quad \Delta(\delta\phi/\delta T) = 8,24 \cdot 10^{-4} \text{ }\pi/\text{K} \quad T_{\pi} = 1214 \text{ K}$$

$$\text{Weglängendifferenz } \Delta l = 5 \text{ }\mu\text{m}: \quad \Delta(\delta\phi/\delta T) = 3,48 \cdot 10^{-4} \text{ }\pi/\text{K} \quad T_{\pi} = 2870 \text{ K}.$$

Der Fehler der Segmentlänge wird im wesentlichen durch den Fehler des thermooptischen Koeffizienten des PE-Segments (41%), des thermischen Ausdehnungskoeffizienten (31%) und des thermooptischen Koeffizienten der APE-Wellenleiter (23%) bestimmt.

Die Temperaturabhängigkeit der relativen thermooptischen Koeffizienten (Tab. 1), d.h. die Existenz eines nicht vernachlässigbaren Koeffizienten zweiter Ordnung (Kap. 2.3.2), erfordert eine temperaturabhängige Segmentlänge (Abb. 36) und ermöglicht daher wie im Beispiel der Fasergitter-Wellenlängenreferenz (Kap. 2.3.1) eine völlige Temperaturkompensation nur für eine feste Temperatur. Wird in (41) für die thermooptischen Koeffizienten kein fester Wert, sondern deren Temperaturabhängigkeit $\gamma = f(T)$ eingesetzt, kann für eine MZI-Struktur mit fester Segmentlänge die Temperaturabhängigkeit des Temperaturstörsignals berechnet werden. Der Schnittpunkt mit der Abszisse liefert die Temperatur, bei der eine völlige Temperaturkompensation vorliegt. Mit zunehmender Abweichung von dieser Temperatur steigt das Temperaturstörsignal $\delta\phi/\delta T$ des AMZI annähernd linear an (Abb. 37).

Der thermische Ausdehnungskoeffizient zweiter Ordnung wurde für die Berechnungen als vernachlässigbar eingestuft, da er mit $5,5 \cdot 10^{-9} \text{ 1/K}^2$ /67/ drei Größenordnungen unter dem linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten liegt.

Die Fehler der einzelnen Größen führen je nach Sichtweise zu einem Störsignal bei der angestrebten Temperatur, bei der die Kompensation erwünscht ist, oder aber zu einer Verschiebung der Temperatur, bei der die Kompensation auftritt. Der Fehler von (41) wird im wesentlichen durch den Fehler der Segmentlänge (56%) sowie durch die Fehler der thermooptischen Koeffizienten des PE-Segments (22%) und der APE-Wellenleiter (13%) bestimmt. Deshalb wurden auf jedem Wellenleiterchip vier nebeneinander liegende Strukturen angeordnet, bei denen die Segmentlänge variierte. Unter Berücksichtigung der beim Austausch eintretenden Segmentverlängerung durch seitliche Diffusion wurden folgende Segmentlängen in der Schablone realisiert:

Weglängendifferenz $\Delta l = 20 \text{ }\mu\text{m}$: $s = (44,5 / 46,7 / 48,9 / 51,1) \text{ }\mu\text{m}$

Weglängendifferenz $\Delta l = 5 \text{ }\mu\text{m}$: $s = (10,0 / 10,9 / 11,8 / 12,7) \text{ }\mu\text{m}$.

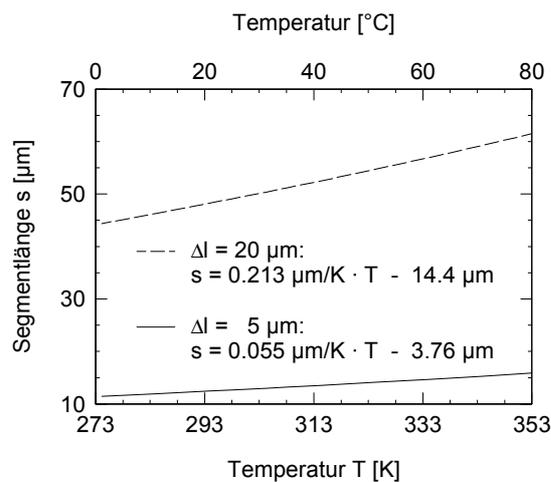


Abb. 36: Temperaturabhängigkeit der erforderlichen Segmentlänge

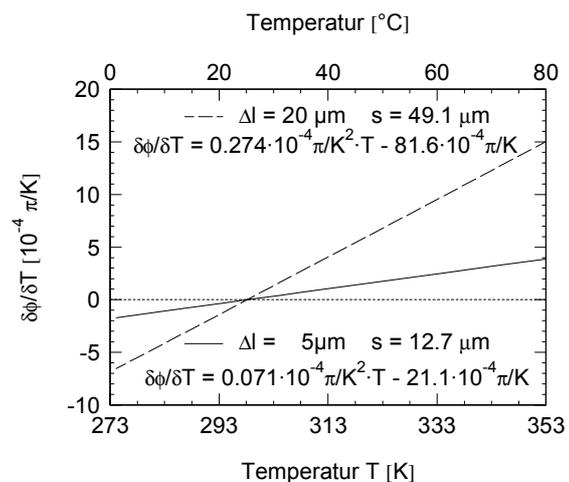


Abb. 37: Temperaturabhängigkeit des Temperaturstörsignals; die Segmentlängen sind so eingestellt das sich eine vollständige Kompensation bei 25°C ergibt.

7. Technologieentwicklung

Die technische Realisierung der temperaturkompensierten Interferometerchips stellte technologisches Neuland dar, da in der Literatur keine Erfahrungen mit vergleichbaren Bauelementen vorlagen, bei denen APE- und PE-Wellenleiter gemeinsam in einem Substrat realisiert wurden. Häufiger ist dagegen die Kombination der Titaneindiffusion mit einem anschließenden Protonenaustausch zu finden. Aus den für die Titaneindiffusion erforderlichen Temperaturen von 1000-1100 °C sowie Diffusionszeiten von 3-6 h folgt für den Technologieablauf, daß die Titaneindiffusion immer vor dem Protonenaustausch erfolgen muß, da andernfalls der PE-Wellenleiter eine sehr starke Temperung erfahren würde und letztendlich praktisch nicht mehr vorhanden wäre. Andererseits bedeutet der große Unterschied in den Prozeßtemperaturen, daß eine nachträgliche Veränderung d.h. eine weitere Diffusion des titandiffundierten Wellenleiters durch den nachfolgenden Protonenaustausch ausgeschlossen werden kann. Der relativ geringe Unterschied in den Anregungstemperaturen zwischen dem Protonenaustausch und Temperung sowie die Möglichkeit, durch den Austausch bei hohen Lithiumbenzoatkonzentrationen die Temperung umgehen zu können, sollte dagegen eine begrenzte Variation des Technologieablaufs zulassen.

Für die Kombination von APE- und PE-Wellenleitern auf einem gemeinsamen Substrat mußte daher ein Technologieablauf gefunden werden, der sowohl den Einfluß eines nachfolgenden Prozeßschrittes auf die vorhergehenden berücksichtigt, als auch eine gut reproduzierbare Justierung des PE-Segments zu den APE-Wellenleitern der MZI-Struktur ermöglicht.

7.1 Justierung des PE-Segments zur Interferometerstruktur

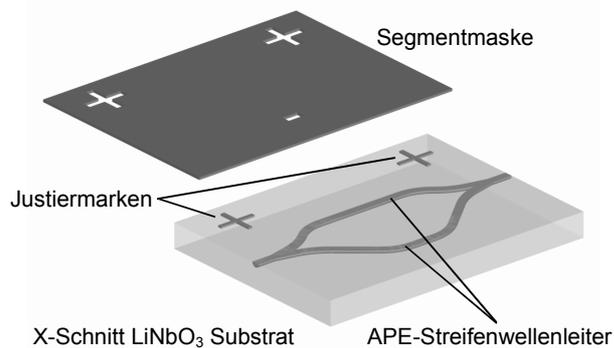
Prinzipiell gibt es zwei Vorgehensweisen, um das PE-Segment und die APE-Wellenleiter der MZI-Struktur fluchtend zueinander auszurichten:

- a) Mit der Strukturierung der ersten Austauschmaske werden gleichzeitig Justiermarken auf das Substrat aufgebracht, die während des gesamten Technologieablaufes erhalten bleiben und an denen jede nachfolgende Struktur ausgerichtet werden kann (Abb. 38). Der Gesamtfehler dieses Strukturierungsprozesses ergibt sich aus dem Justierfehler und dem Strukturübertragungsfehler. Zu den Strukturübertragungsfehlern zählt z.B., daß

die Segmentlänge verkleinert von der Schablone auf die Austauschmaske übertragen wird.

Abb. 38:

Die Justiermarken auf der Maske werden mit Justiermarken, die im ersten Strukturierungsprozeß auf das Substrat aufgebracht wurden, zur Deckung gebracht.



- b) Strebt man eine wirklich exakte Ausrichtung des PE-Segments zum APE-Wellenleiter an, so muß man die Maske des APE-Wellenleiter ein zweites Mal verwenden und die Austauschmaske für das Segment darüber legen. Dabei begrenzt die Segmentmaske die Abmessungen des Segments nur in Ausbreitungsrichtung der Wellenleiter, die lateralen Abmessungen werden durch die darunter liegende APE-Wellenleitermaske bestimmt (Abb. 39). Es kann daher von einer sogenannten selbstjustierenden Arbeitsweise gesprochen werden, bei der nur der Strukturübertragungsfehler auftritt. Zur groben Justierung muß aber auch hier auf ein Justiermarkensystem zurückgegriffen werden. Für beide Vorgehensweisen kann daher die Wellenleitermaske des APE-Wellenleiter verwendet werden.

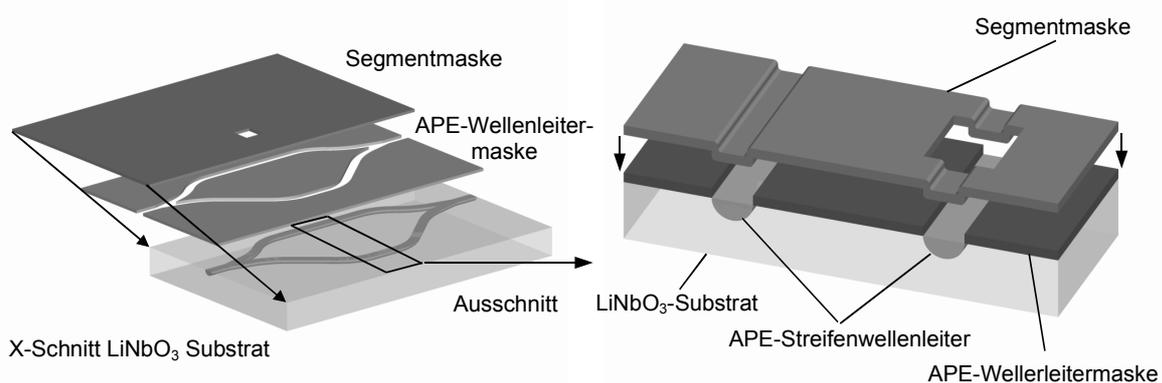


Abb. 39: Prinzip der selbstjustierenden Arbeitsweise

Im Sinne einer gut reproduzierbaren Kopplung der Feldverteilungen zwischen Wellenleiter und Segment war die selbstjustierende Arbeitsweise anzustreben. Die nicht selbstjustierende Arbeitsweise sollte nur als alternative Lösung in Betracht kommen.

7.2 Optimierung des technologischen Ablaufs der Wellenleiterherstellung

Der erste Schritt auf dem Weg zu einer optimalen Technologie bestand darin, die häufig praktizierte Standardtechnologie, die in Abb. 19 dargestellte Ätz-Technologie, auf das Prinzip der selbstjustierenden Arbeitsweise zu übertragen. Der technologische Ablauf gliedert sich dabei wie folgt:

- Beschichtung mit Metall 1 (z.B. CrNi)
- Herstellung der MZI-Maske
- Protonenaustausch der MZI-Struktur
- Temperung der MZI-Struktur mit Maske
- Beschichtung mit Metall 2 (z.B. Al)
- Herstellung der Segmentmaske
- Protonenaustausch des Segments
- Ablösen beider Masken

Wird zur Strukturübertragung die Ätz-Technologie angewendet (Kap. 3.5), sind für die Austauschmasken zwei verschiedene Metalle erforderlich, die selektiv geätzt werden können. Für die Strukturübertragung durch Lift-Technologie (Kap. 3.5) ist dagegen nur ein Metall für die Austauschmasken notwendig. Unabhängig von der verwendeten Strukturübertragungstechnologie traten zwei Probleme auf, die eine sehr geringe bis keine Transmission der hergestellten Bauelemente zur Folge hatten. Der Transmissionsverlust betraf die Interferometerstrukturen in gleichem Maße wie die geraden Streifenwellenleiter und die Streifenwellenleiter mit den eingebundenen S-Bends. Neben der nicht ausreichenden Standfestigkeit der Austauschmasken während des relativ langen Segmentaustauschs (40 h) konnte die Temperung mit noch aufliegender Maske als Ursache ausgemacht werden, die in Kap. 7.4 noch näher erläutert wird. Einen Überblick über die zur Problemlösung untersuchten Maßnahmen gibt Abb. 40.

Eine dieser Maßnahmen beruhte auf der Überlegung, die Temperung erst nach dem Einbringen des Segments und dem Ablösen der Austauschmasken durchführen zu können. Diese begründet sich darin, das für einen Mehrmoden-PE-Wellenleiter (Segment) mit einer gegenüber einem Einmoden-PE-Wellenleiter (MZI-Struktur) siebenfach größeren Wellenleitertiefe eine deutliche Erhöhung der Temperzeit notwendig ist, damit dieser die gleiche relative Profiländerung erfährt. Bei einer Temperzeit, die den PE-Wellenleiter der MZI-Struktur in einen einmodigen APE-Wellenleiter umwandelt, erfährt der Mehrmoden-PE-

Wellenleiter des Segments daher nur eine schwache Temperung (Kap. 3.3). Bei einer Temperung des Segments bis kurz vor den Punkt der Phasenumwandlung (Kristallumwandlung: β -Phase in $\alpha+\beta$ -Phase), so die weitere Überlegung, würde nicht nur die β -Phase, sondern auch der thermooptische Koeffizient des PE-Wellenleiters noch erhalten bleiben. Es zeigte sich jedoch, daß das thermooptische Verhalten eines PE-Wellenleiters, der bis an die Grenze der Kristallumwandlung getempert wurde, aus den unter Kap. 4.3 beschriebenen Gründen die Funktion der Kompensation thermischer Phasenänderungen nicht erfüllt.

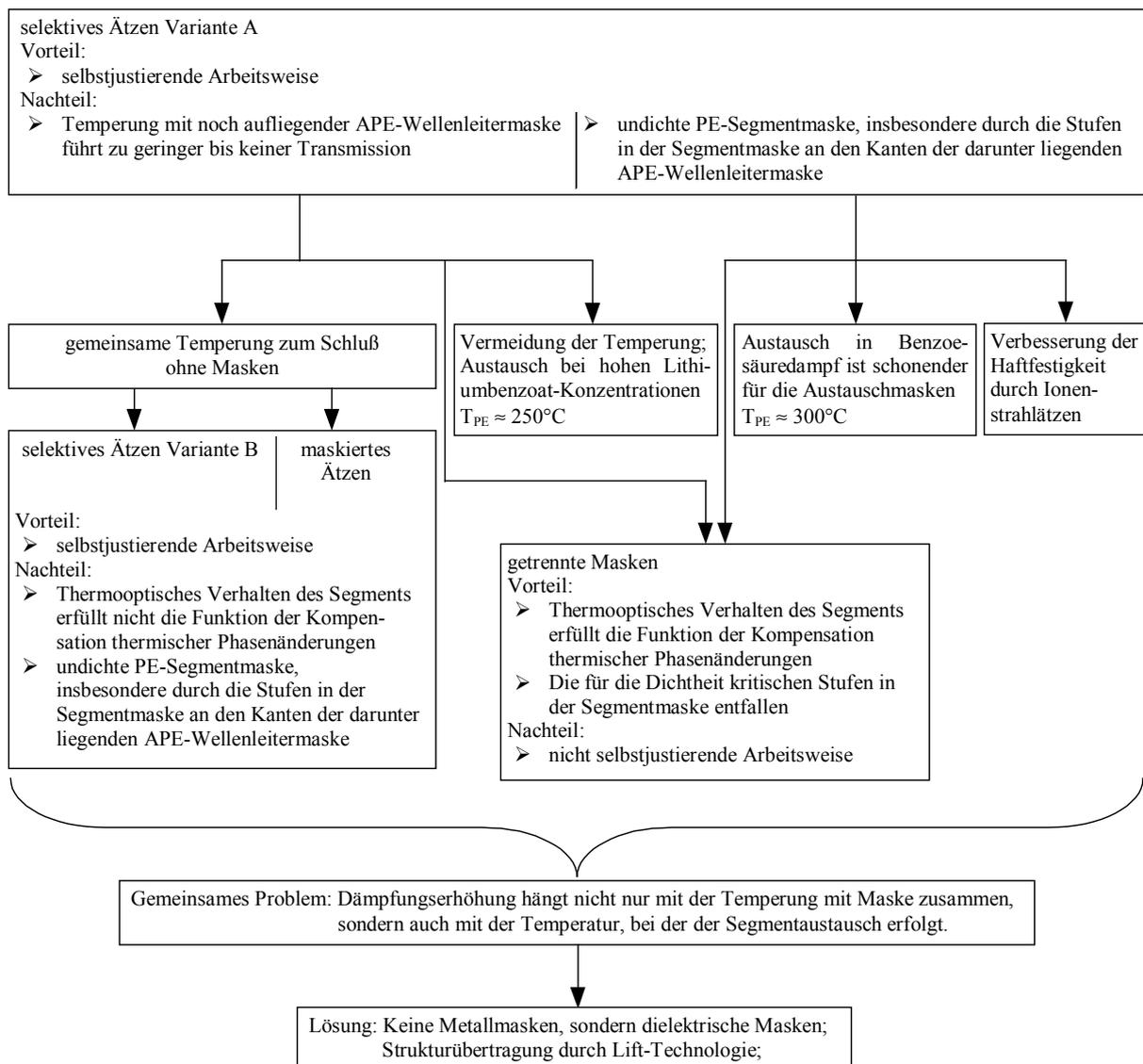


Abb. 40: Überblick über die zur Problemlösung untersuchten Maßnahmen

Selektives Ätzen Variante B	Maskiertes Ätzen
- Beschichtung Metall 1 (z.B. CrNi)	- Beschichtung Metall 1 (z.B. CrNi)
- Strukturierung der MZI-Maske	- Strukturierung der MZI-Maske
- Austausch der MZI-Struktur	- Beschichtung Metall 2 (z.B. Al oder Ti)
- Beschichtung Metall 2 (z.B. Al oder Ti)	- Strukturierung der Segmentmaske
- Strukturierung der Segmentmaske	- Austausch des Segments
- Austausch des Segments	- Austausch der MZI-Struktur
- Ablösen beider Masken	- Ablösen beider Masken
- Gemeinsame Temperung der MZI-Struktur und des Segments	- Gemeinsame Temperung der MZI-Struktur und des Segments

Tab. 2: Gegenüberstellung der Varianten mit gemeinsamer Temperung von MZI-Struktur und Segment

Tabelle 2 zeigt eine Gegenüberstellung der Varianten mit gemeinsamer Temperung von MZI-Struktur und Segment, die sich durch eine vertauschte Reihenfolge des Austauschs der MZI-Struktur und des Segments unterscheiden.

Eine Gemeinsamkeit der drei Varianten der selbstjustierenden Arbeitsweise ist die Schichtung der beiden Austauschmasken. An den Stellen, an denen die Segmentmaske in die Öffnungen der darunter liegenden Wellenleitermaske abfällt, entsteht eine Stufe in der Segmentmaske. An diesen Stufen, also entlang der Ränder der APE-Wellenleitermaske, treten verstärkt, perlenschnurartig aufgereiht, undichte Stellen in der Segmentmaske auf (Abb. 41).

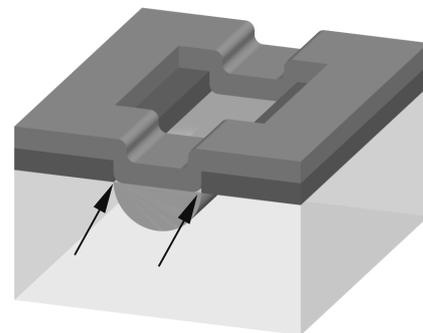
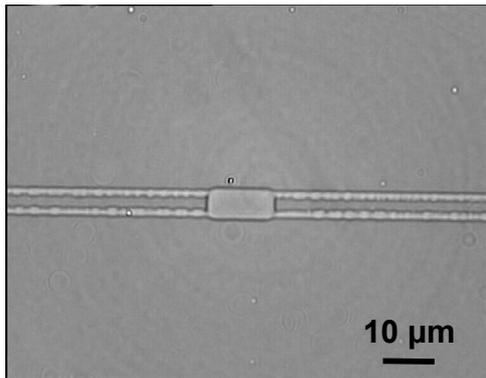
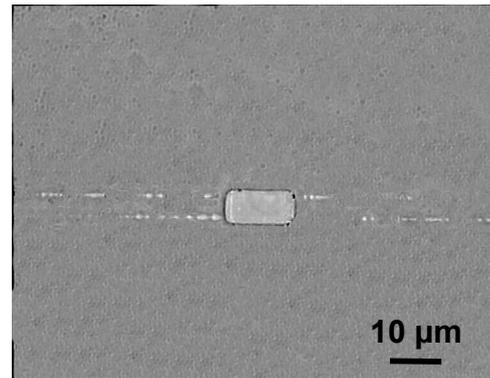


Abb. 41: Kritische Stellen an denen verstärkt Undichtigkeiten auftraten.

Die Abbildungen 42a u. b zeigen mikroskopische Durchlichtaufnahmen der ausgetauschten Segmente in polarisiertem Licht. Die sich links und rechts anschließenden APE-Wellenleiter sind aufgrund der geringeren Brechzahlerhöhung und des graduellen Übergangs zur nicht ausgetauschten Umgebung selbst nicht sichtbar, ihr Verlauf wird aber durch den Austausch an den undichten Stellen angedeutet. Durch diese Störstellen mit erhöhter Brechzahl wird das geführte Licht so stark gestreut, daß nach 10 bis 15 mm kein Licht mehr im Wellenleiter verbleibt.



a) Bei einer 100 nm dicken Segmentmaske ist die Segmentmaske durchgängig entlang der Wellleiterränder undicht.



b) Bei einer 200 nm dicken Segmentmaske treten nur noch vereinzelt undichte Stellen auf.

Abb. 42: Mikroskopische Durchlichtaufnahmen der ausgetauschten Segmente in polarisiertem Licht nach Entfernen der Austauschmasken

Während sich bei einer 100 nm dicken Segmentmaske die undichten Stellen über die gesamte Interferometerstruktur kontinuierlich aneinander reihten, traten nach der Erhöhung der Schichtdicke auf 200 nm nur noch vereinzelt undichte Stellen auf. Die Schichtdicke der darunterliegenden Wellleitermaske wurde dabei unverändert bei 100 nm gehalten.

In Bezug auf dieses Problem zeigte die Variante des Maskierten Ätzens einen leichten Vorteil, da zwischen den Prozessen zur Strukturierung der Austauschmasken kein Protonenaustausch stattfindet, der zu einer zusätzlichen Verunreinigung der Substratoberfläche und der APE-Wellleitermaske führt.

Auch die zweite Maßnahme zur Lösung der mit der Temperung verbundenen Probleme, die Vermeidung der Temperung durch den Austausch der MZI-Struktur bei hohen Lithiumbenzoatkonzentrationen, brachte keinen Fortschritt. Vielmehr stellte sich heraus, daß die lange Austauschzeit problematisch für die Standfestigkeit der Austauschmaske ist. Für einen bei $\lambda = 830$ nm einmodigen Streifenwellenleiter, der in einer mit 1 mol% Lithiumbenzoat angereicherten Benzoesäure durch einen 3,5 h dauernden Austausch bei 180°C sowie eine anschließende 2,5 stündige Temperung bei 340°C erhalten wird, steigt die Austauschzeit auf ungefähr 200 h, wenn die Lithiumbenzoatkonzentration auf 3,75 mol% und die Austauschtemperatur auf 250°C (Siedetemperatur der Benzoesäure) erhöht wird. Mit steigender Austauschtemperatur verkürzt sich die Austauschzeit, doch muß dabei die Temperwirkung auf einen bereits vorhandenen Wellenleiter beachtet werden. Der Protonenaustausch bei Temperaturen oberhalb 250°C ist daher nur für den im zeitlichen Ablauf ersten Austausch sinnvoll.

Der Austausch in Benzoesäuredampf stellt für die Austauschmasken die geringste Belastung dar, ist aber aufgrund von Austauschzeiten im Bereich mehrerer hundert Stunden bei Austauschtemperaturen um 300°C in der praktischen Durchführung problematisch. Da sich der Dampfdruck reiner Benzoesäure bei 250°C bei etwa 1 bar und bei 300°C bei etwa 4 bar bewegt, ist ein entsprechend gasdichtes Gefäß erforderlich. Bei rein wissenschaftlichen Untersuchungen kann die Gasdichtheit mit relativ einfachem apparativem Aufwand gelöst werden, da die Proben in der Regel nur einige Millimeter groß sind. Häufig werden Quarzglasampullen eingesetzt, die in der Mitte verengt werden, um eine räumliche Trennung zwischen Probenraum und Schmelzenraum darzustellen (Abb. 43). Nach der Befüllung mit der meist noch in Pulverform vorliegenden Schmelze und der Probe wird die Ampulle durch Verschmelzen geschlossen. Nach dem Aufschmelzen des Pulvers und Erreichen einer stabilen Austauschtemperatur wird die Ampulle für die Dauer des Austausch um 180° gedreht, so daß die Schmelze in den Probenraum fließen kann. Um 3 Zoll große Wafer austauschen zu können, wurde in Anlehnung an das vorgenannte Prinzip die in Abb. 44 dargestellte Vorrichtung angefertigt, die auch für alle anderen Austausche genutzt wurde. Zwei mit den Öffnungen aufeinander stehende Quarzglasgefäße bilden den Proben- und Schmelzenraum. Über einen Dichtring aus glasfaserverstärktem Teflon stehen die beiden Gefäßräume in Verbindung und werden mittels vier Gewindestangen aneinander gedrückt und somit verschlossen. Über einen den Dichtring tragenden Metallring ist das Gefäß drehbar am Gestell gelagert, um durch Drehen der Vorrichtung die Wafer in die Schmelze einbringen zu können. Die gesamte Vorrichtung wird in einen Ofen eingebracht. Die Drehung erfolgt von außerhalb des Ofens mit einem Manipulator.

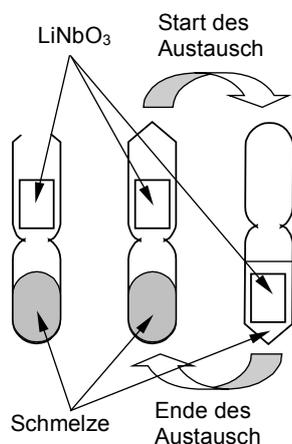


Abb. 43: Prinzip des Protonenaustausch in geschlossener Glasampulle

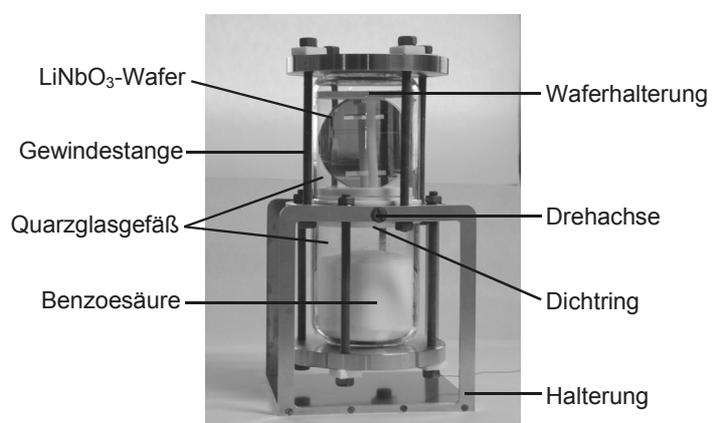


Abb. 44: Vorrichtung zum Protonenaustausch in Benzoesäure für Temperaturen bis 300°C

Bei dem alternativen Technologieablauf mit nicht selbstjustierender Arbeitsweise treten die Probleme der selbstjustierend arbeitenden Technologieabläufe nicht auf, da die einzelnen Prozeßschritte klar voneinander getrennt sind. Damit ist gemeint, daß die Temperung erst dann erfolgt, wenn der Protonenaustausch mit dem Ablösen der Austauschmaske abgeschlossen, und die Funktion der Segmentmaske unabhängig von der APE-Wellenleitermaske ist. Der technologische Ablauf gliedert sich dabei wie folgt:

- Beschichtung mit Metall 1 (z.B. CrNi)
- Herstellung der MZI-Maske
- Protonenaustausch der MZI-Struktur
- Ablösen der MZI-Maske
- Temperung der MZI-Struktur
- Beschichtung mit Metall 2 (z.B. Al)
- Herstellung der Segmentmaske
- Protonenaustausch des Segments
- Ablösen der Segmentmasken

Ein umfangreicher Transmissionsvergleich zwischen verschiedensten Interferometerchips, die mit und ohne Segment nach diesem Technologieablauf sowohl mit als auch ohne Ionenstrahlätzen vor den Beschichtungsprozessen hergestellt wurden, ergab das im Folgenden beschriebene Bild.

Es zeigte sich deutlich, daß die Dämpfungserhöhung nicht nur durch die Temperung mit der Austauschmaske hervorgerufen wird, sondern ebenso von der Temperatur abhängt, bei der der Segmentaustausch ausgeführt wird. Mit steigender Austauschtemperatur steigt auch die Dämpfung der Wellenleiter, unabhängig davon, ob es sich um einen Streifenwellenleiter oder eine MZI-Struktur handelt. Alle unkompensierten Interferometer, also ohne eingefügtes Segment, verhielten sich hingegen regulär. Es mußte demnach davon ausgegangen werden, daß bei erhöhter Temperatur die Anwesenheit einer Metallisierung auf oder neben einem fertigen APE-Wellenleiter zu einer bleibenden Dämpfungserhöhung führt, auch wenn die Metallisierung später wieder entfernt wird.

Ebenso konnte eine Dämpfungserhöhung festgestellt werden, wenn die fertigen APE-Wellenleiter ein Ionenstrahlätzen erfahren hatten, wie es z.B. vor Beschichtungsprozessen zur Steigerung der Haftfestigkeit durchgeführt wird. Es ergab sich daher die Notwendigkeit, den Einfluß des Ionenstrahlätzens und der Metallisierung auf die Wellenleiterherstellung näher zu untersuchen und gegebenenfalls die Verwendung alternativer, z.B. dielektrischer Maskenmaterialien zu prüfen.

7.3 Einfluß des Ionenstrahlätzens auf die Wellenleiterherstellung

Grundvoraussetzung für einen Technologieablauf, der aus einer Abfolge mehrerer aufeinander aufbauender Prozeßschritte besteht, ist die hohe Reinheit der Substratoberfläche vor jedem neuen Prozeßschritt, die unmittelbar Einfluß auf die Haftung der Austauschmaske auf dem Substrat hat.

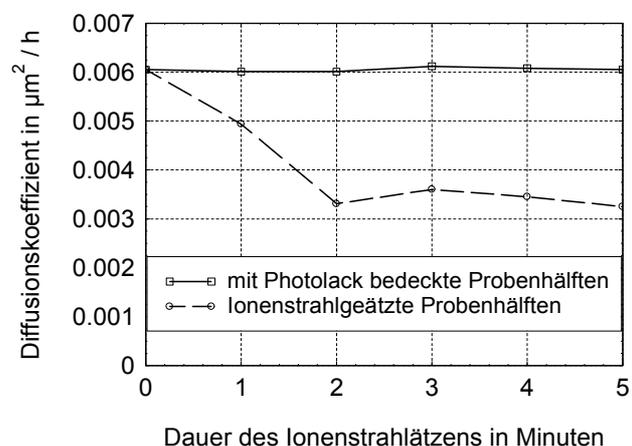
Diese läßt sich durch Ionenstrahlätzen vor dem Sputterprozeß verbessern, da vom Reinigungsprozeß eventuell noch vorhandene Wasser- und Lösungsmittelreste abgetragen werden. Eine gesteigerte Haftfestigkeit ist im besonderen bei der Herstellung des sehr tief ausgetauschten PE-Segments und der daraus resultierenden hohen Belastung beim Protonenaustausch von Bedeutung.

Da aber von /37/ bereits für γ -Schnitt LiNbO_3 gezeigt wurde, daß ein Ionenstrahlätzen der Oberfläche den Diffusionskoeffizienten deutlich verringert, und aus Untersuchungen an KTiOPO_4 -Kristallen bekannt ist, daß die Diffusion auch vollständig verhindert werden kann, wurde der Einfluß des Ionenstrahlätzens auf LiNbO_3 -Kristalle näher untersucht.

Dazu wurden mehrere Proben des verwendeten x -Schnitt LiNbO_3 unterschiedlich lange dem Ionenstrahl ausgesetzt. Um eine ungeschädigte Referenzoberfläche zu erhalten, wurden alle Proben halbseitig abgedeckt. Nach dem Entfernen der Abdeckung war bereits mit bloßem Auge eine graue Eintrübung der vom Ionenstrahl behandelten Probenhälfte zu erkennen. Der Grad der Eintrübung war nicht so stark, wie sie z.B. bei der Ionenimplantation beobachtet wird /68,69/, korrelierte aber deutlich mit der Dauer des Ionenstrahlätzens. Anschließend wurden alle Proben gemeinsam für 3,5 h bei 180 °C in mit 1 Mol% Lithiumbenzoat angereicherter Benzoesäure ausgetauscht. Abbildung 45 zeigt die ermittelte Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten für x -Schnitt LiNbO_3 in Abhängigkeit von der Dauer des Ionenstrahlätzens.

Abb. 45:

Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten für x -Schnitt LiNbO_3 von der Dauer des Ionenstrahlätzens bei einem Argon Partialdruck von $1 \cdot 10^{-2}$ mbar und einer HF-Leistung von 35 W (13,6 MHz).



Bei der Untersuchung der Probenoberflächen mit einem Atom-Kraft-Mikroskop konnte sowohl zwischen den Proben untereinander als auch zwischen der abgedeckten und der vom Ionenstrahl beeinflussten Probenhälfte kein Unterschied in der Oberflächenrauigkeit festgestellt werden.

Weitere Proben, die ein zwei Minuten dauerndes Ionenstrahlätzen erfahren hatten, wurden für einen längeren Zeitraum bei Raumtemperatur und bei -15°C gelagert. Bei den bei Raumtemperatur gelagerten Proben war nach vier Tagen die Eintrübung fast vollständig verschwunden. Die bei -15°C gelagerten Proben zeigten dagegen auch nach vier Wochen nur eine geringfügige Reduzierung der Eintrübung.

Ein Teil der bei Raumtemperatur gelagerten Proben wurden im weiteren Verlauf für 2 h bei 200°C , 300°C und 400°C getempert. Anschließend wurden alle Proben gemeinsam für 3,5 h bei 180°C in mit 1 Mol% Lithiumbenzoat angereicherter Benzoesäure ausgetauscht.

Die bei -15°C und bei Raumtemperatur gelagerten ungetemperten Proben zeigten, ebenso wie die direkt nach dem Ionenstrahlätzen ausgetauschten Proben, einen auf etwa 56 % des ursprünglichen Wertes reduzierten Diffusionskoeffizienten. Bei den bei 200°C getemperten Proben war der Diffusionskoeffizient auf 67 % des Wertes einer unbehandelten Probe angestiegen. Bei Temperaturen oberhalb 300°C ist der ursprüngliche Zustand wieder hergestellt.

Wird ein integriert-optischer Chip, der bereits Wellenleiterstrukturen mit guten Transmissionswerten (Dämpfungen von $\approx 0,5$ dB/cm) besitzt, einem Ionenstrahlätzen unterzogen, so erhöhen sich die Dämpfungswerte auf das Doppelte bis Dreifache. Durch eine anschließende Temperung für 40 h bei 200°C kann eine fast vollständige Wiederherstellung der ursprünglichen Dämpfungswerte erreicht werden (0,8 bis 1,0 dB/cm). Dies entspricht von der Dauer und der Temperatur her den Daten beim Austausch des Segments. Eine vollständige Wiederherstellung der Transmission wird bei Temperaturen oberhalb von 340°C mit Sicherheit erreicht.

Hier werden die Vorteile der Lift-Off-Technologie deutlich, bei der die wellenleitenden Bereiche zunächst als Lackstege dargestellt werden und dann erst die Beschichtung mit dem Maskenmaterial erfolgt. Die späteren wellenleitenden Bereiche sind somit beim Beschichtungsprozeß durch Lack vor den Ionenstrahlen geschützt.

7.4 Einfluß der Metallisierung auf die Wellenleiterherstellung

Zur Klärung der anomalen Dämpfungserhöhung bei den mit Austauschmaske getemperten Interferometerchips wurde ein Untersuchungszyklus erarbeitet, der sämtliche mögliche Technologievariationen bezüglich der Standard-Technologie berücksichtigte. Das betraf das Tempern der Wellenleiter mit der CrNi-Austauschmaske, mit einer geschlossenen CrNi-Schicht, mit geschlossenen Cr-, Ni-, Al-, Ti- oder CrNi/Au-Schichten und im weiteren die Wärmebehandlung mit aufliegender Metallschicht bei 200 °C für 60 h, an der Luft oder in der Benzoesäureschmelze und schließlich die Verwendung verschiedener Schmelzen mit unterschiedlichen Anteilen von Lithiumbenzoat für den Langzeit-Protonenaustausch.

Zum Ergebnis der Untersuchungen können folgende prinzipielle Aussagen gemacht werden:

- 1) Das Tempern von PE-Streifenwellenleitern oberhalb von 300 °C, neben denen oder auf denen sich eine Metallschicht befindet, führt zu hohen und gelegentlich auch stark schwankenden Dämpfungswerten der resultierenden APE-Streifenwellenleiter. Dabei hat das Tempern mit der CrNi-Austauschmaske die stärksten Auswirkungen: zum einen erhöht sich die Dämpfung, zum anderen verschiebt sich der Monomode-Bereich zu etwa 1 µm größeren Streifenbreiten, oder anders gesagt, der Cut-off der ersten Lateralmode verschiebt sich. Nach dem Tempern mit der geschlossenen CrNi-Schicht haben die APE-Streifenwellenleiter ebenfalls etwas erhöhte Dämpfungswerte, allerdings ohne eine nachweisbare Verschiebung des Monomode-Bereiches. Zur Illustration seien kurz die typischen Dämpfungen für den Monomode-Bereich der einzelnen Proben aufgeführt:

Ohne Metallmaske getempert:	0,5 bis 1,0 dB/cm
Mit CrNi-Austauschmaske getempert:	3,0 bis 4,4 dB/cm
Mit geschlossener CrNi-Schicht getempert:	2,3 bis 3,5 dB/cm .

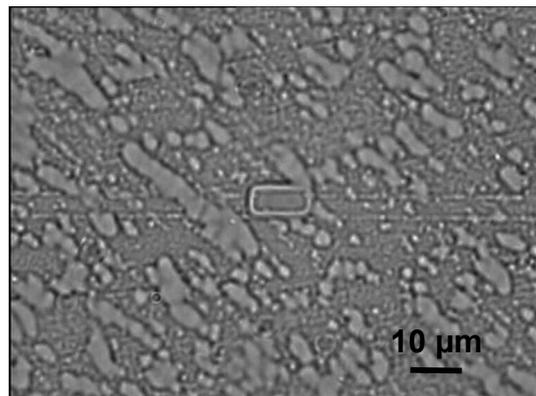
- 2) Die Temperung fertiger APE-Streifenwellenleiter mit verschiedenen Metallisierungen bei 200 °C für 60 h an Luft oder in verschiedenen Benzoesäureschmelzen liefert ein nicht aussagefähiges Ergebnis. Die Dämpfungswerte zeigen unabhängig von der Metallisierung eine starke Streuung, so daß eine qualitative Ordnung der untersuchten Metalle in Bezug auf die Dämpfungserhöhung nicht möglich ist. Die Art des umgebenden Mediums, also Luft oder eine der unterschiedlichen Schmelzen, ist

unwesentlich, lediglich die Tatsache der Metallisierung der Probenoberfläche beeinflusst die Dämpfung.

- 3) Sowohl Schicht- als auch Streifenwellenleiterproben geben keinerlei Hinweis auf einen während des Langzeitaustausches eventuell entstandenen sekundären PE-Schichtwellenleiter geringer Dicke. Eine mögliche Ursache für die Entstehung von sekundären Schichtwellenleitern ist die Reaktion der Substratoberfläche mit dem umgebenden Medium, die in einer Brechzahländerung resultiert. Als unerwünschte Randerscheinung tritt dieser Effekt z.B. bei der Titaneindiffusion bei ungeeigneter Diffusionsatmosphäre auf. Andererseits kann ein sekundärer PE-Schichtwellenleiter auf eine vollständig undichte Austauschmaske hindeuten. Die Qualität der gesputterten Al bzw. Au Schichten muß in dieser Hinsicht als kritisch eingestuft werden, da diese bei dem Langzeitaustausch mit zunehmender Zeit immer mehr Löcher aufwiesen, durch die dann im Mikroskop gut sichtbar „PE-Inseln“ entstanden (Abb. 46).

Abb. 46:

Bei einer nicht ausreichenden Standfestigkeit der Masken ist nach dem Segmentaustausch die gesamte Probe mit unzähligen „PE-Inseln“ überzogen. Im Zentrum des Bildes ist das PE-Segment zu erkennen.



Bei Anwendung der Ätz-Technologie zur Strukturübertragung wird das Substrat zunächst auf seiner gesamten Oberfläche und damit auch in den Bereichen, in denen später die Wellenleiter entstehen, mit dem Maskenmaterial beschichtet. Im nachfolgenden photolithografischen Prozeßschritt des Belackens und Belichtens muß der Kristall zweimal für ca. 20 min. bei 120 °C getempert werden. Nach den unter 2) gemachten Erfahrungen war in diesem Zusammenhang von Interesse, ob auch schon bei geringeren Temperaturen und ohne das Vorhandensein von Protonen im Kristall eine Veränderung der Kristalleigenschaften durch die aufgebraute CrNi-Schicht zu verzeichnen war. Dazu wurden die für die Lacktemperung üblichen Temperaturen von 80 °C bis 120 °C bis auf 280 °C erhöht. Als Resultat ergab sich im Bereich 120 °C bis 200 °C kein einheitliches Bild. So zeigte ein Teil

der Proben einen leicht reduzierten Diffusionskoeffizienten und damit korrelierend eine Dämpfungserhöhung. Erst bei 280 °C zeigte sich bei allen Proben einheitlich eine deutliche Reduzierung des Diffusionskoeffizienten auf bis zu 50 %.

Ob die Ursache dieses Effekts auf ein Eindiffundieren des Metalls in den Kristall oder ein Verbleiben von Metall-Monolagen in Form von kleinen Inseln auf der Kristalloberfläche zurückzuführen ist, konnte noch nicht geklärt werden, weil entsprechende Analysemethoden nicht zur Verfügung standen.

Zusammenfassend läßt sich an dieser Stelle die Aussage treffen, daß die Wellenleiterherstellung durch Lift-Off-Technologie der Ätz-Technologie vorzuziehen ist, weil die wellenleitenden Bereiche durch den Photolack vor den Ionenstrahlen und der Metallisierung geschützt werden. Metalle sind jedoch nicht das geeignete Maskenmaterial für einen Technologieablauf, bei dem mehr als ein Ionenaustauschprozeß unter Verwendung unterschiedlicher Masken angewendet wird.

7.5 Untersuchungen zu möglichen alternativen Technologien

Als alternatives Maskenmaterial bot sich SiO_2 an, das in der Integrierten Optik häufig auch als Pufferschicht zwischen Wellenleiter und Elektroden eingesetzt wird, um eine optische Entkopplung von geführter Welle und Elektrode vorzunehmen. Diese SiO_2 -Pufferschichten werden häufig zur Brechzahleinstellung und Schichthomogenisierung nach der Aufbringung getempert. Die gesputterten SiO_2 -Schichten weisen häufig einen Sauerstoffmangel auf. Es handelt sich demnach um SiO_X -Schichten (mit $X < 2$), die zu merklich schlechteren optischen und elektrischen Eigenschaften des gesamten Bauelements führen. Durch die Temperung wird die Brechzahl und die Leitfähigkeit der SiO_2 -Schichten abgesenkt. Daher ist bekannt, daß solche Effekte, wie sie bei den oben beschriebenen Metallen auftraten, nicht zu befürchten sind. Das heißt, die Wellenleiter können bei Verwendung von SiO_2 als Austauschmaske jetzt mit aufliegender Austauschmaske getempert werden, ohne daß eine Dämpfungserhöhung eintritt. Nach dem Austausch des Segments können die SiO_2 -Masken auf dem Substrat verbleiben und als Pufferschicht für die Elektroden dienen, auch wenn dies bei TE-Polarisation aus Gründen der Elektrodengeometrie nicht unbedingt erforderlich ist.

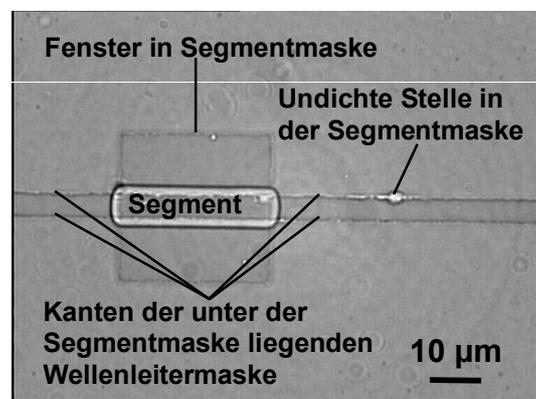
Es hat sich als vorteilhaft erwiesen, die Temperung der Wellenleiter zwischen dem Aufbringen der SiO_2 -Segmentmaske und dem Austausch des Segments durchzuführen. Der

Grund dafür ist, daß vor dem Sputtern des SiO_2 für die Segmentmaske ein Ionenstrahlätzen zur Verbesserung der Haftfestigkeit durchgeführt werden kann. Die durch das Ionenstrahlätzen verursachten Schädigungen, die zu der unter Kap. 7.3 beschriebenen Dämpfungserhöhung führen, werden bei der 2 h 20 min dauernden Temperung der Wellenleiter bei $340\text{ }^\circ\text{C}$ mit Sicherheit wieder ausgeheilt. Gleichzeitig wird die oben beschriebene Verbesserung der optischen und elektrischen Eigenschaften der SiO_2 -Maske erreicht, so das diese als Elektroden-Pufferschicht genutzt werden kann. Falls die SiO_2 -Maske entfernt werden muß, kann sie mit verdünnter Flußsäure abgelöst werden. Da Flußsäure im allgemeinen auch LiNbO_3 und speziell die protonenausgetauschten Bereiche angreift, wird zum Ätzen des SiO_2 stark verdünnte Flußsäure bei relativ kurzen Ätzzeiten angewendet, die den Kristall weitgehend unbeeinflußt läßt.

Bei der selbstjustierenden Arbeitsweise konnten auch jetzt vereinzelt undichte Stellen in der Segmentmaske beobachtet werden. Der Austausch an den undichten Stellen ist auch bei noch aufliegenden Masken im Durchlichtmikroskop als Aneinanderreihung heller weißer Flecken erkennbar (Abb. 47). Das Segment zeichnet sich deutlich ab. Die seitliche Diffusion unter die begrenzenden Masken und die Verschleifung an den Ecken des Segments ist zu erkennen.

Abb. 47:

Mikroskopische Durchlichtaufnahme des ausgetauschten Segments in polarisiertem Licht bei noch aufliegenden SiO_2 -Masken.



Um die Beständigkeit der SiO_2 -Masken zu erhöhen, wurden diese mit einer zusätzlichen Metallschicht verstärkt. Bei der selbstjustierenden Arbeitsweise traten trotz dieser Maßnahme bei jeder zweiten Struktur mehrere undichte Stelle in der Größe der in Abb. 47 dargestellten Form auf. Diese Strukturen zeigten in der Regel Einfügedämpfungen größer 20 dB. Konzentrierten sich diese Störstellen auf einen der beiden Interferometerarme, konnte am Interferometerausgang vielfach keine Modulation detektiert werden.

Die letztendlich erfolgreichste Variante, d.h. die die meisten funktionsfähigen und gleichzeitig dämpfungsarmen Strukturen pro Wafer hervorbrachte, war die nicht selbstjustierende Arbeitsweise.

Aus den Kap. 7.3 u. 7.4 geht die Lift-Technologie als die besser geeignete Strukturierungstechnik hervor, da mit ihr die Vorteile des Ionenstrahlätzens genutzt werden können. Zur Maskierung eignen sich folgende Material- und Schichtdickenkombinationen:

a) selbstjustierende Arbeitsweise (Selektives Ätzen Variante A)	b) nicht selbstjustierende Arbeitsweise
- MZI-Maske 50 nm SiO ₂ + 100 bis 150 nm CrNi	- MZI-Maske 100 CrNi oder 50 nm SiO ₂ + 100 CrNi
- Segmentmaske 50 nm SiO ₂ + 200 bis 250 nm CrNi	- Segmentmaske 50 nm SiO ₂ + 200 bis 250 nm CrNi

Die 50 nm dicken SiO₂-Schichten haben dabei nur die Aufgabe, den Kontakt des Metalls mit der Kristalloberfläche zu vermeiden. Die Kombination der SiO₂-Schichten mit einer Metallschicht erfordert natürlich im Gegensatz zu reinen SiO₂-Masken, daß mindestens die Metallschichten vor der Strukturierung der Elektroden abgelöst werden. Um zusätzliche Phaseninstabilitäten die von Pufferschichten ausgehen können, auszuschließen, wurden auch die SiO₂-Schichten abgelöst.

8. Ergebnisse der Bauelementecharakterisierung

Die Charakterisierung der am Ein- und Ausgang mit Einmoden-Fasern konfektionierten Interferometerchips erfolgte in einer Klimakammer. Die Abb. 48 zeigt den Aufbau der Testeinrichtung. Wesentlichster Bestandteil war ein mit der Hewlett Packard (HP) Software HP VEE (Visual Engineering Environment) erstelltes Testprogramm in Kombination mit einer in den PC eingesteckten Digital-Analog- bzw. Analog-Digital-Wandlerkarte ME 300 der Firma Meilhaus. Ein im PC erzeugtes Modulationssignal steuert über den Digital-Analog-Teil der Einsteckkarte den elektrooptischen Phasenschieber des einen Interferometerarms an. Damit wird eine periodische Verstimmung des MZI-Signals erreicht. Das modulierte Lichtsignal am Interferometerausgang wurde mit dem Powermeter aufgenommen, verstärkt und über den Analog-Digital-Teil der Karte in den PC eingelesen. Das eingelesene Signal wurde hinsichtlich Phase, Halbwellenspannung U_{π} , Modulationsgrad und Leistung im Maximum der Modulationskurve ausgewertet (Abb. 49). Das Powermeter wurde zusätzlich über die IEEE-488-Schnittstelle angesprochen, um den Meßbereich einstellen zu können. Das Laserdiodensteuergerät und der Temperaturcontroller wurden ebenfalls über eine IEEE-488-Schnittstelle angesprochen. Mit dem Thermistor wurde zusätzlich die Temperatur am Interferometerchip gemessen. Die Klimakammer wurde über die serielle Schnittstelle gesteuert.

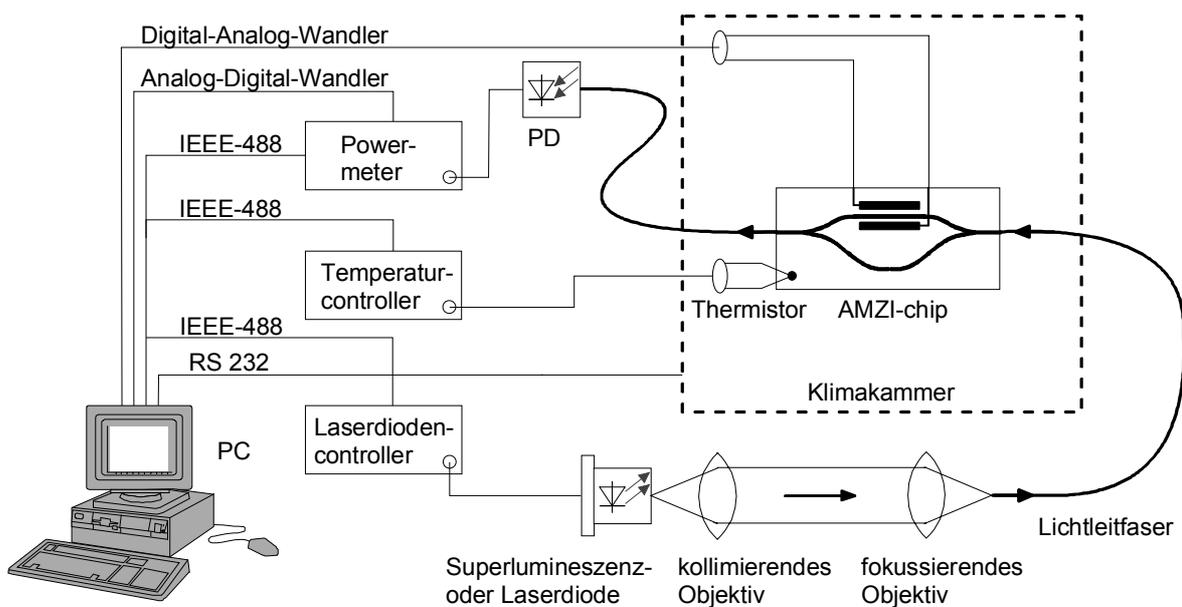


Abb. 48: Computergesteuerter Meßplatz zur Charakterisierung der Interferometerchips

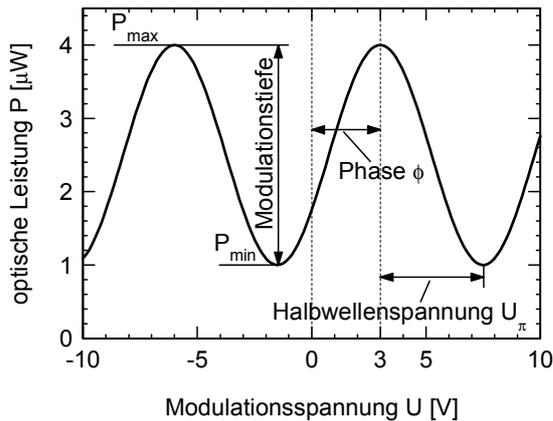


Abb. 49: Charakteristische Größen des modulierten Ausgangssignals

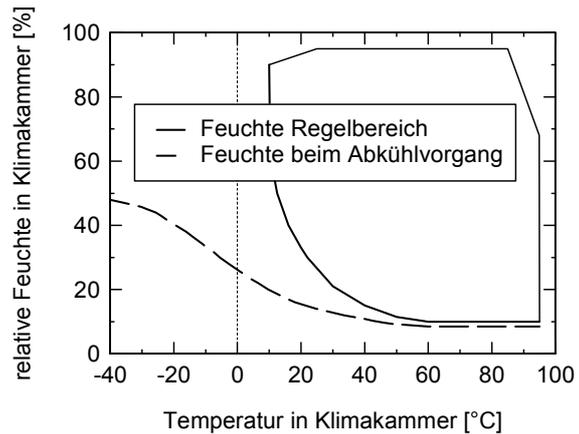


Abb. 50: Feuchte-Regelbereich der Klimakammer

Die Klimakammer deckt einen Temperaturbereich von -40°C bis 100°C ab. Der Regelbereich für die Feuchte ist jedoch auf einen Bereich von 10°C bis 95°C beschränkt (Abb. 50). Wird in der Kammer bei einer Temperatur oberhalb 60°C die minimale Feuchte von 10% eingestellt und die Temperatur daraufhin auf -40°C abgesenkt, ergibt sich der in Abb. 50 gestrichelt dargestellte Verlauf der relativen Feuchte.

8.1 Wellenlängenabhängigkeit der Phase und der Halbwellenspannung des asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometers

Zur Bestimmung der Wellenlängenabhängigkeit der Phase wurde die Wellenlänge der temperaturgeregelten Laserdiode (LD) bzw. Superlumineszenzdiode (SLD) über die LD- bzw. SLD-Temperatur durchgestimmt. So konnte bei einer Temperaturänderung von 15°C auf 40°C eine Wellenlängenänderung von 6 nm bei der Laserdiode und von 8 nm bei der Superlumineszenzdiode erreicht werden. Die Temperatur in der Klimakammer wurde dabei konstant bei 25°C gehalten, die relative Feuchte bei dem minimal einstellbaren Wert von etwa 20 %. In guter Übereinstimmung mit den in Kap. 6.1 berechneten Werten zeigten die Interferometerchips im Schnitt folgende Wellenlängenempfindlichkeiten:

- a) Ohne Segment zur thermooptischen Kompensation
- Struktur mit $\Delta l = 20 \mu\text{m}$: $\delta\phi/\delta\lambda = (0,140 \pm 0,027) \pi/\text{nm}$
- Struktur mit $\Delta l = 5 \mu\text{m}$: $\delta\phi/\delta\lambda = (0,027 \pm 0,006) \pi/\text{nm}$

b) Mit Segment zur thermooptischen Kompensation

$$\text{Struktur mit } \Delta l = 20 \text{ } \mu\text{m: } \delta\phi/\delta\lambda = (0,156 \pm 0,033) \pi/\text{nm}$$

$$\text{Struktur mit } \Delta l = 5 \text{ } \mu\text{m: } \delta\phi/\delta\lambda = (0,030 \pm 0,007) \pi/\text{nm}$$

Die Strukturen mit eingefügtem PE-Segment zeigen aufgrund des etwas größeren Brechungsindex des Segments gegenüber den APE-Wellenleitern eine etwas größere Wellenlängensensitivität. Während die Messwerte im Mittel recht gut mit den in Kap. 6.1 berechneten Werten übereinstimmen, variieren die Messwerte mit etwa $\pm 20\%$ deutlich stärker als der mit $\pm 3\%$ berechnete Fehler. Für eine Struktur mit 5 μm Weglängendifferenz ohne Segment zeigt Abb. 51 den Verlauf der Phase.

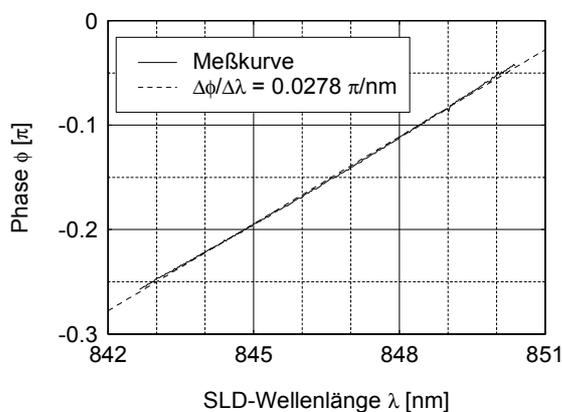


Abb. 51: Wellenlängensensitivität der Phase eines AMZI mit 5 μm Weglängendifferenz ohne PE-Segment zur thermooptischen Kompensation

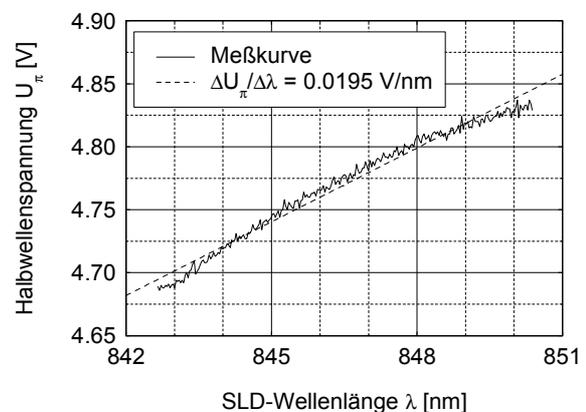


Abb. 52: Wellenlängenabhängigkeit der synchron zur Phase (Abb. 51) gemessenen Halbwellenspannung U_π

Neben der Phase des Interferenzsignals kann auch die Halbwellenspannung U_π aufgrund ihrer direkten Proportionalität zur Wellenlänge (18) gleichfalls zur Messung kleiner Wellenlängenänderungen herangezogen werden. Die Kurve in Abb. 52 zeigt die synchron zur Phase (Abb. 51) gemessene Halbwellenspannung. Zum Vergleich der Empfindlichkeiten wird die mit 0,0195 V/nm angegebene Wellenlängensensitivität der Halbwellenspannung durch die mittlere Halbwellenspannung von etwa 4,76 V/ π dividiert. Mit $\delta\phi/\delta\lambda = 0,0041 \pi/\text{nm}$ ergibt sich ein Vergleichswert der um den Faktor 6,8 kleiner als die durch die Asymmetrie erzielte Phasensensitivität ist. Mit steigender Weglängendifferenz vergrößert sich dieser Faktor stetig, da die Halbwellenspannung nur von der Elektrodengeometrie abhängt. Zur Detektierung von Wellenlängenänderungen ist die Messung der Halbwellenspannung daher weniger geeignet als die Phasenmessung.

8.2 Temperaturabhängigkeiten der Phase und der Halbwellenspannung des asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometers

Zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeiten des AMZI wurde die Temperatur in der Klimakammer mit einer konstanten Rate von 0,2 K/min von 80°C auf -40°C abgekühlt. Durch die Ausdehnung der Temperaturrampe über 10 Stunden konnte der Einfluß der Effekte, die von schnellen zeitlichen Temperaturgradienten ausgehen, wie z.B. dem pyroelektrischen Effekt und thermischen Spannungen, vermieden bzw. stark reduziert werden. Mit dem erstellten Testprogramm wurde während des Durchlaufens der Temperaturrampe fortlaufend der Interferometerchip zwischen -10 V bis +10 V moduliert und die eingelesene Modulationskurve hinsichtlich Phase, U_π -Spannung, Modulationsgrad und Leistung im Maximum der Modulationskurve ausgewertet.

a) Ohne Segment zur thermooptischen Kompensation

Es ergaben sich im Durchschnitt folgende Temperaturempfindlichkeiten bzw. Temperaturen T_π , bei denen gerade eine Phasenverschiebung von π erreicht wird:

$$\text{Struktur mit } \Delta l = 20 \text{ } \mu\text{m: } \quad \delta\phi/\delta T = (6,47 \pm 0,90) \cdot 10^{-3} \text{ } \pi/\text{K} \quad T_\pi = (154 \pm 22) \text{ K}$$

$$\text{Struktur mit } \Delta l = 5 \text{ } \mu\text{m: } \quad \delta\phi/\delta T = (1,97 \pm 0,25) \cdot 10^{-3} \text{ } \pi/\text{K} \quad T_\pi = (565 \pm 81) \text{ K}$$

Auch bei diesen Werten kann eine gute Übereinstimmung mit den in Kap. 6.2 berechneten Werten festgestellt werden. Die Schwankung der Messwerte ist mit etwa $\pm 14\%$ ebenfalls deutlich größer als die berechnete Schwankungsbreite mit etwa $\pm 3\%$.

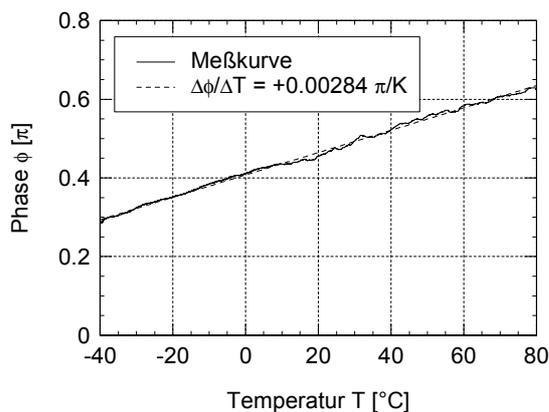


Abb. 53: Temperaturabhängigkeit der Phase eines AMZI mit 5 μm Weglängendifferenz ohne PE-Segment zur thermooptischen Kompensation

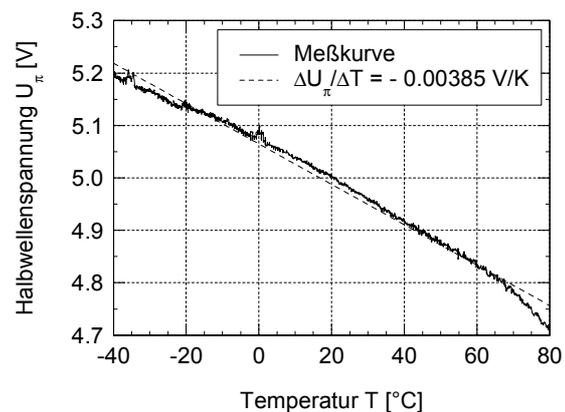


Abb. 54: Temperaturabhängigkeit der synchron zur Phase (Abb. 53) gemessenen Halbwellenspannung U_π

Für eine Struktur mit 5 μm Weglängendifferenz ohne Segment zeigt Abb. 53 den Verlauf der Phase.

Außer der Wellenlängenabhängigkeit zeigt die Halbwellenspannung auch eine Temperaturabhängigkeit. Die Temperaturabhängigkeit des Elektrodenabstands g , der Elektrodenlänge L , des linearen elektrooptischen Koeffizienten r_{33} sowie des elektrisch-optischen Überlappungsfaktors Γ in Gleichung (18) führt zu einer relativ großen Temperaturabhängigkeit der Halbwellenspannung. Durch Ableitung dieser Gleichung nach der Temperatur ergibt sich die Temperaturabhängigkeit der U_{π} -Spannung in erster Näherung aus

$$\frac{\delta U_{\pi}}{\delta T} = \frac{g \cdot \lambda}{\Gamma} \left[-\frac{3 \cdot \gamma + \frac{\delta r_{33}}{r_{33}} \cdot \delta T + \kappa}{n_e^3 \cdot r_{33} \cdot L} \right], \quad (44)$$

wobei der Elektrodenabstand	$g = 10 \mu\text{m},$
die Wellenlänge	$\lambda = 0,83 \mu\text{m}$
der elektrisch-optische Überlappungsfaktor	$\Gamma = 0,63,$
der thermooptische Koeffizient	$\gamma = 1,94 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K (Kap. 4.3.),}$
der außerordentliche Brechungsindex	$n_e = 2,1732,$
der thermische Ausdehnungskoeffizient	$\kappa = 1,54 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K,}$
die Elektrodenlänge	$L = 9,4 \text{ mm,}$
der elektrooptische Koeffizient	$r_{33} = 3,4 \cdot 10^{-5} \mu\text{m/V}$
und dessen Temperaturkoeffizient	$\delta r_{33}/(r_{33} \cdot \delta T) = 4,9 \cdot 10^{-4} \text{ 1/K /70/}$

einzusetzen sind.

Es ergibt sich eine Abhängigkeit der U_{π} -Spannung von $-2,26 \cdot 10^{-3} \text{ V/K}$. Die temperaturabhängige Änderung des Überlappungsfaktor und des Elektrodenabstand wird durch den Ausdruck nicht berücksichtigt. Ihr Einfluß kann jedoch vernachlässigt werden da der Elektrodenabstand drei Größenordnungen unter der Elektrodenlänge liegt. Aus den Messungen ergab sich ein durchschnittlicher Wert von $(-3,25 \pm 0,07) \cdot 10^{-3} \text{ V/K}$. Die Abbildung 54 zeigt die synchron zur Phase (Abb. 53) gemessene Halbwellenspannung. Analog zu den Betrachtungen in Kap. 8.1 wird die mit $-0,00385 \text{ V/K}$ angegebene Temperaturabhängigkeit der Halbwellenspannung durch die mittlere Halbwellenspannung von etwa $5 \text{ V}/\pi$ dividiert. Mit $\delta\phi/\delta T = 0,00077 \pi/\text{K}$ ergibt sich ein Vergleichswert, der um den Faktor 2,6 kleiner ist als die durch die Asymmetrie verursachte Temperaturabhängigkeit der Phase. Die in Kap. 8.1 bestimmte Wellenlängenabhängigkeit der Halbwellen-

spannung ist dagegen um dem Faktor 6,8 kleiner als die durch die Asymmetrie erzielte Phasensensitivität. Die relativ große Temperaturabhängigkeit der Halbwellenspannung bekräftigt die zuvor in Kap. 8.1 getroffene Aussage, daß die Messung der Halbwellenspannung keine sinnvolle Alternative zur Phasemessung darstellt.

b) Mit Segment zur thermooptischen Kompensation

Wie bereits in Kap. 6.3 erwähnt wurde, hat die Temperaturabhängigkeit der relativen thermooptischen Koeffizienten eine temperaturabhängige Segmentlänge zur Folge und ermöglicht daher wie im Beispiel der Fasergitter-Wellenlängenreferenz (Kap. 2.3.1) eine völlige Temperaturkompensation nur für eine feste Temperatur. Mit zunehmender Abweichung von dieser Temperatur, so die Berechnungen, steigt die Temperaturempfindlichkeit der Phase des asymmetrischen MZI annähernd linear an. Für die Kennlinien der temperaturkompensierten Interferometerchips ist daher ein parabelförmiger Verlauf der Phase über der Temperatur zu erwarten. Im Scheitelpunkt der Parabel liegt die Temperatur, bei der eine vollständige Kompensation thermisch bedingter Phasenänderungen erreicht wird. Diese sollte den Berechnungen in Kap. 6.3 folgend bei 25°C liegen. Abbildung 55 zeigt den typischen Verlauf der Phase für ein temperaturkompensiertes AMZI.

Abb. 55:

Temperaturabhängigkeit der Phase eines AMZI mit 5 µm Weglängendifferenz und 12 µm langem PE-Segment zur thermooptischen Kompensation

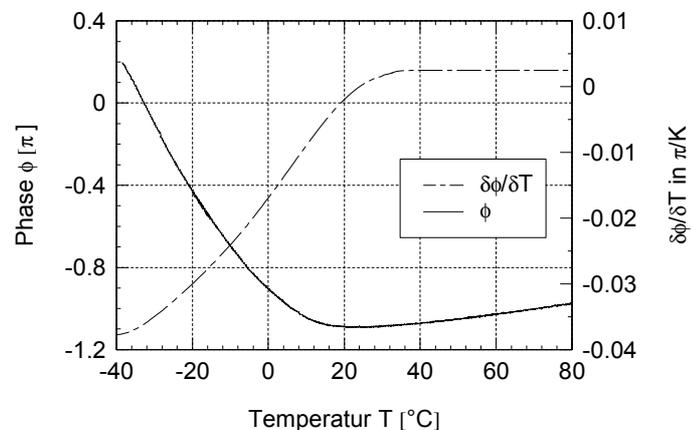
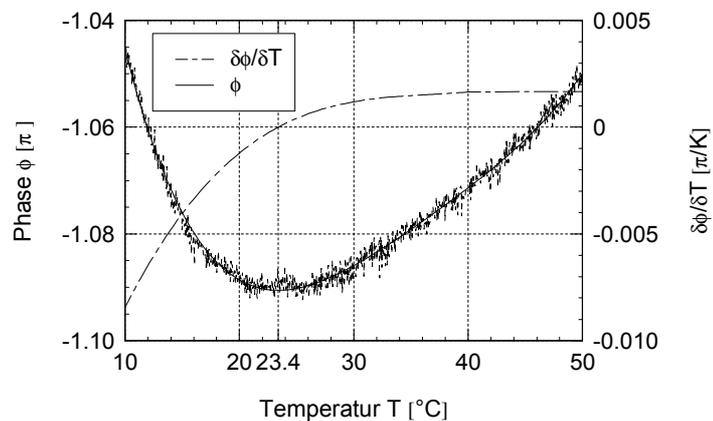


Abb. 56:

Vergößerter Ausschnitt in der Umgebung des Scheitelpunkts der Kurve in Abb. 55



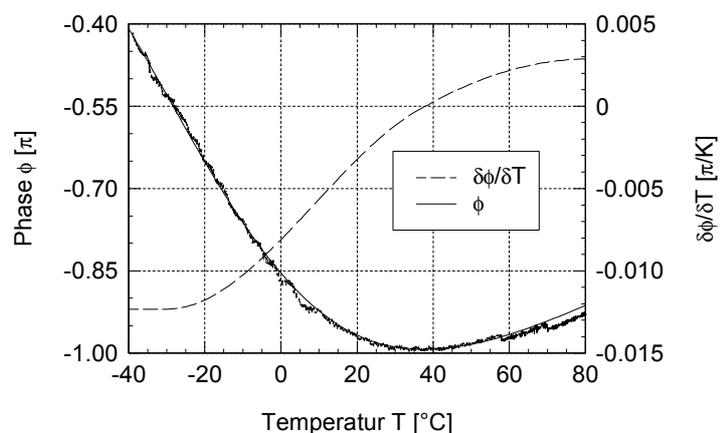
Gegenüber der Abschätzung in Kap. 6.3, die für die Temperaturabhängigkeit des Temperaturstörsignals $\delta\phi/\delta T$ eine lineare Abhängigkeit ergab und damit für die Phase über der Temperatur eine quadratische Parabel erwarten läßt, zeigten die gemessenen Kennlinien einen unsymmetrischen Verlauf bezüglich des Scheitelpunkts. Als Ursache für die Unsymmetrie wird die Temperaturabhängigkeit der Halbwellenspannung U_π vermutet. Die Änderung der U_π -Spannung führt zu einer scheinbaren Phasenänderung, die der Phasenänderung des optischen Weges überlagert ist. Die Ursache für die deutlich stärkere Krümmung der Parabel gegenüber der Abschätzung in Kap. 6.3 ist jedoch unklar. Für einen Bereich von ca. $\pm 15^\circ\text{C}$ um den Scheitelpunkt kann der Verlauf der Phase durch eine Funktion der Form

$$y = a_1 \cdot (x - c)^4 + a_2 \cdot (x - c)^3 + a_3 \cdot (x - c)^2 + b \quad (45)$$

angenähert werden (Abb. 56). Bei einer größeren Temperaturdifferenz zur Scheitelpunkttemperatur zeigt die Phase eine annähernd lineare Abhängigkeit von der Temperatur. Für den Temperaturbereich unterhalb des Scheitelpunkts liegt eine Überkompensation der thermooptischen Phasenänderungen durch ein zu langes Segment vor, darüber eine Unterkompensation durch ein zu kurzes Segment. Durch die Wahl einer bestimmten PE-Segmentlänge kann der Scheitelpunkt der Parabel, also die Temperatur, bei der eine vollständige thermooptische Kompensation erreicht wird, nach höheren oder tieferen Temperaturen verschoben werden. Durch ein längeres Segment wird der Scheitelpunkt zu einer höheren Temperatur (Abb. 57) und durch ein kürzeres Segment zu einer tieferen Temperatur verschoben.

Abb. 57:

Temperaturabhängigkeit der Phase eines AMZI mit $5\ \mu\text{m}$ Weglängendifferenz und $12,5\ \mu\text{m}$ langem PE-Segment zur thermooptischen Kompensation. Durch das gegenüber der Abb. 55 bzw. 56 um $0,5\ \mu\text{m}$ längere Segment ist der Scheitelpunkt auf 38°C verschoben.



Mit den unter Kap. 6.3 angegebenen Toleranzen für die Segmentlänge und der Temperaturabhängigkeit der Segmentlänge kann der Temperaturbereich bestimmt werden, in dem der Scheitelpunkt der gefertigten Interferometerchips zu erwarten ist.

Es ergibt sich,

für die Struktur mit $\Delta l = 20 \mu\text{m}$ und $s = (49.1 \pm 4.9) \mu\text{m}$: 2.0 bis 47.6 °C,

für die Struktur mit $\Delta l = 5 \mu\text{m}$ und $s = (12.7 \pm 1.4) \mu\text{m}$: 0.3 bis 49.8 °C.

Um die thermooptische Kompensation nutzen zu können, ist das Interferometer auf die Scheitelpunktstemperatur zu stabilisieren. Bei einer Stabilisierungsgenauigkeit von $\pm 0,1 \text{ K}$ ergibt sich aus Abb. 56 eine maximale Temperaturempfindlichkeit der Phase ($\delta\phi/\delta T$) von etwa $3 \cdot 10^{-5} \pi/\text{K}$, so daß bei einer Wellenlängenempfindlichkeit von $0,03 \pi/\text{nm}$ minimale Wellenlängenänderungen von $0,1 \text{ pm}$ detektiert werden können. Ein unkompensiertes Interferometer mit einer Temperaturempfindlichkeit der Phase von etwa $2 \cdot 10^{-3} \pi/\text{K}$ ermöglicht bei gleicher Temperaturstabilität die Detektierung einer minimalen Wellenlängenänderungen von $6,7 \text{ pm}$. Für die Messung kleiner Wellenlängenänderungen in der Größenordnung von 10 pm bedeutet das, daß für die Interferometer mit thermooptischer Kompensation die Anforderungen an die Temperaturstabilisierung herabgesetzt werden können. Bei einer Vergrößerung der Toleranz z.B. auf $\pm 1 \text{ K}$ erhöht sich nach Abb. 56 die maximale Temperaturempfindlichkeit $\delta\phi/\delta T$ um eine Größenordnung auf etwa $3 \cdot 10^{-4} \pi/\text{K}$ und ermöglicht damit die Detektierung einer minimalen Wellenlängenänderungen von 1 pm .

Fertigungstoleranzen bewirken hauptsächlich eine Verschiebung der Scheitelpunktstemperatur, die Krümmung der Parabel verändert sich dabei nur geringfügig. Damit ändern sich die Anforderungen an die Temperaturstabilisierung nicht, so daß lediglich der Sollwert des Reglers auf die Scheitelpunktstemperatur eingestellt werden muß. Eine Fertigungstoleranz der Segmentlänge von $0,5 \mu\text{m}$ bewirkt bei den Interferometern mit $5 \mu\text{m}$ Weglängendifferenz und $12,7 \mu\text{m}$ langem Segment eine Verschiebung der Scheitelpunktstemperatur um $14,7^\circ\text{C}$. Bei den Interferometern mit $20 \mu\text{m}$ Weglängendifferenz und $49,1 \mu\text{m}$ langem Segment beträgt die Verschiebung der Scheitelpunktstemperatur nur $3,7^\circ\text{C}$. Die Fertigungstoleranz der effektiven Brechzahl der APE-Wellenleiter von $5 \cdot 10^{-4}$ führt dagegen unabhängig von der Weglängendifferenz des Interferometers zu einer Verschiebung der Scheitelpunktstemperatur um etwa $0,07^\circ\text{C}$. Bei der effektiven Brechzahl des PE-Segments bedeutet eine Toleranz von $2 \cdot 10^{-3}$ eine Verschiebung der Scheitelpunktstemperatur um etwa $0,14^\circ\text{C}$, unabhängig von der Weglängendifferenz des Interferometers. Einen relativ großen und schwer abschätzbaren Einfluß auf die Temperaturkompensation hat die Schrägausbreitung zu den Kristallachsen. Sehr deutlich zeigt sich dies, wenn man bei der Berechnung der Segmentlängen (43) den Term, welcher die Schrägausbreitung

berücksichtigt, wegläßt. Es ergeben sich dann nur ungefähr halb so große Segmentlängen, also $6,8 \mu\text{m}$ bei $5 \mu\text{m}$ Weglängendifferenz und $27,3 \mu\text{m}$ bei $20 \mu\text{m}$ Weglängendifferenz. Um zu überprüfen, inwieweit der getroffene Ansatz zur Berücksichtigung der Schrägausbreitung zutrifft, wurde in Gleichung (41) der Term, welcher die Schrägausbreitung berücksichtigt, weggelassen und für die realisierten Segmentlängen die Temperatur der Kompensation berechnet. Für den Fall, daß die Berücksichtigung der Schrägausbreitung nicht zutrifft, müßte bei den hergestellten Interferometerchips die Temperatur, bei der eine Kompensation stattfindet bei $196 \text{ }^\circ\text{C}$ ($\Delta l=5 \mu\text{m}$) bzw. $188 \text{ }^\circ\text{C}$ ($\Delta l=20 \mu\text{m}$) liegen. Das ist jedoch nicht der Fall.

8.3 Temperaturabhängigkeit des Modulationsgrades und der geführten optischen Leistung

Die Temperaturabhängigkeit der geführten optischen Leistung und des Modulationsgrades kann Auskunft darüber geben, ob es zu temperaturabhängigen Transmissionsverlusten in dem längeren Interferometerarm in den Bereichen der Schrägausbreitung oder bei der Modenkopplung zwischen APE-Wellenleiter und PE-Segment kommt. Eine unterschiedliche temperaturabhängige Änderung der Transmission in beiden Interferometerarmen führt dabei zwangsläufig zu einer Änderung des Modulationsgrades.

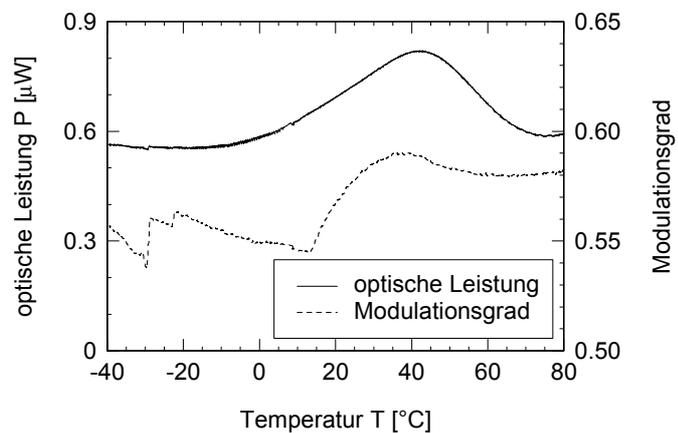
Zur Beurteilung der Temperaturabhängigkeit der in den MZI-Strukturen geführten optischen Leistung wurde die Leistung im Maximum der Modulationskurven über der Temperatur dargestellt. Mit steigender Temperatur steigerte sich die geführte optische Leistung der MZI mit Segment um 7 bis 10 %. Die MZI ohne Segment und die geradlinigen Streifenwellenleiter zeigten dagegen keine oder nur eine geringe Erhöhung von maximal 2%. Ein ähnliches Verhalten zeigte sich auch beim Modulationsgrad. Die Interferometerstrukturen ohne Segment zeigten keine oder eine nur geringe Temperaturabhängigkeit des Modulationsgrades, d.h. in den Bereichen der Schrägausbreitung treten keine bzw. nur geringe Transmissionsänderungen bei Temperaturänderung auf. Bei den temperaturkompensierten Interferometerchips zeigten wenige keine Abhängigkeit, andere einen Anstieg des Modulationsgrad von bis zu 15%, wobei ein Maximum durchlaufen wurde (Abb. 58).

Die Kopplung zwischen dem APE-Wellenleiter und dem PE-Segment verbessert sich demnach mit steigender Temperatur. Da eine Verschiebung von APE-Wellenleiter und PE-

Segment gegeneinander ausgeschlossen werden kann, kann sich die temperaturbedingte Verbesserung der Kopplung nur aus einer Veränderung der Feldbreiten oder aus einer Veränderung der Asymmetrien ergeben. Die bei PE-Wellenleitern mit steigender Temperatur sinkende und im Substrat sich gleichzeitig erhöhende Brechzahl führt zu einer deutlichen Reduzierung der Brechzahlerhöhung relativ zum Substrat und damit zu einer merklichen Veränderung insbesondere der vertikalen, asymmetrischen Feldverteilung. Da bei APE-Wellenleitern aufgrund gleicher Kristallphase wie im Substrat keine temperaturbedingte Brechzahländerung relativ zum Substrat zu verzeichnen ist und die Brechzahl-erhöhung relativ zur Luft sehr gering ist, tritt keine merkliche Veränderung der Feldverteilung ein. Bei einer Änderung der Modenverteilung ändert sich der Modulationsgrad eventuell auch sprunghaft.

Abb. 58:

Temperaturabhängigkeit der geführten Leistung und des Modulationsgrad eines AMZI mit ca. $5\ \mu\text{m}$ optischer Weglängendifferenz mit Segment



8.4 Drifteffekte

Der Einsatz integriert-optischer Modulatoren und Sensoren auf Basis dielektrischer Kristalle wird durch verschiedene Effekte erschwert. Die Vielzahl der Effekte, die LiNbO_3 als Basismaterial für ganze Gruppen von Bauelementen prädestinieren, bedeuten andererseits auch, daß sich die nicht genutzten Effekte als störende „Querempfindlichkeit“ bemerkbar machen können. Diese resultieren in unerwünschten Brechzahländerungen, die zu zeitlichen Instabilitäten der Bauelemente führen. Die bekanntesten zeitlichen Instabilitäten sind thermische Driften, lichtinduzierte Brechzahländerungen und Gleichspannungsdriften (DC-Drift). Hinzu kommen Langzeitdriften, deren Ursachen nicht genau bekannt sind und die insbesondere bei erhöhter Luftfeuchtigkeit auftreten.

8.4.1 Thermische Driften

Ursachen für thermische Driften sind der pyroelektrische Effekt, der durch zeitliche Temperaturgradienten bemerkbar wird sowie der elasto-optische Effekt, der bei Einwirkung thermischer bzw. mechanischer Spannungen in Erscheinung tritt. Diesen Effekten kann durch eine geeignete Aufbau- und Verbindungstechnik begegnet werden. Zur Feststellung der Größenordnung des jeweiligen parasitären Effekts bei einem AMZI wurden die Interferometerchips zunächst ohne die Anwendung einer speziellen Aufbau- und Verbindungstechnik vermessen.

Der pyroelektrische Effekt beinhaltet eine Ladungsverschiebung in z-Richtung des Kristalls bei einer Temperaturänderung. Das durch die Ladungsverschiebung erzeugte elektrische Feld bewirkt über den entsprechenden elektrooptischen Koeffizienten eine Brechzahländerung. Bei x-Schnitt LiNbO_3 wirkt auf beide Interferometerarme die gleiche elektrische Feldstärke, d.h. eine Inhomogenität im elektrischen Feld wirkt sich auf beide Interferometerarme gleich aus. Mach-Zehnder-Interferometer in x-Schnitt LiNbO_3 zeigen deshalb wesentlich geringere Phasendriften bei Temperaturänderungen als solche in z-Schnitt LiNbO_3 , unabhängig davon, ob es sich um ein symmetrisches oder asymmetrisches Interferometer handelt. Besonders ausgeprägte Phasendriften treten bei einer sprunghaften Temperaturänderung in Erscheinung, die bei Verwendung von z-Schnitt LiNbO_3 je nach Struktur auch mehrere π betragen können /61/.

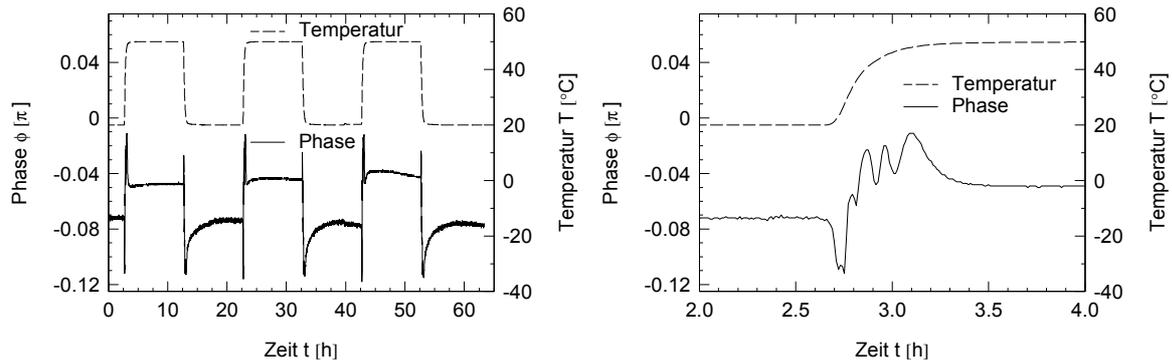


Abb. 59: Änderung der Phase eines AMZI mit 5 μm Weglängendifferenz bei einer sprunghaften Temperaturänderung; Rechts eine vergrößerte Darstellung der ersten Temperaturerhöhung

In Abb. 59 folgt auf eine Temperaturänderung mit 2 K/min eine unmittelbare Änderung der Phase mit $0,3 \pi/\text{h}$. Innerhalb der ersten 30 Minuten nach Einleiten der Temperaturänderung driftet die Phase mit wechselnder Richtung (Abb. 59, rechts). Der Abbau der durch den pyroelektrischen Effekt verursachten Raumladungsfelder erfolgt bei Raumtemperatur langsamer als bei höheren Temperaturen. Die Driftgeschwindigkeit der Phase reduziert sich dabei um ein bis zwei Größenordnungen und nähert sich scheinbar einem Endwert. In den beiden letzten Temperaturintervallen in Abb. 59 ist schließlich zu erkennen, daß dieser Endwert nur einen metastabilen Zustand erreicht, der innerhalb von Stunden driftet. Diese Langzeitdriften werden auch als Ursache für die fehlende Reproduzierbarkeit der Phasendriften gesehen.

Der pyroelektrische Effekt kann durch Erhöhen der Leitfähigkeit des Materials oder kurzschließen der z-Seiten des Kristalls in z-Schnitt LiNbO_3 deutlich reduziert und in x-Schnitt LiNbO_3 fast vollständig unterdrückt werden. Die Leitfähigkeit des Materials bzw. die Oberflächenleitfähigkeit kann durch einen kurzen Nachaustausch der gesamten Chipoberfläche in Benzoesäure vor der Aufbringung der Elektroden erhöht werden. Dabei wird in einem Tiefenbereich von maximal 10 nm die Leitfähigkeit durch eine Erhöhung der Wasserstoffionenkonzentration an der Oberfläche vergrößert. Die elektrooptischen Eigenschaften der Interferometer werden durch den Nachaustausch nicht beeinflusst. Allerdings wurde die optische Transmission dieser Chips um Faktor 3 verringert /8/. Eine für x-Schnitt LiNbO_3 geeignetere Methode ist das Kurzschließen der z-Seiten durch eine Beschichtung der z-Seiten und der Chiprückseite mit Metall /63/. Durch diese Maßnahme konnten die Unstetigkeiten in den Phasenverläufen unterdrückt werden (Abb. 60).

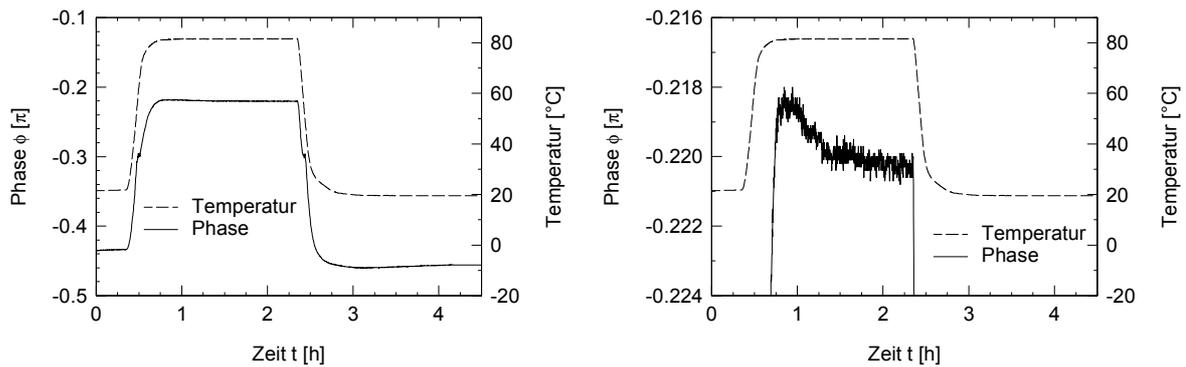


Abb. 60: Antwort der Interferenzphase auf eine sprunghafte Temperaturänderung nach Kurzschließen der Z-Seiten durch eine Umspatterung der Chips; Das rechte Teilbild zeigt eine starke Vergrößerung des interessierenden Kurvenabschnitts im Bereich des Plateau der Phasenkurve.

Im Laufe des Herstellungsprozesses ist jeder Wafer wechselnden thermischen und mechanischen Spannungen ausgesetzt, die in der Summe bei jedem Wafer unterschiedliche Phaseninstabilitäten hervorrufen /71/. Ein großer Beitrag zu diesen Phaseninstabilitäten geht von Pufferschichten aus. So kann z.B. die einseitige Beschichtung eines Wafers mit einer 1,3 μm dicken SiO_2 -Schicht zu einer Durchbiegung des Wafers von bis zu 32 μm führen /72/. Mit einer zusätzlichen 1,3 μm dicken SiO_2 -Schicht auf der Waferrückseite kann diese nahezu vollständig wieder beseitigt werden /72/. Gleiche Auswirkungen haben auch mehrere Mikrometer dicke, insbesondere asymmetrische Elektrodenstrukturen, die auf Breitband-Modulatoren zu finden sind /71,73/. Auf den eigenen Interferometerchips wurde deshalb eine symmetrische, 200 nm dicke Elektrodenstruktur ohne Pufferschicht aufgebracht.

Im weiteren Fertigungsablauf des Interferometerchips kann mit dem Verpacken des Chips in ein Gehäuse weiterer Einfluß auf die Phaseninstabilität genommen werden. Die Verbindung des Chips mit dem Gehäuse sollte so ausgeführt sein, daß die thermische Ausdehnung des Gehäuses zu keinen oder nur geringen mechanischen Spannungen in dem integriert-optischen Bauelement führt. Üblicherweise werden ein oder mehrere keramische Träger mit einem dem LiNbO_3 -Substrat ähnlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten kombiniert, um eine stufenweise Anpassung der thermischen Ausdehnung an die des Metallgehäuses zu erreichen. Substrat, Träger und Gehäuse werden über einen elektrisch leitfähigen Epoxidkleber miteinander verbunden. Die zur Nutzung der Temperaturkompensation notwendige Temperaturstabilisierung des Interferometers auf die Scheitelpunkttemperatur macht diese Anpassung nicht nötig und verschlechtert außerdem den Wärme-

übergang zwischen dem Heizwiderstand oder Peltier-Element. Die direkte Fixierung des Chips mit elektrisch leitfähigen Epoxidkleber oder Leitsilber zeigte sich als eine gut geeignete Verbindung.

8.4.2 Lichtinduzierte Brechzahländerungen

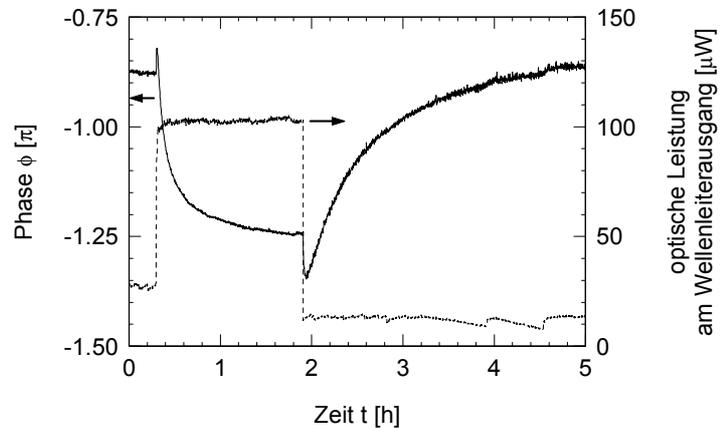
Der Einsatz des Interferometerchips zur Wellenlängenstabilisierung erfordert es im allgemeinen nicht, daß die gesamte aus der Laserdiode austretende Leistung bzw. die für die jeweilige Anwendung benötigte Leistung durch den Interferometerchip geführt wird. Üblicherweise wird der Interferometerchip mit einer konstanten, wenige Mikrowatt betragenden optischen Leistung betrieben, so daß die Berücksichtigung von lichtinduzierten Brechzahländerungen von untergeordneter Bedeutung ist. Eine mit der Alterung der Lichtquelle verbundene Abnahme der emittierten Lichtleistung beeinflußt die Genauigkeit des Wellenlängensensors nicht, da sie von sehr langsamer Natur ist.

Prinzipiell kann der Interferometerchip auch bei höheren optischen Leistungen bei gesättigter Brechzahländerung betrieben werden, allerdings unter der Voraussetzung, daß die in den Chip eingekoppelte Leistung konstant gehalten und ein relativ langer Ausgleichsprozeß abgewartet wird. Dieser Ausgleichsprozeß bewegt sich in der Größenordnung mehrerer Stunden und ist auf das Einfügen des PE-Segments in die Interferometerstruktur zurückzuführen. Bei PE-Wellenleitern liegt die Besonderheit vor, daß diese eine lichtinduzierte Brechzahlerhöhung erfahren, APE-Wellenleiter oder durch Titaneindiffusion hergestellte dagegen eine Brechzahlabenkung /28/. Außerdem unterscheiden sich die PE-Wellenleiter von den APE-Wellenleitern durch die etwa eine Größenordnung größeren Zeitkonstanten der ablaufenden Prozesse. Abbildung 61 zeigt das zeitliche Verhalten der Interferenzphase eines Interferometerchips mit PE-Segment bei sprungartiger Erhöhung oder Verringerung der geführten Leistung. Die sprunghafte Änderung der Interferenzphase unmittelbar nach der Änderung der eingekoppelten Leistung ist auf die unmittelbar folgende Brechzahländerung der APE-Wellenleiter zurückzuführen. Der sich daran anschließende exponentielle Verlauf mit entgegengesetzter Driftrichtung ergibt sich aus den gegensätzlichen Brechzahländerungen im PE-Segment, die ungefähr eine Größenordnung langsamer ablaufen /28/. Typisch sind auch die deutlich langsamer ablaufenden Relaxationsvorgänge /28/ nach der Absenkung der eingekoppelten Leistung. Bewegt sich die geführte Leistung unterhalb 10 μW , haben auch deutliche

Leistungsschwankungen, die z.B. durch eine mechanische Drift der Einkopplung verursacht werden (Abb. 61 bei einer Zeit von 4h), nur einen geringen Einfluß auf Stabilität der Phase.

Abb. 61:

Zeitlicher Verlauf der Interferenzphase eines AMZI mit PE-Segment nach einer sprungartigen Erhöhung und Absenkung der eingekoppelten Leistung



Es fällt auf, daß die APE-Wellenleiter der Interferometerstruktur im Verhältnis zum PE-Segment den geringeren Anteil zur Änderung der Interferenzphase beitragen, obwohl sie den größten Teil der Interferometerstruktur ausmachen und die Brechzahländerungen bezogen auf die Intensität in APE- und PE-Wellenleitern die gleiche Größenordnung aufweisen. Unter der Annahme, daß bei einem symmetrischen MZI in beiden Armen die gleiche Brechzahländerung induziert wird und somit keine Änderung der Interferenzphase am Interferometerausgang detektiert werden kann, wird sich die in einem asymmetrischen MZI induzierte Phasenänderung allein aus der Weglängendifferenz ergeben. In einem asymmetrischen MZI, das um ein PE-Segment ergänzt wird, dessen Länge etwas mehr als die doppelte Weglängendifferenz beträgt, wird folgerichtig die lichtinduzierte Phasenänderung des Interferenzsignals durch die photorefraktiven Eigenschaften des PE-Segments dominiert. Einen entscheidenden Einfluß hat auch die Lage des PE-Segments innerhalb der Interferometerstruktur. Je dichter dieses an der Einkoppelstelle liegt, um so stärker beeinflußt es das photorefraktive Verhalten des gesamten Bauelements. Eine exakte Analyse der lichtinduzierten Brechzahländerungen an optischen Streifenwellenleitern ist im allgemeinen nicht möglich. Größe und Zeitkonstante der Brechzahländerungen sind abhängig von den charakteristischen Wellenleiterdaten: Brechzahlerhöhung, Wellenleiterbreite, -tiefe, -länge sowie insbesondere in dieser Arbeit auch von der Interferometerstruktur. Eingestrahlt Licht ruft an jeder Stelle des Brechzahlprofils des Wellenleiters eine Änderung der lokalen Brechzahl hervor. Es entsteht ein neues Brechzahlprofil. Das

veränderte Brechzahlprofil hängt in charakteristischer Weise von der Intensität des einstrahlten Lichtes und dadurch von der Zeit ab.

8.4.3 Gleichspannungsdriften

Zur Unterdrückung der Gleichspannungsdrift (Kap. 3.1) sind mittelwertfreie Modulationssignale erforderlich, d.h. daß die Integration der am Modulator anliegenden Spannung über ein Zeitintervall, das kleiner als die Zeitkonstante der DC-Drift ist, null ergeben muß. Da jedes Interferometer in der Praxis eine zufällig variierende Ausgangsphasenlage aufweist, ist in der Regel eine Einstellung des Arbeitspunkts, z.B. auf maximale oder minimale Leistung, notwendig. Die Erfüllung beider Forderungen führt zu komplizierten Ansteuersignalen, die für niedrige Frequenzen durch einen PC oder digitalen Signalprozessor (DSP) in Kombination mit einem Digital-Analog-Wandler erzeugt werden können. Bei Breitband-Modulatoren mit Modulationsfrequenzen bis in den 10 GHz Bereich wird der Arbeitspunkt durch einen Gleichspannungsanteil im Ansteuersignal eingestellt. Der Modulator wird dann im Sättigungsbereich der DC-Drift betrieben. Langzeitdriften des Sättigungswerts erfordern eine kontinuierliche Nachführung des Arbeitspunkts, d.h. eine Erhöhung des Gleichspannungsanteils /30,74,75/.

Da in der vorliegenden Arbeit neben der Phase des Interferenzsignals auch die Halbwellenspannung U_{π} , die Leistung im Maximum und der Modulationsgrad von Interesse waren, wurde das vollständige Ansteuersignal, das sich durch eine Ansteuerspannung von $-10V$ bis $+10V$ ergibt, in den PC eingelesen. Eine Arbeitspunkteinstellung war daher nicht notwendig. Digitalisierungsfehler des 12 Bit Digital-Analog-Wandlers führten zu einem nicht ganz mittelwertfreien Modulationssignal, das einer effektiven Gleichspannung von 60 mV entspricht und einen Beitrag zu DC-Langzeitdriften liefert.

Nagata und Mitarbeiter /72,30/ zeigten an $Ti:LiNbO_3$ Modulatoren, daß die Wasserstoffionenkonzentration in den Substraten erheblichen Einfluß auf die DC-Langzeitdriften hat. Die Wasserstoffionenkonzentration kann über die Intensität der infrarot OH-Absorptionsbande ermittelt werden. Die Größenordnung der Langzeitdriften wird nicht nur durch die Qualität des Kristallzuchtprozesses, sondern auch durch die nachfolgenden Schritte bestimmt. Bei der unmittelbar auf den Kristallzuchtprozeß folgenden Polung der Kristalle, die der Ausrichtung einer einheitlichen Kristalldomäne dient und bei einer Temperatur um die Curietemperatur in starken elektrischen Feldern erreicht wird, kommt es bei Verzicht

auf eine trockene Schutzgasatmosphäre zur Anreicherung größerer Mengen Wasserstoffionen in der Kristallbirne /29,72/. In Richtung des elektrischen Felds, d.h. in Richtung der negativen Z-Achse des Kristalls steigt die Wasserstoffionenkonzentration in der Kristallbirne an /72/. Für die aus einer solchen Kristallbirne heraus geschnittenen z-Schnitt Wafer variieren die Drifterscheinungen von Wafer zu Wafer. Werden x-Schnitt Wafer aus dieser Kristallbirne geschnitten, so variieren die Drifterscheinungen innerhalb eines Wafers.

Die Verwendung spezieller sogenannter OH-freier LiNbO_3 -Substrate führt nur dann zu einer reduzierten DC-Langzeitdrift, wenn bei den Prozessen zur Wellenleiterherstellung die OH-Freiheit des Wafers erhalten bleibt, d.h. die Temper-, Diffusions- oder Beschichtungsprozesse in trockener Schutzgasatmosphäre durchzuführen sind /30,76,77/.

Ein vergleichbarer Zusammenhang zwischen der Größe der Langzeitdrift und einer bestimmten Position der Interferometerstruktur innerhalb eines Wafers konnte in den eigenen Messungen nicht gefunden werden. Es kann auch keine Aussage darüber getroffen werden, welche Bedeutung die von Nagata und Mitarbeitern gewonnen Erkenntnisse über Ti:LiNbO_3 Modulatoren für APE:LiNbO_3 Modulatoren haben, die schon aufgrund ihrer Wellenleiterherstellung Wasserstoffionen in ganz anderer Größenordnung enthalten, wobei diese jedoch auf kleine Bereiche begrenzt sind. Ähnlich ausführliche Untersuchungen, wie sie von Nagata und Mitarbeitern zu Ti:LiNbO_3 Modulatoren /71-82/ gemacht wurden, liegen für APE:LiNbO_3 Modulatoren in der Literatur nicht vor.

8.4.4 Driften durch den Einfluß von Luftfeuchtigkeit

In der Literatur /72,74,83/ wird berichtet, daß die Luftfeuchtigkeit eine wesentliche Ursache für Langzeitdriften der Phase in integriert-optischen Modulatoren in LiNbO_3 ist, und daß die Driften durch ein mit trockenem Stickstoff gefülltes und hermetisch verschlossenes Gehäuse deutlich reduziert werden können. Zur Untersuchung des Einfluß der Luftfeuchtigkeit auf die Stabilität der asymmetrischen MZI wurden diese bei unverschlossenem Gehäuse sowie einer konstanten Temperatur einer erhöhten Luftfeuchtigkeit ausgesetzt. Zunächst wurde für die ersten 20 Stunden ein stabiler Zustand der Phase bei 25°C und 10% relativer Luftfeuchtigkeit abgewartet. Für die folgenden 20 Stunden wurde bei weiterhin konstanter Temperatur die relative Luftfeuchtigkeit auf 50% erhöht. Während sich die Luftfeuchtigkeit in der Klimakammer innerhalb einer Stunde auf den neuen Sollwert stabilisiert, driftet die Phase innerhalb dieses Zeitintervalls mit mehrfach wechselnder

Richtung (Abb. 62). Anschließend wurde die Luftfeuchtigkeit auf ihren Ausgangswert von 10% zurückgesetzt und die Stabilisierung der Phase abgewartet. Die Phase erreichte nach über 40 stündiger Drift annäherungsweise ihren Ausgangswert. Die Halbwellenspannung U_{π} zeigt innerhalb des Intervalls mit erhöhter Luftfeuchtigkeit einen qualitativ ähnlichen Verlauf, nähert sich jedoch nach dem Zurücksetzen der Luftfeuchtigkeit im Gegensatz zur Phase nicht ihrem Ausgangswert, sondern entfernt sich von diesem (Abb. 63). Es kann daher die Feststellung getroffen werden, daß die Drift der Phase nicht nur auf die Änderung der Halbwellenspannung zurückzuführen ist.

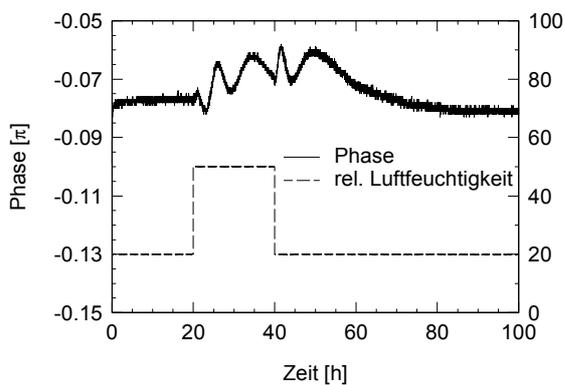


Abb. 62: Zeitlicher Verlauf der Interferenzphase eines AMZI

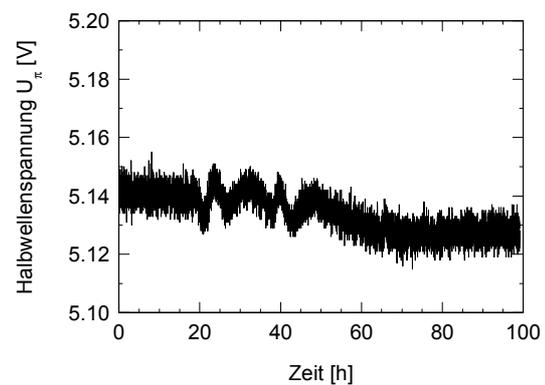


Abb. 63: Zeitlicher Verlauf der synchron zur Phase (Abb. 62) gemessenen Halbwellenspannung U_{π}

Als mögliche Ursache werden wechselnde Ladungsvorgänge zwischen auf der Oberfläche adsorbierten Wassermolekülen und beweglichen Ladungsträgern im Kristallmaterial vermutet. Das relativ große Rauschen der Kurven ist auf die Luftumwälzung in der Klimakammer und das offene Gehäuse zurückzuführen. Durch das Verpacken der Interferometerchips in ein hermetisch dichtes, mit trockenem Stickstoff gefülltes Gehäuse und das in Kapitel 8.4.1 beschriebene Kurzschließen der Z-Seiten des Kristalls konnte das Phasenrauschen auf unter $3 \cdot 10^{-4} \pi$ (RMS) und die Langzeitdriften auf unter $5 \cdot 10^{-4} \pi/h$ gesenkt werden (vgl. Abb. 60).

8.5 Messung kleinster Wellenlängenänderungen und Langzeitdriften

Abschließende Untersuchungen zur Messung kleinster Wellenlängenänderungen und Langzeitdriften wurden von der LITEF GmbH durchgeführt, die als potentieller Anwender den Wellenlängensensor in ihren Faserkreisläufen zur Steigerung der Genauigkeit einsetzen will [8]. Bei der LITEF GmbH wurde eine spezielle Signalverarbeitung zur mittelwertfreien Rückstellung eines Mach-Zehnder-Interferometers entwickelt [84], die eine, gegenüber den eigenen Möglichkeiten höhere Phasenauflösung ermöglicht. Die Messungen wurden an einem unkompensierten AMZI durchgeführt, dessen Temperatur mit einem Heizwiderstand auf eine Genauigkeit kleiner als 0,05 K stabilisiert werden kann. Der Interferometerchip wurde zusammen mit dem Heizwiderstand (70 Ω , 2 W Heizleistung) und zwei Temperatursensoren (Pt-1000 Dünnschichtwiderstand) auf einem Hybridkeramiksubstrat befestigt. Um einen stabilen Betrieb gewährleisten zu können, wurde der Interferometerchip bei erhöhter Temperatur betrieben. Zur Messung kleinster Wellenlängenänderungen wurde ein durchstimmbarer Halbleiterlaser in Littrow-Anordnung eingesetzt, der einen maximalen modensprungfreien Durchstimmbereich von 13 GHz zuläßt, was bei einer Wellenlänge $\lambda = 821$ nm einer Änderung von etwa 0,03 nm entspricht. Da der Laser über keinen optischen Isolator verfügte und sich damit als sehr anfällig gegenüber Rückstreuungen erwies, wurde der Laser zur Unterdrückung der Rückstreuung direkt an den Chip gefügt. Aus diesem Grund mußte bei den Messungen mit diesem Laser auf ein hermetisch dichtes Gehäuse verzichtet werden. Die periodische Durchstimmung der Laserwellenlänge durch Verkippen des Resonatorgitters führte zu dem in Abb. 63 dargestellten Verlauf der Interferenzphase des AMZI. Die gemessenen Phasenänderungen von etwa 3 mrad Spitze-Spitze entsprechen der angegebenen Wellenlängenänderung von 13 GHz (0,03 nm). Die gut erkennbare zeitliche Drift ist etwa Faktor 6 kleiner. Die Abbildung 64 zeigt die zeitlichen Schwankungen der stabilisierten Chiptemperatur während der Meßzeit, die zu einer vernachlässigbaren kleinen Phasenänderung führen, die in der Abb. 63 nicht aufgelöst werden.

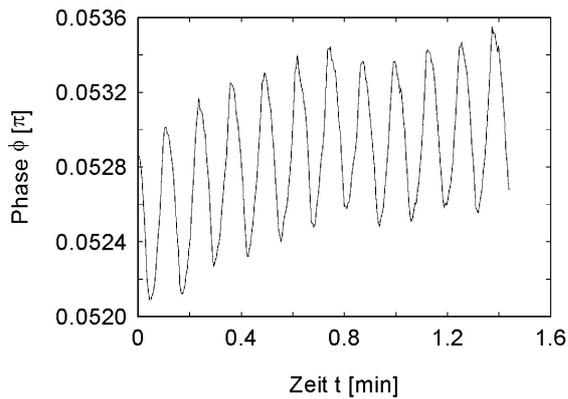


Abb. 63: Zeitlicher Verlauf der Interferenzphase eines AMZI bei Verwendung eines durchstimmbaren Lasers der mit einer Dreiecksspannung betrieben wird

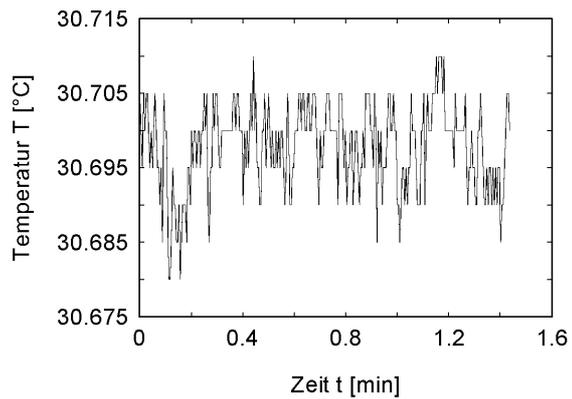


Abb. 64: Zeitlicher Verlauf der stabilisierten Chiptemperatur

Anfängliche Langzeitphasendriften mit zeitlichen Wellenlängenänderungen von 800 ppm/h (0,7 nm/h) konnten durch vollständiges Umsputtern der Interferometerchips mit Chrom auf etwa 120 ppm/h (0,1 nm/h) gesenkt werden. Durch die Kombination von Nachaustausch (Kap. 8.3.1) und Umsputterung konnte die zeitliche Wellenlängenänderung auf etwa 5 ppm/h (0,004 nm/h) vermindert werden. Dieser technologisch relativ aufwendige Nachaustausch macht einige Änderungen im Fertigungsablauf erforderlich und ist außerdem mit einer Verschlechterung der Transmission um einen Faktor 3 verbunden, daher ist er für die Praxis weniger geeignet. Mit Chrom umsputterte Chips, die in einem hermetisch dichten, stickstoffgefüllten Gehäuse vor dem Zutritt von Luftfeuchtigkeit geschützt waren, zeigten mit 4 ppm/h (0,003 nm/h) die geringsten zeitlichen Driften.

In Übereinstimmung mit den eigenen Messungen wurde festgestellt, daß die gemessenen Langzeitdriften teilweise nicht reproduzierbar waren. Bei wiederholten Messungen an den gleichen Chips unterschieden sich die zeitlichen Driften nicht nur in ihrer Größe sondern ebenso in ihrem zeitlichen Verlauf sehr stark. Während einige Chips nach mehreren Stunden in eine Art Sättigung übergingen, zeigten andere Chips über die gesamte Meßzeit eine nahezu konstante Phasendrift. Es scheint, daß jeder einzelne Interferometerchip eine charakteristische Langzeitdrift zeigt, die sich aus der Summe der Fertigungsschritte ergibt. Da die Mechanismen für die anhaltende Drift noch nicht bekannt sind, ist es schwer, geeignete Maßnahmen zur deren Beseitigung oder Unterdrückung zu finden.

9. Zusammenfassung

Mit dieser Arbeit konnte erstmals der praktische Nachweis für die in der Patentschrift EP 0460268 /12/ beschriebene Funktionsweise einer internen Kompensation thermo-optischer Phasenänderungen an einem integriert-optischen Mach-Zehnder-Interferometer erbracht werden. Ähnlich wie bei vergleichbaren Prinzipien aus der Literatur begrenzen quadratische Effekte (Koeffizienten zweiter Ordnung) die vollständige thermo-optische Kompensation auf einen optimalen Temperaturbereich, so daß je nach Anwendungsfall auf eine Temperaturstabilisierung nicht verzichtet werden kann. Die Anforderungen an die Temperaturstabilität können dabei meist deutlich herabgesetzt werden.

Ausgangspunkt für die Lösung dieser Aufgabe waren die in der Patentschrift EP 0460268 /12/ beschriebenen Prinzipien einer „Integriert optischen Einrichtung zur interferometrischen Vermessung von Lichtwellen“. Es wurde eine Bewertung der beschriebenen Prinzipien vorgenommen und eine abgewandelte Variante entwickelt. Diese macht sich die besonderen Eigenschaften protonenausgetauschter (PE) und getemperter protonenausgetauschter (APE) Wellenleiter in LiNbO_3 zunutze. Die Temperaturabhängigkeit der thermo-optischen Koeffizienten von PE- und APE-Wellenleitern, schwach getemperten PE-Wellenleitern sowie von PE-Wellenleitern, die auf bereits vorhandenen APE-Wellenleitern entstanden, wurden untersucht. Der thermo-optische Koeffizient der einmodigen APE-Wellenleiter entspricht dem des reinen LiNbO_3 . Der thermo-optische Koeffizient von PE-Wellenleitern wurde erstmals in seiner Temperaturabhängigkeit untersucht. Im Vergleich mit einem APE-Wellenleiter zeigt der PE-Wellenleiter bei Temperaturänderung ein gegensätzliches Verhalten, d.h. daß er mit steigender Temperatur eine Brechzahlabenkung erfährt. Bei Raumtemperatur entspricht der Betrag der Brechzahländerung jedoch nur etwa ein Viertel der eines APE-Wellenleiters.

Es wurden zwei verschiedene Interferometerstrukturen untersucht, die sich aufgrund der 20-fach kleineren Kohärenzlänge einer Superlumineszenzdiode gegenüber einer Laserdiode in ihrer Weglängendifferenz unterscheiden. Während für Superlumineszenzdioden mit einer spektralen Breite von bis zu 23 nm die optimale geometrische Weglängendifferenz der Interferometerarme bei ca. 5 μm liegt, wurde die Weglängendifferenz für die Laserdioden auf 20 μm vergrößert. Beide Interferometerstrukturen unterscheiden sich bezüglich der Einfügedämpfung mit 6 bis 7 dB nur geringfügig von symmetrischen Mach-Zehnder-Interferometern. Durch das Einfügen von PE-Segmenten zur thermo-optischen Kompensation vergrößerte sich die Einfügedämpfung auf 10 bis 15 dB. Da sich der

Modulationsgrad und damit das Intensitätsverhältnis in den Interferometerarmen durch das Einfügen der PE-Segmente jedoch nur geringfügig veränderte, beschränkte sich die Dämpfungserhöhung demnach nicht auf einen Interferometerarm. Das läßt den Schluß zu, daß die Dämpfungserhöhung hauptsächlich auf technologische Probleme zurückzuführen ist.

Ein beträchtlicher Aufwand war mit der Entwicklung einer geeigneten Herstellungstechnologie verbunden, die es ermöglicht, das ungetemperte protonenausgetauschte Wellenleitersegment (PE-Segment) in die Interferometerstruktur zu integrieren. Für die Kombination von APE- und PE-Wellenleitern auf einem gemeinsamen Substrat mußte ein Technologieablauf gefunden werden, der sowohl den Einfluß eines nachfolgenden Prozeßschritts auf die vorhergehenden berücksichtigt, als auch eine gut reproduzierbare Justierung des PE-Segments zur MZI-Struktur ermöglicht. In diesem Zusammenhang wurden die Strukturierungstechniken, die Lift-off- und die Ätz-Technologie sowie verschiedene Maskenmaterialien hinsichtlich ihrer Eignung für dieses spezielle Problem untersucht. Als grundsätzlich problematisch stellte sich dabei der direkte Kontakt einer Austauschmaske aus Metall mit bereits im Substrat vorhandenen Wellenleitern dar, wenn diese in einem nachfolgenden Prozeß einer Temperatur von mehr als 150°C ausgesetzt werden. Als Alternative zu den Metallmasken wurden dielektrische Masken aus SiO₂ untersucht. Da reine SiO₂-Austauschmasken jedoch keine ausreichende Beständigkeit gegenüber der Benzoesäure zeigten, wurden diese mit einer Cr-Schicht kombiniert. Die Cr-Schicht übernimmt dabei die Aufgabe der Austauschmaske, die SiO₂-Schicht dient lediglich der Vermeidung des direkten Kontakts der Cr-Maske mit der Substratoberfläche. Sie schützt damit die bereits im Substrat vorhandenen Wellenleiter.

Zur Reduzierung der Koppelverluste zwischen den APE-Wellenleitern der Interferometerstruktur und dem PE-Segment war eine möglichst präzise kolineare Ausrichtung des Segments im längeren Interferometerarm notwendig. Um eine exakte Ausrichtung erreichen zu können, wurde mit einer sogenannten selbstjustierenden Arbeitsweise gearbeitet, bei der die Austauschmaske der MZI-Struktur nach der Fertigstellung der APE-Wellenleiter auf dem Substrat verbleibt und die Austauschmaske für das Segment darüber gelegt wird. Die Lage der MZI-Struktur kann so für den nachfolgenden Austausch des Segments gespeichert werden. Bei einem Vergleich der Interferometerchips, die nach der selbstjustierenden und der nicht selbstjustierenden Arbeitsweise hergestellt wurden, konnte jedoch hinsichtlich Transmission und Modulationsgrad kein wesentlicher Unterschied in ihrer Funktionalität festgestellt werden. Während bei der nicht selbstjustierenden

Arbeitsweise erhöhte Anforderungen an die Justiergenauigkeit im Strukturierungsprozeß des PE-Segments gestellt werden, verlagern sich diese bei der selbstjustierenden Arbeitsweise auf die Qualität der PE-Segmentmaske insbesondere entlang der Ränder der Wellenleitermaske.

Die Temperaturabhängigkeit der relativen thermooptischen Koeffizienten, d.h. die Existenz eines nicht vernachlässigbaren Koeffizienten zweiter Ordnung, ermöglicht eine vollständige Temperaturkompensation nur für eine bestimmte Temperatur. Bei Abweichung von dieser Temperatur wird nur eine teilweise Kompensation erreicht. Der Verlauf der Interferenzphase über der Temperatur kann in einem Bereich von $\pm 15^\circ\text{C}$ um die Temperatur, bei der die vollständige Temperaturkompensation auftritt, durch eine Parabel höheren Grades beschrieben werden. Der Scheitelpunkt der Parabel entspricht dabei der Temperatur, bei der eine vollständige Kompensation thermisch bedingter Phasenänderungen erreicht wird. Für Temperaturen unterhalb des Scheitelpunkts liegt eine Überkompensation der thermooptischen Phasenänderungen durch ein zu langes Segment vor, darüber eine Unterkompensation durch ein zu kurzes Segment. Über die Wahl einer bestimmten PE-Segmentlänge kann die Temperatur, bei der eine vollständige thermooptische Kompensation erreicht wird, nach höheren oder tieferen Temperaturen verschoben werden.

Die Wellenlängensensitivität der realisierten, unkompensierten und kompensierten Interferometerchips bestätigt die theoretischen Werte. Gleiches gilt auch für die Wellenlängenabhängigkeit und Temperaturabhängigkeit der Halbwellenspannung U_π . Bei einer Temperaturabhängigkeit der Halbwellenspannung von etwa $0,003 \text{ V/K}$ und einer Wellenlängenabhängigkeit der Halbwellenspannung von etwa $0,02 \text{ V/nm}$ stellt die Messung der Halbwellenspannung keine sinnvolle Alternative zur Phasenmessung dar.

Um eine Phasenänderung messen zu können, die einer Wellenlängenänderung von $0,01 \text{ nm}$ entspricht, ist eine Temperaturstabilisierung der unkompensierten AMZI mit einer Toleranz kleiner $0,2 \text{ K}$ erforderlich. Für die kompensierten AMZI dagegen ist eine Toleranz der Stabilisierung von kleiner 1 K ausreichend. Die sowohl bei den unkompensierten als auch bei den kompensierten AMZI auftretenden Langzeitdriften begrenzen jedoch bei der Messung langsamer Wellenlängenänderungen die relative Genauigkeit auf einige $0,01 \text{ nm}$. Problematisch erscheint bei dieser Drift auch deren teilweise Nichtwiederholbarkeit, welche die Möglichkeit zur Kompensation verhindert. Hervorzuheben ist, daß mit einer speziellen Aufbau- und Verbindungstechnik die Langzeitdriften um etwa zwei Größenordnungen verringert werden können.

10. Ausblick

Um die Vorteile der thermooptisch kompensierten Interferometer nutzen zu können, erscheint es zunächst einmal notwendig, die Ursachen der Langzeitdriften zu untersuchen. Als ein möglicher Ansatzpunkt für Untersuchungen in dieser Richtung bietet sich ein Vergleich der Driftstabilität von Bauelementen an, die aus kongruentem und stöchiometrischem LiNbO_3 hergestellt wurden. Gegenüber dem kongruenten LiNbO_3 das aufgrund des einfacheren Kristallzüchtungsprozesses bisher vorrangig genutzt wurde, enthalten stöchiometrische LiNbO_3 -Kristalle eine um zwei Größenordnungen geringere Defektdichte. Damit verbunden ist ein größerer nichtlinearer und elektrooptischer Koeffizient, eine Verschiebung der UV-Absorptionskante in Richtung kleinerer Wellenlängen sowie eine gesteigerte Beständigkeit gegenüber „optical damage“. Seitdem auch quasi stöchiometrisches LiNbO_3 in drei Zoll großen Wafern hergestellt werden kann /85/, steigt das Interesse an diesem Material. Bisher sind jedoch noch keine Veröffentlichungen zu Drifterscheinungen und zur Langzeitstabilität von Modulatoren, Schaltern oder Interferometern in diesem Material erschienen.

Das vorrangige Einsatzgebiet für einen integriert-optischen Wellenlängensensor sind optische Meßsysteme, die bereits integriert-optische Bauelemente auf Basis von LiNbO_3 zur Strahlteilung und Signalmodulation nutzen und bei denen eine Integration der Bauelemente auf einem Substrat möglich ist. Damit läßt sich auch die notwendige Kostenreduktion erreichen, die erst einen breiten Einsatz des Wellenlängensensors ermöglicht. Anwendungsmöglichkeiten sind Heterodyninterferometern zur Distanzmessung, nach dem Laser-Doppler-Prinzip arbeitende Meßverfahren (Anemometer, Vibrometer) oder auf dem Sagnac-Effekt beruhende faseroptische Strom- und Spannungssensoren sowie Faserkreisel (Gyroskope).

In der optischen Nachrichtentechnik ist ein Einsatz beim Wellenlängenmultiplex (WDM, DWDM) zur genauen Kontrolle der Wellenlänge oder als schnell durchstimmbarer Wellenlängenfilter denkbar. Letzterer kann durch Kaskadierung mehrerer asymmetrischer Mach-Zehnder-Interferometer deren Weglängendifferenz sich von Stufe zu Stufe halbiert, realisiert werden /86/.

Literaturverzeichnis

1. Konferenzbuch AMAA 2001 (Advanced Microsystems for Automotive Applications 2001) Eds. Krueger, S.; Gessner, W.; Springer Verlag; Berlin, Heidelberg, New York (2001)
2. VDI Technologiezentrum physikalische Technologien (Hrsg.): *Weiterführende Ansätze in der Interferometrie*, Abschlußpräsentation des vom BMBF geförderten Verbundprojektes, Düsseldorf (1995)
3. Ikegami, T.; Sudo, S.; Sakai, Y.: *Frequency Stabilisation of Semiconductor laser Diodes*. Artech House Boston – London (1995)
4. Bergmann, Schaefer: *Lehrbuch der Experimentalphysik – (Band 3) – Optik*, Walter de Gruyter & Co, Berlin (1993)
5. Pedrotti, F.; Pedrotti, L.; Bausch, W.; Schmidt, H.: *Optik – eine Einführung*, Prentice Hall Verlag GmbH, Haar bei München (1996)
6. Lauterborn, W.; Kurz, T.; Wiesenfeldt, M.: *Kohärente Optik*, Springer-Verlag (1993)
7. Klügel, T.; Schreiber, U.; Schneider, M.; Riepl, S.; Schlüter, W.; Weber, H.; Stedmann, G. E.: *Realisierung des Großringlasers G auf der Fundamentalstation Wettzell*, Begutachtung des FGS Forschungsprogramms 2001-2005; (http://www.wettzell.ifag.de/LKREISEL/GrossRing/lk_start.html)
8. Schlußbericht zum Verbundprojekt: *Modulare interferometrische Mikrosysteme auf der Basis optischer Wellenlängenstabilisierung (MIMOW)* (2000)
9. Bock, W. J.; Urbanczyk, W.; Buczynski, R.; Domanski, A. W.: *Cross-sensitivity effect in temperature-compensated sensors based on highly birefringent fibers*. Appl. Opt. **33** (1994), S. 6078-6083
10. Bock, W. J.; Urbanczyk, W.: *Temperature-hydrostatic pressure cross-sensitivity effect in elliptical-core highly birefringent fibers*. Appl. Opt. **35** (1996), S. 6267-6270
11. Bock, W. J.; Urbanczyk, W.: *Temperature desensitization of fiber optic pressure sensor by simultaneous measurement of pressure and temperature*. Appl. Opt. **37** (1998), S. 3897-3901
12. Europäisches Patent EP 0460268, *Integrierte optische Einrichtung zur interferometrischen Vermessung von Lichtwellen*. Erfinder: Wendler, M.; Anmelder: LITEF GmbH Freiburg, Offenlegungstag: 11.12.91

13. Karthe, W.; Müller, R.: *Integrierte Optik*, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., Leipzig (1991)
14. Korkishko, Yu. N.; Fedorov, V. A.: *Ion exchange in single crystals for integrated optics and optoelectronics*. Cambridge international science publishing, Cambridge (1999)
15. Jackel, J. L.; Rice, C. R.; Veselka, J. J.: *Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO₃*. Appl. Phys. Lett. **41** (1982), S. 607-608
16. De Micheli, M.; Li, M. J.; Ostrowsky, D. B.; Papuchon, M.: *The double proton exchange in LiNbO₃: low loss and quasi-embedded waveguides*. Proc. 4th European Conf. on Integrated Optics, Glasgow, (1987), S. 62-65
17. Ruske, J. P.: *Untersuchung der physikalischen Eigenschaften ionenausgetauschter optischer Wellenleiter und Wellenleiterbauelemente in KTP*. Dissertation, Univ. Jena (1996)
18. Opfermann, T.; Bachmann, T.; Wesch, W.; Rottschalk, M.: *He⁺ implantation for waveguide fabrication in KTP and Rb : KTP*. Nucl. Instrum Meth B **148** (1999), S. 710-714
19. Abrahams, S. C.; Marsh, P.: *Defect structure dependence on composition in lithium niobate*. Acta Cryst. **B42** (1986), S. 61
20. Prokhorov, A. M.; Kuzminov, Yu. S.: *Physics and chemistry of crystalline lithium niobate*. Bristol: Adam Hilger (1990)
21. Weis, R. S.; Gaylord, T. K.: *Lithium niobate: Summary of physical properties and crystal structure*. Appl. Phys. A **37** (1985), S. 191-203
22. Bryan, D. A.; Gerson, R.; Tomaschke, H. E.: *Increased optical damage resistance in lithium niobate*. Appl. Phys. Lett. **44** (1984), S. 847-849
23. Hou, W. X.; Chong, T. C.: *Optical and structural properties of proton-exchanged waveguides in Y-cut ZnO:LiNbO₃*. Jpn. J. Appl. Phys. **35** (1996), S. 1758-1763
24. Sommerfeld, R.: *Der Einfluß weiterer Verunreinigungen auf das photorefraktive Verhalten Fe-dotierter LiNbO₃-Kristalle*. Dissertation, Univ. Osnabrück (1989)
25. Lallier, E.; Pocholle, J. P.; Papuchon, M.; et al.: *Nd:MgO:LiNbO₃ waveguide laser and amplifier*. Opt. Lett. **15** (1990), S. 682-684
26. Brinkmann, R.; Sohler, W.; Suche, H.: *Continuous-wave erbium-diffused LiNbO₃ waveguide laser*. Electron. Lett. **27** (1991), S. 415-417
27. Alferness, R. C.: *Waveguide Electrooptic Modulators*. IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. **MTT-30**, No. 8 (1982)

28. Steinberg, S.: *Experimentelle Untersuchung optischer Phaseninstabilitäten an Streifenwellenleitern und elektrooptischen Phasenmodulatoren in LiNbO₃ unter besonderer Berücksichtigung des Protonenaustausches*. Dissertation, Univ. Jena (1994)
29. Nagata, H.; Ichikawa, J.; Kobayashi, M.; Hidaka, J.; Honda, H.; Kiuchi, K.; Sugamata, T.: *Possibility of dc drift reduction of Ti:LiNbO₃ modulators via dry O₂ annealing process*. Appl. Phys. Lett. **64** (10) (1994), S. 1180-1182
30. Nagata, H.; Ichikawa, J.; Mitsugi, N.; Sakamoto, T.; Shinriki, T.; Honda, H.: *Improved long-term DC drift in OH-reduced lithium niobate optical intensity modulators*. Appl. Optics **35** (34) (1996), S. 6828-6830
31. Rice, C. E.: *The structure and properties of Li_{1-x}H_xNbO₃*. J. Solid State Chem. **64** (1986), S. 189-199
32. Jackel, J. L.; Rice, C. E.: *Topotactic LiNbO₃ to cubic perovskite structural transformation in LiNbO₃ and LiTaO₃*. Ferroelectrics **38** (1981), S. 801-804
33. Rice, C. E.; Jackel, J. L.: *Structural changes with composition and temperature in rhombohedral Li_{1-x}H_xNbO₃*. Mat. Res. Bull. **19** (1984), S. 591-597
34. De Micheli, M.; Botineau, J.; Neveu, S.; Sibillot, P.; Ostrowsky, D. B.; Papuchon, M.: *Independent control of index and profiles in proton-exchanged lithium niobate guides*. Opt. Lett. **8** (1983), S. 114-115
35. De Micheli, M.; Botineau, J.; Sibillot, P.; Ostrowsky, D. B.; Papuchon, M.: *Fabrication and characterization of titanium indiffused proton exchanged (TIPE) waveguides in lithium niobate*. Opt. Commun. **42** (1982), S. 101-103
36. Dignonnet, M.; Fejer, M.; Byer, R.: *Characterization of proton-exchanged waveguides in MgO-LiNbO₃*. Opt. Lett. **10** (1985), S. 235-237
37. Rottschalk, M.: *Untersuchung der Eigenschaften von protonenausgetauschten optischen Wellenleitern in Lithiumniobat unter besonderer Berücksichtigung des elektrooptischen Verhaltens*. Dissertation, Univ. Jena (1988)
38. Becker, R. A.: *Comparison of guided-wave interferometric modulators fabricated on LiNbO₃ via Ti indiffusion and proton exchange*. Appl. Phys. Lett. **43** (1983), S. 131-135
39. Yi-Yan, A.: *Index instabilities in proton-exchanged LiNbO₃ waveguides*. Appl. Phys. Lett. **42** (1983), S. 633-635
40. Jackel, J. L.; Rice, C. R.; Veselka, J. J.: *Composition control in proton-exchanged LiNbO₃*. Electron. Lett. **19** (1983), S. 387-388

41. Hagner, G.: *Experimentelle Untersuchung von Protonenaustausch-, Alterungs- und Temperprozessen in kongruentem und MgO-dotiertem LiNbO₃*. Dissertation, Univ. Jena (1997)
42. Hagner, G.; Bachmann, T.: *Refractive Index Profiles and Exchange Ratios of Proton-Exchanged Waveguides in Congruent and MgO-Doped LiNbO₃*. Phys. Stat. Sol. (a) **165** (1998), S. 205-212
43. Li, M. J.; De Micheli, M.; Ostrowsky, D. B.; Papuchon, M.: *Fabrication et caractérisation de guides pe présentant une faible variation d'indice et une excellente qualité optique*. J. Optics (Paris) **18** (1987), S. 139-144
44. Jackel, J. L.: *Proton exchange: past, present and future*. Invited paper, SPIE Vol. 1583 Integrated optical circuits (1991), S. 54-62
45. Jackel, J. L.; Glass, A. M.; Peterson, G. E.; Rice, C. E.; Olson, D. H.; Veselka, J. J.: *Damage-resistant LiNbO₃ waveguides*. J. Appl. Phys. **55** (1984), S. 269-270
46. Suchoski, P. G.; Findakly, T. K.; Leonberger, F. J.: *Stable low-loss proton-exchanged LiNbO₃ waveguides devices with no electro-optic degradation*. Opt. Lett. **13** (1988), S. 1050-1052
47. Savatinova, I.; Tonchev, S.; Todorov, R.; Armenise, M. A.; Passaro, V. M. N.; Zilling, C. C.: *Electro-optic effect in proton exchanged LiNbO₃ and LiTaO₃ waveguides*. J. Lightwave Technol. **14** (1996), S. 403-409
48. Rams, J.; Cabrera, J. M.: *Nonlinear optical efficient LiNbO₃ waveguides proton exchanged in benzoic acid vapor: Effect of the vapor pressure*. J. Appl. Phys. **85** (1999), S. 1322-1328
49. Hobden, M. V.; Warner, J.: *The temperature dependence of the refractive indices of pure Lithium niobate*. Phys. Lett. **22** (1966), S. 243-244
50. Boyd, G. D.; Bond, W. L.; Carter, H. L.: *Refractive Index as a Function of Temperature in LiNbO₃*. J. Appl. Phys. **38** (1967), S. 1941-1943
51. Iwasaki, H.; Toyoda, H.; Niizeki, N.: *Dispersion of the refractive indices of LiNbO₃ crystal between 20° and 900°C*. Jpn. J. Appl. Phys. **6** (1967), S. 1101-1104
52. Nelson, D. F.; Mikulyak, R. M.: *Refractive indices of congruently melting lithium niobate*. J. Appl. Phys. **45** (1974), S. 3688-3689
53. Smith, S. D.; Riccius, H. D.; Edwin, R. P.: *Refractive indices of Lithium Niobate*. Opt. Commun. **17** (1976), S. 332-336

54. Edwards, G. J.; Lawrence, M.: *A temperature-dependent dispersion equation for congruently grown lithium niobate*. Opt. & Quantum Electronics **16** (1984), S. 373-374
55. Rottschalk, M.; Rasch, A.; Karthe, W.: *Temperature Dependence of the Extraordinary Refractive Index in Proton Exchanged LiNbO₃ Waveguides*. J. Opt. Commun. **6** (1985), S. 10-13
56. Kirkby, C. G. J.: *Refractive index of LiNbO₃, wavelength dependence: Tabulated data*. EMIS Datareview RN=16001 (1986)
57. Kirkby, C. G. J.: *Refractive index of LiNbO₃, wavelength dependence: Discussion*. EMIS Datareview RN=16002 (1986)
58. Ghosh, G.: *Thermo-optic coefficients of LiNbO₃, LiIO₃ and LiTaO₃ nonlinear crystals*. Opt. Lett. **19** (1994), S. 1391-1393
59. Rottschalk, M.; Rasch, A.; Karthe, W.: *Determination of thermo-optic coefficients in PE and APE:LiNbO₃ channel waveguides for phase-compensated sensor applications*. Pure Appl. Opt. **4** (1995), S. 241-249
60. Unterschütz, B.: *Experimentelle Untersuchungen von Wellenleiterstrukturen in KTiOPO₄*. Diplomarbeit, Univ. Jena (1995)
61. Bulmer, C. H.; Burns, W. K.; Hiser, S. C.: *Pyroelectric effects in LiNbO₃ channel-waveguide devices*. Appl. Phys. Lett. **48** (1986), S. 1036-1038
62. Skeath, P.; Bulmer, C. H.; Hiser, S. C.; Burns, W. K.: *Novel electrostatic mechanism in the thermal instability of z-cut LiNbO₃ interferometers*. Appl. Phys. Lett. **49** (1986), S. 1221-1223
63. Bulmer, C. H.; Hiser, S. C.; Burns, W. K.: *Thermal stability of channel waveguide Ti:LiNbO₃ devices*. Proc. IOOC-ECOC'85 5th International Conference on Integrated Optics and Fibre Communication, 11th European Conference on Optical Communication, Technical Digest Vol. 1 (1985), S. 51
64. Nagata, H.; Kiuchi, K.; Saito, T.: *Studies of thermal drift as a source of output instabilities in Ti:LiNbO₃ optical modulators*. J. Appl. Phys. **75** (9) (1994), S. 4762-4764
65. Nayyer, J.; Nagata, H.: *Suppression of Thermal Drifts of High Speed Ti:LiNbO₃ optical modulators*. IEEE Photon. Tech. Lett. **6** (8) (1994), S. 952-955
66. Grusemann, U.: *Untersuchungen zu einem asymmetrischen Mach-Zehnder-Interferometer auf der Basis protonenausgetauschter Streifenwellenleiter in LiNbO₃*. Diplomarbeit, Fachhochschule Iserlohn (1997)

67. Kim, Y. S.; Smith, R. T.: *Thermal Expansion of Lithium Tantalate and Lithium Niobate Single Crystals*. J. Appl. Phys. **40** (1969), S. 4637-4641
68. Rottschalk, M.; Bachmann, T.; Steinberg, St.; Ruske, J. P.: *Annealed proton-implanted channel waveguides in LiNbO₃ and their photorefractive properties*. Opt. Commun. **106** (1994), S. 187-192
69. Wesch, W.; Opfermann, T.; Bachmann, T.: *Investigation of radiation damage in ion implanted KTiOPO₄*. Nucl. Instrum. Meth. B **141** (1998), S. 338-342
70. Landolt-Börnstein (neue Serie), Gruppe III, Band 11, S. 630
71. Nagata, H.; Oikawa, S.; Yamada, M.: *Comments on fabrication parameters for reducing thermal drift on LiNbO₃ optical modulators*. Opt. Eng. **36** (1) (1997), S. 283-286
72. Nagata, H.; Ichikawa, J.: *Progress and problems in reliability of Ti:LiNbO₃ optical intensity modulators*. Opt. Eng. **34** (11) (1995), S. 3284-3293
73. Higuma, K.; Hashimoto, Y.; Yatsuki, M.; Nagata, H.: *Electrode design to suppress thermal drift in lithium niobate modulators*. Electron. Lett. **36** (24) (2000), S. 2013-2014
74. Nagata, H.; Mitsugi, N.; Kiuchi, K.; Minowa, J.: *Lifetime estimation for hermetically packaged 10 Gb/sec LiNbO₃ optical modulators*. Appl. Optics **35** (34) (1996), S. 6842-6843
75. Mitsugi, N.; Nagata, H.: *Hysteresis in DC bias drift of LiNbO₃ optical modulators*. Appl. Optics **35** (34) (1996), S. 6831-6832
76. Nagata, H.; Kitanobou, T.; Shima, K.; Shiroishi, M.: *Process control for a SiO₂ buffer layer of LiNbO₃ modulators to obtain reduced dc drift performance*. Opt. Eng. **36** (12) (1997), S. 3478-3480
77. Nagata, H.; Shiroishi, M.; Kitanobou, T.; Ogura, K.: *Dc drift reduction in LiNbO₃ optical modulators by decreasing the water content of vacuum evaporation deposited SiO₂ buffer layers*. Opt. Eng. **37** (10) (1998), S. 2855-2858
78. Mitsugi, N.; Kiuchi, K.; Nagata, H.: *Activation energy for Dc-drift in X-cut LiNbO₃ optical intensity modulators*. Appl. Optics **37** (34) (1998), S. 8147-8149
79. Nagata, H.; Mitsugi, N.; Sakamoto, T.; Shima, K.; Tamai, M.; Haga, E. M.: *Undesirable contaminants possibly introduced in LiNbO₃ electro-optic devices*. J. Appl. Phys. **86** (11) (1999), S. 6342-6350
80. Nagata, H.: *Activation energy of dc-drift of x-cut LiNbO₃ optical intensity modulators*. IEEE Photonic Tech. L. **12** (4) (2000) S. 386-388

81. Nagata, H.; Honda, H.; Akizuki, K.: *Initial bias dependency in dc drift of z-cut LiNbO₃ optical intensity modulators*. Opt. Eng. **39** (4) (2000), S. 1103-1105
82. Nagata, H.; Ishizuka, Y.; Akizuki, K.: *Temperature dependency of x-cut LiNbO₃ modulator DC drift*. Electron. Lett. **36** (23) (2000), S. 1952-1953
83. Greenblatt, A. S.; Bulmer, C. H.; Moeller, R. P.; Burns, W. K.: *Thermal Stability of Bias Point of Packaged Linear Modulators in Lithium Niobate*. J. Lightwave Tech. **13** (12) (1995), S. 2314-2319
84. Internationales Patent WO 9931460, *Wellenlängenmeßeinrichtung mit mittelwertfrei angesteuertem Mach-Zehnder-Interferometer*. Erfinder: G. Spahlinger, Anmelder: LITEF GmbH Freiburg, Offenlegungstag: 05.08.1999
85. *Stoichiometric LiNbO₃ and LiTaO₃ show better nonlinear performance*. Laser Focus World **37** (5) (May 2001), S. 11
86. Wooten E. L., Stone R. L., Miles E. W., Bradley E. M. : *Rapidly tunable wavelength filter using LiNbO₃ unbalanced Mach-Zehnder interferometer*. J. Lightwave Tech. **14** (11) (1996), S. 2530-2536

Bezugszeichenliste

$A_1, A_2, A_3, A_4,$	
B_1, B_2, B_3	Koeffizienten der Sellmeier-Gleichung
b	normierter Brechungsindex des Modus im Modendispersionsdiagramm
b_0	normierter Brechungsindex des Grundmodus
c	Lichtgeschwindigkeit
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
D_{PE}	Diffusionskoeffizient für den Protonenaustausch
d	Tiefe eines Diffusionsprofils
E	Feldstärke eines äußeren elektrischen Feldes
g	Elektrodenabstand (gap)
I	Lichtintensität
I_1, I_2	Lichtintensität im Interferometerarm 1 bzw. 2
K	Kontrast
$K_T,$	Temperaturempfindlichkeit erster Ordnung
$K_{TT},$	Temperaturempfindlichkeit zweiter Ordnung
$K_X,$	Empfindlichkeit erster Ordnung gegenüber einer beliebigen Meßgröße
$K_{XX},$	Empfindlichkeit zweiter Ordnung gegenüber einer beliebigen Meßgröße
$K_{TX},$	Kreuzempfindlichkeit gegenüber Temperatur und einer beliebigen Meßgröße
k_0	Wellenzahl
k_B	Boltzmann-Konstante
L	Gesamtlänge
L_i, L_k	Längenabschnitte
l_{Bend}	Länge der S-förmig gekrümmten Wellenleiterabschnitte, den sogenannten S-Bends
l_k	Kohärenzlänge
l_{Θ}	Länge des Wellenleiterabschnitts der sich unter dem Winkel Θ zu der Y-Achse des Kristalls ausbreitet
Δl	geometrische Weglängendifferenz
$\Delta(\Delta l)$	Fehler der geometrischen Weglängendifferenz

m	Zählvariable
N	effektiver Brechungsindex
N_0	effektiver Brechungsindex des Grundmodus im Schichtwellenleiter
N_{00}	effektiver Brechungsindex des Grundmodus im Streifenwellenleiter
N_m	effektiver Brechungsindex eines Modus im Schichtwellenleiter
N_{APE}	effektiver Brechungsindex des Grundmodus im APE-Streifenwellenleiter
N_{PE}	effektiver Brechungsindex des Grundmodus im PE-Streifenwellenleiter
ΔN_{APE}	Fehler des effektiven Brechungsindex des Grundmodus im APE-Streifenwellenleiter
ΔN_{PE}	Fehler des effektiven Brechungsindex des Grundmodus im PE-Streifenwellenleiter
ΔN_{Θ}	Änderung des effektiven Brechungsindex des Grundmodus im APE-Streifenwellenleiter aufgrund der Schrägausbreitung unter dem Winkel Θ zu der Y-Achse des Kristalls
n	Brechzahl
n_e, n_o	außerordentliche und ordentliche Brechzahl
n_S	Brechzahl des Substrates
n_f	Brechzahl der wellenleitenden Schicht
n_x, n_y, n_z	Brechzahlen für x-, y- und z-polarisiertes Licht
n_{Θ}	winkelabhängige Brechzahl
P_{\max}, P_{\min}	maximale und minimale Lichtleistung
r_{33}	Komponente des linearen elektrooptischer Tensors
s	Länge des PE-Segments
Δs	Fehler der PE-Segmentlänge
U_{π}	Halbwellenspannung
T	Temperatur
T_{π}	Temperatur die eine Phasenhub um π bewirkt
ΔT	Temperaturänderung
t_{PE}	Austauschzeit (Protonenaustausch)
V	Strukturkonstante im Modendispersionsdiagramm
w	Breite des Streifenwellenleiters
ΔX	Änderung einer beliebigen Meßgröße

χ	Austauschgrad
δ	Differenz der Phasenkonstanten
δ_1, δ_2	Phasenkonstanten der Teilwellen 1 und 2
ϕ	Phase des Interferenzsignals
Φ	Phase einer optischen Welle
$\Delta\Phi$	Phasendifferenz zwischen zwei optischen Wellen, Phasenverschiebung
Γ	Überlappungsfaktor zwischen dem elektrischen Feld des geführten Modus und einem äußeren elektrischen Feld
γ_{APE}	relativer thermooptischer Koeffizient im APE-Streifenwellenleiter
γ_{PE}	relativer thermooptischer Koeffizient im PE-Streifenwellenleiter
$\Delta\gamma_{APE}$	Fehler des relativen thermooptischen Koeffizienten der APE-Wellenleiter
$\Delta\gamma_{PE}$	Fehler des relativen thermooptischen Koeffizienten der PE-Wellenleiter
ϑ_{PE}	Austauschtemperatur (Protonenaustausch)
κ	relativer thermischer Ausdehnungskoeffizient
$\Delta\kappa$	Fehler des relativen thermischen Ausdehnungskoeffizienten
λ	Wellenlänge
λ_0	Wellenlänge im Vakuum
$\Delta\lambda$	Halbwertsbreite der spektralen Intensitätsverteilung
ν_0	Lichtfrequenz im Vakuum
$\Delta\nu$	Frequenzbreite einer Spektrallinie
Θ	Winkel in Bezug zur Kristallachse
σ_{APE}	relativer Dispersionskoeffizient im APE-Streifenwellenleiter
σ_{PE}	relativer Dispersionskoeffizient im PE-Streifenwellenleiter
τ	Kohärenzzeit
τ_0	Kohärenzzeit im Vakuum

Danksagung

Mein Dank gilt den betreuenden Hochschullehrern Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Wurmus sowie Prof. Dr. A. Tünnermann für ihre Unterstützung und wertvollen Anregungen.

Besonders erwähnen möchte ich die stete Unterstützung durch die Mitarbeiter des Instituts, insbesondere Herrn Dr. M. Rottschalk und Dr. J.-P. Ruske bei der Klärung vielfältiger fachlicher und technologischer Fragen. Hervorheben möchte ich die gute Zusammenarbeit bei der Vorbereitung und Durchführung der Bauelementefertigung mit Frau Dipl.-Phys. B. Zeitner, Frau C. Otto sowie Herrn Dipl.-Phys. B. Martin.

Den Herren Dr. A. Rasch und Dipl.-Phys. S. Voigt der LITEF GmbH Freiburg danke ich für die gute Zusammenarbeit sowie die Untersuchungen zur Messung kleinster Wellenlängenänderungen (Kap. 8.5).

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des vom BMBF geförderten Verbundprojektes „Modulare interferometrische Mikrosysteme auf der Basis optischer Wellenlängenstabilisierung“ (MIMOW) im Teilprojekt „Wellenlängenstabilisierung von Strahlungsquellen für interferometrische Sensoren“, das vom Institut für Angewandte Physik der Friedrich-Schiller-Universität Jena bearbeitet wurde.

Lebenslauf

Name: Ulrich Grusemann
Geburtsdatum: 21.11.1970
Geburtsort: 59955 Winterberg

Schulbildung

1977 – 1987 Grund- und Hauptschule in Winterberg
Abschluß: Fachoberschulreife

Berufsausbildung

August 1987 – Juni 1991 Höhere Berufsfachschule für Technik in Olsberg
Abschluß:
Staatlich geprüfter physikalisch-technischer Assistent,
Fachhochschulreife

Studium

Oktober 1992 – Januar 1997 Physikalische Technik
an der Märkischen Fachhochschule Iserlohn
Studienschwerpunkt:
Laser- und Werkstofftechnik
Abschluß:
Dipl.-Ing. (FH) Physikalische Technik

Oktober 1995 – März 1996 Praxissemester
Diplomarbeit und Praxissemester wurden am Institut für
Angewandte Physik der Friedrich-Schiller-Universität Jena
absolviert

seit Januar 1997 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte
Physik der Friedrich-Schiller-Universität Jena

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder anderer Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer Prüfungsbehörde vorgelegt.

Jena, den 10. Juni 2002



Ulrich Grusemann