

Dissertation

Adaptive optische Filter in Hybridtechnologie zur Kanalverzerrung in optischen Kommunikationssystemen

Lars Baudzus

Februar 2023



Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik

Genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Dortmund

Ort und Datum der Einreichung:	Dortmund, 03.09.2021
Ort und Datum der mündlichen Prüfung:	Dortmund, 08.06.2022
Hauptreferent:	Prof. Dr.-Ing. Peter M. Krummrich
Korreferent:	Prof Dr.-Ing. Dr. h. c. Klaus Petermann

Danksagung

Bedanken möchte ich mich zuallererst bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Peter M. Krummrich für die Möglichkeit der Durchführung dieser Arbeit und die Betreuung. Seine Unterstützung und die von ihm geschaffenen Rahmenbedingungen haben wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen. Seine Offenheit gegenüber neuen Ansätzen und Ideen haben zu vielen wichtigen Ergebnissen geführt.

Außerdem möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. Klaus Petermann für Bereitschaft bedanken, das Korreferat zu dieser Arbeit zu übernehmen.

Allen Kollegen des Lehrstuhls möchte ich für ihre Unterstützung und für die angenehme Zeit danken. Außerdem danke ich allen meinen Abschlussarbeitern.

Ein sehr großer Dank geht an meine Familie für die gesamte Unterstützung bis zum heutigen Tag. Besonders möchte ich meiner Partnerin Saskia für ihre Geduld danken.

Bedanken möchte ich mich bei den Korrekturlesenden Steffen Jeurink, Lukas Deinert, Till Stramm, Inga Rittner, Christian Spenner, Mischa Adjei-Körner und Wolfgang Baudzus.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	7
2.1	Faserbasierte optische Übertragungssysteme	7
2.2	Lineare Störeffekte und deren mathematische Beschreibung	12
2.2.1	Formalismus zur Beschreibung von linearen Störeffekten	12
2.2.2	Lineare Störeffekte	14
2.3	Optische MIMO-Entzerrer	19
2.3.1	Kreuzinterferenzstrukturen	19
2.3.2	Filtertypen	22
2.3.3	Endlose Einstellbarkeit	26
2.3.4	Regelung	29
2.4	Technologien zur Realisierung von adaptiven optischen Filtern	31
2.4.1	Anforderungen und Materialsysteme	31
2.4.2	Hybridtechnologie	32
2.4.3	Prozesstechnologien	35
3	Simulative Untersuchungen zur Leistungsfähigkeit von optischen MIMO-Entzerrern	45
3.1	Aufbau und Ablauf der Simulationen	46
3.1.1	Simulationsmodell des Übertragungskanals	49
3.1.2	Signale und Fehlerkriterien	50
3.1.3	Algorithmen zur Regelung und zur initialen Optimierung der Filterkoeffizienten	53
3.2	Simulationsergebnisse	56
3.2.1	Fehlerkriterien	56
3.2.2	Filtertypen	57
3.2.3	Regelungsalgorithmen	62
4	Untersuchungen zu Siliziumoxycarbid als Material für optische Wellenleiter	67
4.1	Infrarotabsorption	68
4.2	Brechungsindex	70
4.3	Oberflächenrauigkeit	71
4.4	Wellenleiterdämpfung	72
4.4.1	Aufbau des Wellenleiterchips	72
4.4.2	Herstellungsprozess	72
4.4.3	Messaufbau	73
4.4.4	Ergebnisse	74

5	Untersuchungen zu optischen Phasenschiebern und Filtern in Hybridtechnologie	77
5.1	Optische Phasenschieber auf der Basis von elektrooptischen Polymeren	77
5.1.1	Entwurf der optischen Phasenschieber in Hybridtechnologie	77
5.1.2	Aufbau des Wellenleiterchips	83
5.1.3	Herstellungsprozess	84
5.1.4	Messaufbau	86
5.1.5	Ergebnisse	87
5.2	Optische Phasenschieber und Filter auf der Basis von Flüssigkristallen	88
5.2.1	Aufbau der Wellenleiterchips	88
5.2.2	Herstellungsprozess	90
5.2.3	Messaufbau	92
5.2.4	Ergebnisse	93
6	Fazit und Ausblick	97
	Eigene Publikationen	101
	Literaturverzeichnis	103
	Abkürzungsverzeichnis	111

1 Einleitung

Glasfasernetze stellen das Rückgrat der modernen Kommunikationsinfrastruktur dar. Sie ermöglichen digitale Dienste mit einem hohen Bedarf an Datenrate. Dazu zählen z. B. Cloud- und Videostreaming-Angebote, die für stationäre und zunehmend auch für mobile Endgeräte nachgefragt werden. In [1] wird ein exponentielles Wachstum der Übertragungskapazität prognostiziert. Der Ausbau der Übertragungskapazitäten geht jedoch auch mit einer Steigerung des Energieverbrauchs einher. Bereits heute hat die Kommunikationstechnik einen Anteil von ca. 3% am weltweiten Energieverbrauch [2]. Der Energieverbrauch würde damit auch exponentiell ansteigen, wenn die Energieeffizienz nicht im ausreichenden Maße zunimmt. Aus Kostengründen aber auch aus ökologischen Gründen sind daher Bestrebungen zur Steigerung der Energieeffizienz von großer Bedeutung.

Einen wesentlichen Anteil am Energieverbrauch eines optischen Übertragungssystems macht die digitale Kanalverzerrung aus. In [3] wird gezeigt, dass sie in dem untersuchten Weitverkehrsnetz für etwa ein Drittel des Gesamtenergieverbrauchs des Übertragungssystems verantwortlich ist und damit sogar noch einen höheren Verbrauch als optische Verstärker aufweist, die 18,8% des Gesamtenergieverbrauches verursachen. Ein Lösungsansatz zur Reduzierung des Energieverbrauchs ist die Verlagerung der Kanalverzerrung von der elektrischen in die optische Ebene. Zum Beispiel kann mit Hilfe von adaptiven optischen Filtern eine Kanalverzerrung für Restdispersion [4, 5] und auch für polarisationsabhängige Effekte wie Polarisationsmodendispersion (PMD) [6–8] realisiert werden. Adaptive optische Filter haben den Vorteil, passive optische Bauteile zu sein. Das bedeutet, dass die Signalverarbeitung selber keine Energie verbraucht. Lediglich die Berechnung der Filterkoeffizienten und die Ansteuerung von adaptiven Elementen wie z. B. optischen Phasenschiebern verbraucht Energie. Deswegen kann der Energiebedarf insbesondere im stationären Betrieb signifikant geringer sein als beim Einsatz einer digitalen Signalverarbeitung (digital signal processing, DSP).

Neben dem Energieverbrauch besitzt die optische Signalverarbeitung weitere Vorteile gegenüber der DSP. Sie ermöglicht die Realisierung von Filtern mit Bandbreiten im THz-Bereich. Die DSP eines üblichen optischen Empfängers ist hingegen eingeschränkt durch die Abtastrate des Analog-Digital-Umsetzers (analog-to-digital converter, ADC). Diese können Abtastraten bis 90 GSa/s erreichen [9]. Gemäß dem Nyquist-Shannon Abtasttheorem können also Signale mit elektrischen Bandbreiten von bis zu 45 GHz digitalisiert werden. In der Praxis ist die maximal nutzbare analoge Bandbreite in solchen ADCs jedoch niedriger als der theoretisch durch die Abtastrate gegebene Wert. Der Bandbreiten-Vorteil der optischen Signalverarbeitung ermöglicht ihr auch, Signale mit Symbolraten im TBd-Bereich zu verarbeiten, die z. B. mit optischem Zeitmultiplex erzeugt werden können [10]. Zudem wäre eine Kanalverzerrung von mehreren Wellenlängenmultiplex (wavelength-division multiplexing, WDM) Kanälen mit nur einem Entzerrer möglich [11].

Auch im Hinblick auf Raummultiplex (space-division multiplexing, SDM) kann die optische

Signalverarbeitung eine bedeutende Rolle spielen. SDM gilt als vielversprechende Lösung für die Kapazitätskrise. Diese ist dadurch gekennzeichnet, dass eine Disparität zwischen der exponentiell steigenden Nachfrage nach Übertragungskapazität und der Skalierbarkeit der aktuell eingesetzten Übertragungstechnik besteht [1]. Bei SDM mit Mehrmodenfaser (MMF) wird die Orthogonalität der räumlichen Ausbreitungsmoden ausgenutzt, um über die einzelnen Moden separate Datenkanäle zu übertragen. In MMFs kann es jedoch zu Übersprechen zwischen den einzelnen Datenkanälen kommen. Um dies zu kompensieren, ist ein Entzerrer mit mehreren Eingängen und mehreren Ausgängen (multiple-input and multiple-output, MIMO) notwendig. Die digitale Realisierung eines solchen MIMO-Entzerrers ist besonders anspruchsvoll, da die digitale Kanalentserrung aller Kanäle in einer anwendungsspezifischen integrierten Schaltung (application specific integrated circuit, ASIC) untergebracht werden muss [12]. Dabei steigt die Komplexität des für SDM in MMFs benötigten MIMO-Entzerrers mit dem Quadrat der Anzahl der Kanäle. Bei der Signalverarbeitung in digitalen Schaltungen ist daher die Anzahl der nutzbaren Datenkanäle von dem Fortschritt der Halbleitertechnologie abhängig.

Die Implementierung des MIMO-Entzerrers in der optischen Ebene kann eine Lösung für das Komplexitätsproblem sein, da optische MIMO-Entzerrer, die als photonische integrierte Schaltung (photonic integrated circuit, PIC) realisiert werden, auch modular zusammengefügt werden können. Die prinzipielle Leistungsfähigkeit von optischen Entzerrern in PIC-Form wurde bereits in verschiedenen experimentellen und simulativen Studien thematisiert. Es wurde gezeigt, dass sie erfolgreich sowohl Restdispersion [4, 5] als auch PMD [6–8] kompensieren können. Dazu können sowohl Filter mit endlicher Impulsantwort (finite impulse response, FIR) [4, 6, 7] als auch unbegrenzter Impulsantwort (infinite impulse response, IIR) [5, 8] eingesetzt werden. In [13] konnte gezeigt werden, dass IIR-Filter in bestimmten Szenarien bei gleicher Anzahl von Filterkoeffizienten leistungsfähiger sein können. Zudem gibt es auch Untersuchungen bzgl. des Einsatzes von optischen MIMO-Entzerrern in SDM-Übertragungssystemen. Bei diesen werden jedoch lediglich MIMO-Entzerrer betrachtet, die nur frequenzunabhängige Übertragungsmatrizen generieren können [14–17]. Diese können nur zusammen mit Übertragungstrecken eingesetzt werden, in denen die Unterschiede der Gruppenlaufzeit der einzelnen Ausbreitungsmoden vernachlässigbar gering sind.

Neben dem konzeptionellen Entwurf von optischen MIMO-Entzerrern ist auch die Entwicklung einer geeigneten PIC-Technologie von großer Bedeutung. In den zitierten Arbeiten bestanden die Wellenleiter der PICs aus Silizium oder mit Germanium oder Stickstoff dotiertem Siliziumdioxid. Um die prinzipielle Funktionsfähigkeit zu demonstrieren, wurde die adaptive Einstellbarkeit mit thermooptischen Phasenschiebern erreicht, die eine vergleichsweise hohe Reaktionszeit besitzen. Optimierte thermooptische Phasenschieber aus Silizium haben Reaktionszeiten von mehr als 450 ns [18], auf dotiertem Siliziumdioxid basierende Phasenschieber von mehr als 84 μ s [19]. Für den Praxiseinsatz sind jedoch Reaktionszeiten von wenigen ns notwendig, da die Kanalentserrung auch extrem schnellen Änderungen folgen muss. Mechanische Vibrationen können z. B. Drehungen des Stokes-Vektors mit Geschwindigkeiten von mehr als 283 krad/s erzeugen [20, 21]. Blitzeinschläge verursachen über den Faraday-Effekt sogar Drehungen des Stokes-Vektors von bis zu 5,1 Mrad/s [22, 23]. Diese Effekte wurden in Einmodenfasern untersucht. Die Dynamik des Kanalübersprechens in MMFs wurde in [24] und [25] untersucht. Es wurde gezeigt, dass die Geschwindigkeit der Änderungen mit der Anzahl der koppelnden Kanäle ansteigt und mehr als eine Größenordnung schneller sein kann als in Einmodenfasern. Um diesen Anforderungen zu begegnen, sollte die PIC-Technologie Phasenschieber unterstützen,

die möglichst geringe Reaktionszeiten aufweisen. Zudem ist es notwendig, dass die Wellenleiterdämpfung möglichst niedrig ist, da die optischen Filter des MIMO-Entzerrers eine hohe Anzahl von Filterstufen mit Verzögerungsleitungen aufweisen. Hohe Einfügeverluste von optischen Filtern müssten mit zusätzlicher optischer Verstärkung ausgeglichen werden.

Optische Phasenschieber für adaptive optische Filter können durch die Ausnutzung diverser physikalischer Effekte realisiert werden. Dazu zählen der thermooptische Effekt [18, 19], der elastooptische Effekt [26, 27], der Pockels-Effekt [28–30], der elektrooptische Effekt in Flüssigkristallen [31], der Kerr-Effekt [32] und der Plasma-Dispersions-Effekt [33, 34]. Unter Berücksichtigung der Anforderung an die Reaktionszeit sind der Pockels-Effekt, der Kerr-Effekt und der Plasma-Dispersions-Effekt [33, 34] geeignet. Phasenschieber auf der Basis des Plasma-Dispersions-Effektes besitzen jedoch den inhärenten Nachteil, dass aufgrund des Vorhandenseins von freien Ladungsträgern im Wellenleiter, eine signifikante optische Dämpfung auftritt. In optimierten Phasenschiebern auf der Basis des Plasma-Dispersions-Effektes wurde eine Dämpfung von mehr als 2,6 dB/cm gemessen. Phasenschieber auf der Basis des Kerr-Effektes haben gegenüber Phasenschieber auf der Basis des Pockels-Effektes den Nachteil, dass sie eine um mehr als zwei Größenordnungen höhere Spannung für eine vergleichbare Phasenverschiebung benötigen [32]. Damit ist der Pockels-Effekt am geeignetsten für Phasenschieber in adaptiven optischen Filtern. Insbesondere ermöglicht er auch eine hohe Energieeffizienz, da lediglich ein elektrisches Feld für die Änderung des Brechungsindex des Wellenleiters notwendig ist und deswegen im stationären Betrieb kein Strom fließt. Dadurch steht er im Kontrast zu thermooptischen Phasenschiebern, bei denen dauerhaft ein elektrischer Strom zum Heizen des Wellenleiters fließen muss. Bei thermooptischen Phasenschiebern mit Wellenleitern aus Siliziumoxinitrid (SiON) wurde z. B. eine elektrische Leistung von bis zu 0,32 W pro Phasenschieber benötigt [35].

Der elektrooptische Pockels-Effekt tritt in verschiedenen organischen und anorganischen Materialien auf. Für die optische Übertragungstechnik hat insbesondere LiNbO₃ [36] Bedeutung erlangt. Es wird als elektrooptisches Material in optischen Modulatoren eingesetzt. Andere anorganische elektrooptische Materialien wie z. B. BaTiO₃ [37, 38] sind Bestandteil der aktuellen Forschung. Sie haben sich in kommerziellen Modulatoren jedoch bisher nicht durchgesetzt. Neben den anorganischen Materialien tritt der elektrooptische Effekt auch in organischen Kristallen [39] und Chromophoren [40] auf. Zusammen mit optischen Polymeren wie Polycarbonat (PC) oder Polymethylmethacrylat (PMMA) können Chromophore zu EO-Polymeren funktionalisiert werden [30]. Das optische Polymer dient dabei als Wirtsmaterial und kann als Glas bzw. amorpher Festkörper selbst keinen Pockels-Effekt aufweisen. Durch einen Polungsprozess können die Chromophore in diesem ausgerichtet werden, so dass ein nicht zentrosymmetrische Symmetrie entsteht, die für den elektrooptischen Effekt notwendig ist.

Phasenschieber, die auf EO-Polymeren basieren, wurden in einer Vielzahl von Veröffentlichungen im Zusammenhang mit optischen Modulatoren untersucht. Dabei kommen prinzipiell zwei verschiedene Konzepte zum Einsatz. Im ersten Konzept wird ein Streifenwellenleiter aus einem EO-Polymer eingesetzt. Die Wellenleiterdeckschicht wird aus optischen Polymeren [41] oder Sol-Gel-Silika [42] gefertigt. Im zweiten Konzept werden Wellenleiter aus Halbleiter-Materialien realisiert. Das EO-Polymer wird am Ende des Herstellungsprozesses als Deckschicht hinzugefügt. Wegen der Kombination aus anorganischen Wellenleitern und einem organischen EO-Polymer wird die Technologie des zweiten Konzepts auch Hybridtechnologie genannt. Im Vergleich hat das erste Konzept den Nachteil, dass es wegen des geringeren Brechungsindexkontrastes und des Streifenwellenleiter-Aufbaus nicht für die Realisierung von Wellenleitern mit geringen Krüm-

mungsradien geeignet ist. Wellenleiter mit geringen Krümmungsradien sind jedoch für optische IIR-Filtern mit Ringresonatoren notwendig. Aus diesem Grund ist das zweite Konzept besser als Kandidat für die Realisierung von adaptiven optischen Filtern für optische MIMO-Entzerrer geeignet.

Innerhalb des Konzepts der Hybridtechnologie gibt es verschiedene Varianten für den Aufbau eines Phasenschiebers. Wird ein möglichst geringes Spannungslängenprodukt gefordert, bieten sich Schlitzwellenleiter aus Silizium an [40, 43]. Ist jedoch die Wellenleiterdämpfung entscheidend, können die geringsten Werte mit rechteckigen Wellenleiterkernen erreicht werden. Dies konnte auch in eigenen Vorarbeiten [P1] mit SiON als Kernmaterial gezeigt werden. Für Phasenschieber in adaptiven optischen Filtern muss ein Kompromiss zwischen Spannungslängenprodukt und Wellenleiterdämpfung gefunden werden.

In dieser Arbeit wurden weitergehende Untersuchungen zur Hybridtechnologie durchgeführt. Dies geschah in Hinblick auf die Realisierung von adaptiven optischen Filtern. Dazu wurde mittels chemischer Gasphasenabscheidung erzeugtes SiOC hinsichtlich seiner optischen Eigenschaften und seiner Eignung als Material für optische Wellenleiter untersucht. Erstmals wurden im Rahmen dieser Arbeit Messergebnisse zu diesem Thema veröffentlicht [P2]. Diese zeigen, dass sowohl eine niedrige Wellenleiterdämpfung möglich ist als auch eine weite Einstellbarkeit des Brechungsindex zwischen dem von SiO₂ und dem von SiC. Im Vergleich zu SiON besteht der Vorteil, dass SiOC nicht die im optischen C-Band stark absorbierende N-H-Bindung besitzt. Aus diesem Grund kann ein Hochtemperaturprozess zur Austreibung des Wasserstoffs vermieden werden. In diesem Hochtemperaturprozess treten im Wafer hohe mechanische Spannungen auf, die zu Rissen führen können. Weil diese Problematik mit steigendem Brechungsindex ansteigt, ist SiON, das durch wasserstoffhaltige Prozessgase erzeugt wird, nur mit Einschränkungen hinsichtlich der Einstellbarkeit des Brechungsindex und der Wellenleiterdimensionen einsetzbar. Wird SiON mit deuterierten Prozessgasen hergestellt, sind die Verluste durch Absorption im optischen C-Band vernachlässigbar gering und ein problematischer Hochtemperaturprozess unnötig. Im Vergleich zu deuteriertem SiON besitzt SiOC die Vorteile, dass keine kostenintensiven deuterierten Prozessgase eingesetzt werden müssen und dass der Brechungsindex über einen größeren Bereich eingestellt werden kann.

In weiteren Untersuchungen wurden Phasenschieber in einer auf SiOC und EO-Polymeren basierenden Hybridtechnologie erfolgreich realisiert und vermessen. Daneben wurden auch besonders effiziente Phasenschieber auf der Basis von Flüssigkristallen in einem Mach-Zehnder-Interferometer (MZI) und einem Filter erster Ordnung hergestellt [P3]. Durch diese Phasenschieber konnte das Filter über seinen gesamten freien Spektralbereich eingestellt werden. Zwar sind auf Flüssigkristallen basierende Phasenschieber nicht schnell genug für den Einsatz in optischen MIMO-Entzerrern, jedoch bieten sie die Möglichkeit, die prinzipielle Funktionsfähigkeit von Entwürfen von adaptiven optischen Filtern zu untersuchen, ohne dass wie bei EO-Polymeren ein Polungsprozess durchgeführt werden muss. Auf diese Weise konnte gezeigt werden, dass sich ein adaptives optisches Filter mit der in dieser Arbeit vorgestellten Hybridtechnologie realisieren lässt.

Neben den experimentellen Untersuchungen wurden auch Simulationen zur Leistungsfähigkeit von adaptiven optischen Filtern in optischen MIMO-Entzerrern durchgeführt. Diese dienen dazu, geeignete Filtertypen und Methoden zur Regelung von adaptiven optischen Filtern zu identifizieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuer, auf dem Simplexverfahren basierender

Regelungsalgorithmus für adaptive optische Filter entwickelt. Dieser zeigt in den Simulationen eine schnellere Reaktionszeit als auf Gradienten basierende Verfahren [P4]. Erstmals wird in dieser Arbeit auch ein Konzept für endlos einstellbare adaptive optische Filter präsentiert. Dieses basiert auf endlos einstellbaren Phasenschiebern [44]. Es kann von den Arbeiten von Noé zu endlos einstellbaren Polstellern [45, 46] dadurch abgegrenzt werden, dass innerhalb der integrierten optischen Schaltung nicht gezielt die Kopplung zwischen TE- und TM-Modus eingestellt wird, sondern lediglich die Phase eines Ausbreitungsmodus. Deswegen kann das in dieser Arbeit vorgestellte Konzept ohne Weiteres auch in optischen MIMO-Entzerrern für SDM-Übertragungssysteme angewendet werden, in denen nicht nur eine Kopplung zwischen Polarisationsmoden sondern auch eine Kopplung zwischen räumlichen Moden stattfindet.

Die Dissertation besteht aus sechs Kapiteln. Nach der Einleitung werden zunächst in Kapitel 2 die Grundlagen der simulativen und experimentellen Untersuchungen beschrieben. Anschließend werden in Kapitel 3 die simulativen Untersuchungen behandelt. Dabei wird der Aufbau und die Funktionsweise des Simulationsprogramms erklärt, mit dem ein optisches Übertragungssystem mit einem optischen MIMO-Entzerrer simuliert wurde. Es wird insbesondere auf die Schwerpunkte Fehlerkriterien, Filtertypen und Regelungsalgorithmen eingegangen. Die Simulationsergebnisse werden präsentiert und eingeordnet. In Kapitel 4 geht es um SiOC als Material für optische Wellenleiter. Die optischen Eigenschaften von SiOC in Abhängigkeit der Abscheideparameter werden thematisiert. Dazu werden die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen mit Fourier-Transformations-Infrarot (FTIR)-Spektroskopie, Ellipsometrie und Rasterkraftmikroskopie (atomic force microscopy, AFM) präsentiert. Abschließend wird in dem Kapitel auf die Wellenleiterdämpfung eingegangen, die experimentell erzielten Ergebnisse gezeigt und mit den Ergebnissen aus anderen Studien verglichen. Kapitel 5 behandelt die experimentellen Untersuchungen zu optischen Phasenschiebern und adaptiven optischen Filtern. Es wird erklärt wie ein MZI mit auf EO-Polymeren basierenden Phasenschiebern in Hybridtechnologie entworfen und realisiert wurde. Anschließend wird auf den Messaufbau und die erzielten Ergebnisse eingegangen. Die Untersuchungen zu einem MZI und einem Filter mit auf Flüssigkristallen basierenden Phasenschiebern werden präsentiert. Auch dazu werden die Herstellungsprozesse und die verwendeten Messaufbauten zur Charakterisierung der realisierten Strukturen beschrieben. Die erzielten Ergebnisse werden präsentiert und eingeordnet. In Kapitel 6 wird die Arbeit mit einem Fazit und einem Ausblick abgeschlossen.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen zum Verständnis der wissenschaftlichen Untersuchungen dieser Arbeit erklärt. Zunächst wird der Aufbau eines faserbasierten optischen Übertragungssystems beschrieben und insbesondere auf die Signalverarbeitung eingegangen, um die Anwendung von optischen MIMO-Entzerrern zu verdeutlichen. Es werden die linearen Störeffekte in faserbasierten Übertragungssystemen und deren mathematische Beschreibung im einzelnen erklärt. Anschließend werden optische MIMO-Entzerrer und deren Aufbau aus Kreuzinterferenzstruktur, adaptiven optischen Filtern und Regelungsschaltung behandelt. Abschließend wird auf die Realisierung von adaptiven optischen Filtern als PIC eingegangen. Dabei wird der Schwerpunkt auf eine Hybridtechnologie gelegt, in der auf dotiertem Siliziumoxid basierende optische Wellenleiter mit einem EO-Polymer kombiniert werden.

2.1 Faserbasierte optische Übertragungssysteme

In diesem Unterkapitel wird zunächst der grundlegende Aufbau und die Funktionsweise eines faserbasierten optischen Übertragungssystems für Metro- und Weitverkehrsnetze beschrieben. Es wird detailliert auf den Aufbau des Empfängers eingegangen, um den Einsatzort und die Funktionsweise von optischen MIMO-Entzerrern hervorzuheben. Dazu wird auch die digitale und die optische Realisierung des MIMO-Entzerrers gegenübergestellt.

Abb. 2.1 zeigt das grundlegende Blockschaltbild eines optischen Übertragungssystems mit WDM, Polarisationsmultiplex (polarization-division multiplexing, PDM) und SDM (Raummodenmultiplex).

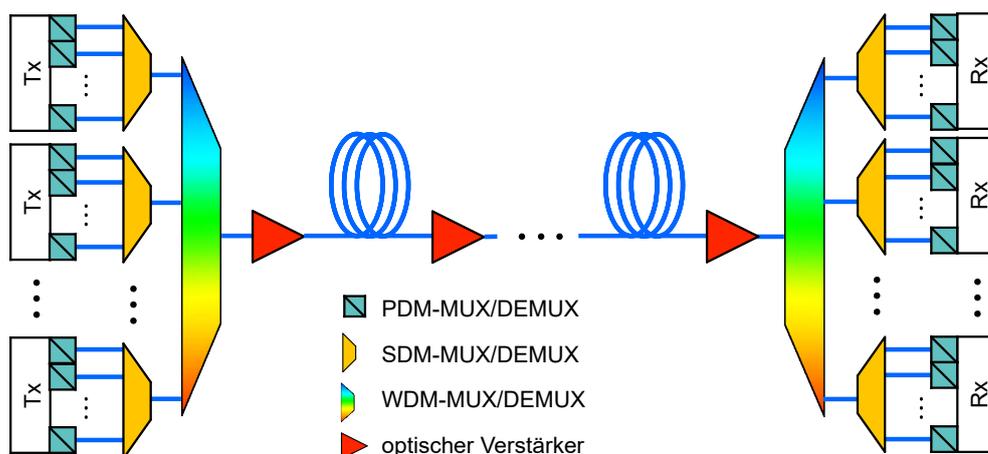


Abbildung 2.1: Blockschaltbild eines optischen Übertragungssystems mit PDM, SDM und WDM.

Während WDM und PDM in aktuellen Metro- und Weitverkehrsnetzen verbreitete Verfahren sind, befindet sich SDM mit Raummodenmultiplex noch in der Entwicklungsphase. Es wird in diese Beschreibung mit aufgenommen, um die Vorteile von optischen Entzerrern insbesondere für zukünftige Übertragungssysteme mit SDM und mehrmodigen Verstärkern herauszustellen.

Auf der linken Seite in Abb. 2.1 befinden sich die Sender, die mit Tx bezeichnet werden. Diese bestehen im wesentlichen aus einem Laser, optischen Modulatoren, einem Polarisationsstrahlteiler und einer elektronischen Baugruppe, die elektrische Eingangssignale in Steuersignale für die Modulatoren umwandelt. Neben der Amplitudenmodulation haben sich auch höherstufige Modulationsverfahren wie die Quadraturphasenumtastung (quadrature phase shift keying, QPSK) bzw. die Quadraturamplitudenmodulation (QAM) etabliert, die eine höhere spektrale Effizienz besitzen.

In dem dargestellten optischen Übertragungssystem werden PDM, SDM und WDM eingesetzt. Beim PDM wird ausgenutzt, dass zwei orthogonale Polarisationszustände existieren, auf denen jeweils ein unabhängiger Datenstrom übertragen werden kann. SDM nutzt den im Vergleich zu Einmodenfasern zusätzlichen räumlichen Freiheitsgrad von MMFs oder Mehrkernfasern (multi-core fiber, MCF), um die Kapazität zu steigern. Die Orthogonalität der einzelnen räumlichen Moden ermöglicht es, über sie unabhängige Kanäle zu übertragen. Beim WDM werden mehrere Trägerwellenlängen eingesetzt, auf denen jeweils ein eigener Kanal übertragen wird.

Nach den Sendern befinden sich die Multiplexer für SDM. Die Signale werden in die einzelnen räumlichen Moden einer Mehrmodenfaser eingekoppelt. Diese führt zu einem WDM-Multiplexer. Dabei handelt es sich um eine Filterstruktur, die Signale mit unterschiedlichen Trägerwellenlängen auf einen Übertragungskanal zusammenführt.

Nach dem WDM-Multiplexer durchlaufen die Signale zunächst einen optischen Leistungsverstärker. Danach befinden sich nach Streckenabschnitten von typischerweise 60 km bis 110 km weitere Verstärker. Erbium-dotierte Faserverstärker eignen sich für Übertragungssysteme dieser Art, da sie eine breitbandige Verstärkung im optischen C-Band ermöglichen. Am Ende des letzten Streckenabschnittes wird das Signal von einem optischen Vorverstärker noch einmal für die Empfänger verstärkt.

Vor den Empfängern, die mit Rx bezeichnet werden, befinden sich die Demultiplexer. Als erstes werden mit einem WDM-Demultiplexer die Signale mit unterschiedlichen Trägerwellenlängen getrennt. Anschließend koppeln SDM-Demultiplexer die Signale der räumlichen Moden in Ausgangsfasern. Diese führen zu den einzelnen Empfängern.

An den Empfängern werden jeweils die Polarisationszustände geteilt. Die Signale werden von der optischen in die elektrische Ebene gewandelt. Dazu kommen in dem betrachteten Übertragungssystem kohärente Empfänger zum Einsatz, die sowohl die Amplitude als auch die Phase detektieren können. Zum einen ermöglicht dies den Einsatz von höherstufigen Modulationsformaten. Zum anderen kann eine DSP durchgeführt werden, um Störeffekte zu kompensieren und die empfangenen Symbole in binäre Ausgangssignale umzuwandeln.

Das Blockschaltbild eines kohärenten Empfängers mit DSP wird in Abb. 2.2 dargestellt. Der Aufbau und die Darstellung ist nach [47]. Nach dem Demultiplexen werden die Signale der einzelnen Polarisationszustände und der räumlichen Moden jeweils in einem 90°-Hybriden mit einem Lokaloszillatorsignal überlagert. Die relative Phase zwischen Lokaloszillatorsignal und

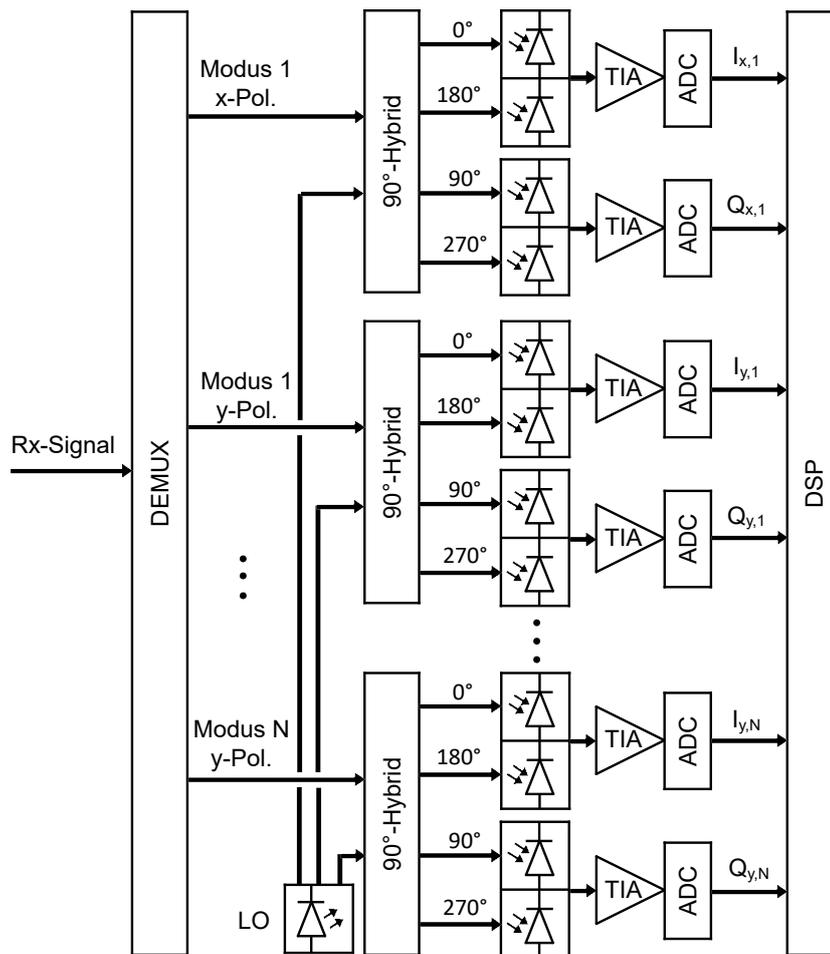


Abbildung 2.2: Blockschaltbild eines kohärenten Empfängers für PDM/SDM-Übertragungssysteme nach [47]. In einer DSP müssen alle Kanäle zusammen verarbeitet werden.

Signal ist dabei abhängig vom jeweiligen Ausgang. Der Anteil des Signals mit einer Phasendifferenz von 0° zum Lokaloszillatorsignal wird in Phase (I)-Anteil genannt und der Anteil mit einer Phasendifferenz von 90° Quadraturphase (Q)-Anteil. Die Signale mit einer Phasendifferenz von 180° bzw. 270° stellen die invertierten I- bzw. Q-Anteile dar. Mit Paaren von Photodioden wird eine Gegentaktmischung realisiert. Der I- und Q-Anteil der Signale der Polarisationszustände und der räumlichen Moden wird in die elektrische Ebene überführt und anschließend mit einem Transimpedanzverstärker (transimpedance amplifier, TIA) verstärkt. Danach werden die Signale für die weitere Signalverarbeitung mit einem ADC digitalisiert.

Die Abfolge der DSP-Funktionen ist in Abb. 2.3 dargestellt. Zunächst werden Fehler der Amplitude und der Phase zwischen den I- und Q-Anteilen kompensiert. Diese haben ihren Ursprung in nicht perfekten Sender- und Empfängerbauteilen. Danach folgt die Kanalverzerrung. Dabei kann zwischen einer statischen und einer adaptiven Entzerrung unterschieden werden. In der statischen Kanalverzerrung wird Störeffekten begegnet, die auf Zeitskalen von mehr als einer

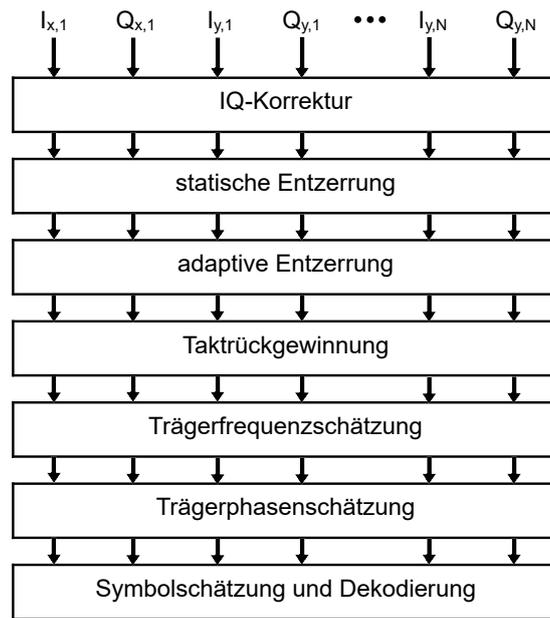


Abbildung 2.3: Abfolge der DSP-Funktionen für optische Übertragungssysteme mit PDM/SDM nach [47].

Sekunde variieren. Dabei ist die chromatische Dispersion (CD) in erster Linie von Bedeutung. Aber auch der nichtlineare Effekt Selbstphasenmodulation kann berücksichtigt werden. Während CD ein linearer Effekt ist und damit in der Theorie vollständig kompensiert werden kann, ist das Potenzial zur Kompensation der Störung durch Selbstphasenmodulation auf eine Verbesserung des Störabstandes von weniger als 0,5 dB beschränkt [47]. In der adaptiven Entzerrung kommt ein MIMO-Entzerrer zum Einsatz, der die Aufgabe hat, kanalabhängige Störeffekte zu kompensieren und ein Kanalübersprechen rückgängig zu machen. Dabei werden lineare Störeffekte kompensiert, die von den Polarisationszuständen und den räumlichen Moden abhängen. Dazu zählt die PMD, der polarisationsabhängige Verlust (polarization dependent loss, PDL), die differentielle modenabhängige Gruppenlaufzeit (differential mode group delay, DMGD), der modenabhängige Verlust (mode dependent loss, MDL) und der modenabhängige Gewinn (mode dependent gain, MDG). Die Störeffekte PDL, MDL und MDG können die Orthogonalität zwischen einzelnen Kanälen auflösen. Dadurch können die Kanäle nach der Entzerrung unterschiedlich starkes Rauschen aufweisen. Dieser Effekt kann durch einen MIMO-Entzerrer nicht kompensiert werden. Die Taktrückgewinnung bestimmt die Taktphase im Empfänger. Es folgen die Frequenzschätzung und die Phasenschätzung, in denen der Frequenz- bzw. der Phasenversatz zwischen Trägersignal und Lokaloszillatorsignal ausgeglichen wird. Abschließend findet eine Symbolschätzung statt und das Signal wird dekodiert. Dabei werden Verfahren der Vorwärtsfehlerkorrektur (forward error correction, FEC) eingesetzt, um eine fehlerfreie Datenübertragung zu gewährleisten.

Wird anstelle des digitalen MIMO-Entzerrers ein optischer verwendet, ergeben sich für den kohärenten Empfänger und die Abfolge der DSP-Funktionen die in Abb. 2.4 und Abb. 2.5 dargestellten Blockschaltbilder. Nach dem Demultiplexer werden die nach Polarisationszuständen und räumlichen Moden getrennten Signale zu dem optischen MIMO-Entzerrer geführt. Dieser

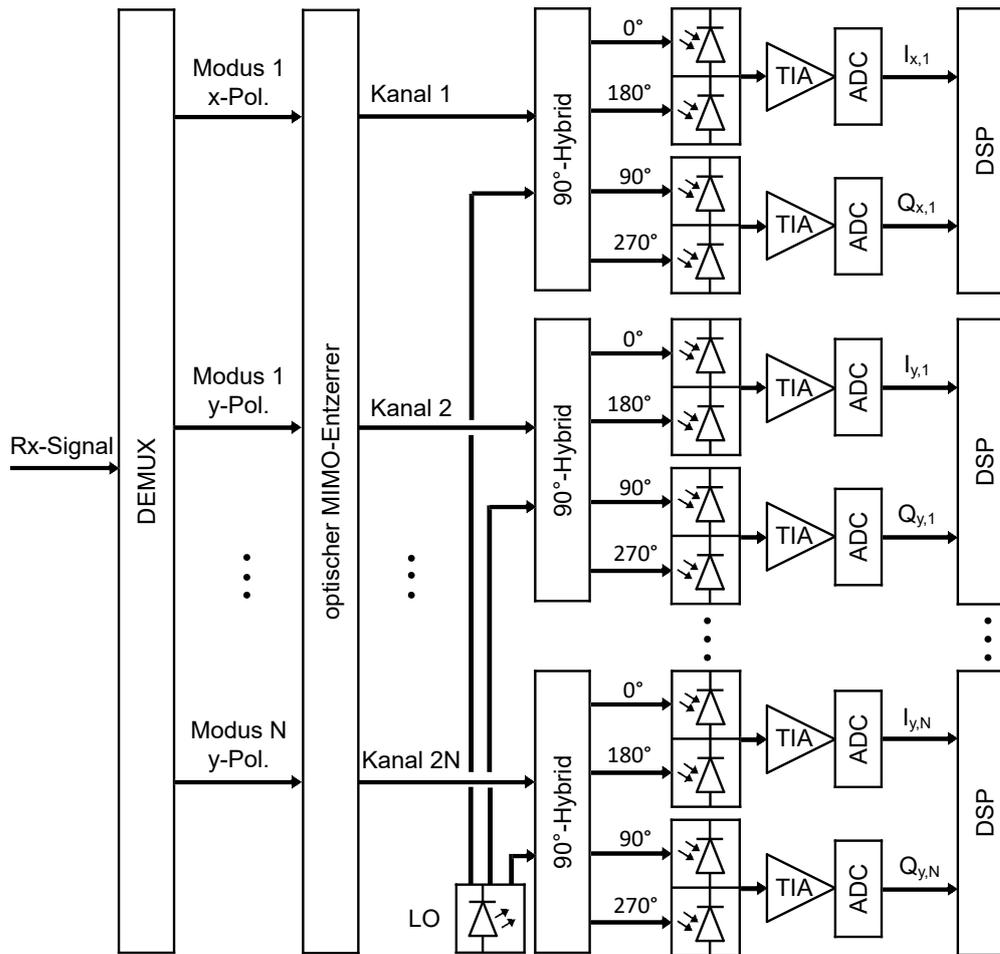


Abbildung 2.4: Blockschaltbild eines kohärenten Empfängers für Übertragungssysteme mit PDM/SDM, bei dem anstelle eines digitalen MIMO-Entzerrers ein optischer eingesetzt wird. Die DSP kann für jeden Kanal unabhängig durchgeführt werden.

übernimmt die Aufgaben des digitalen MIMO-Entzerrers. Das Kanalübersprechen wird bereits in der optischen Ebene kompensiert. Die Signale werden in Form ihrer I- und Q-Anteile in die elektrische Ebene überführt und durch die ADCs digitalisiert. Zur Regelung des optischen MIMO-Entzerrers muss ein Maß für die Signalqualität aus der DSP zur elektrischen Regelungsschaltung des optischen MIMO-Entzerrers übermittelt werden. Der Wegfall der adaptiven Entzerrung in der DSP hat den bedeutenden Vorteil, dass die Signale der Polarisationszustände und der räumlichen Moden in getrennten DSP-Einheiten verarbeitet werden können und nicht wie in der digitalen Realisierung in einer einzelnen DSP-Einheit durchgeführt werden müssen. Dies ist insbesondere für SDM ein entscheidender Vorteil. Während in einem Einmoden-Übertragungssystem mit PDM ein 2×2 MIMO-Entzerrer ausreicht, kann bei Übertragungssystemen mit SDM ein $2N \times 2N$ MIMO-Entzerrer notwendig sein. Hierbei bezeichnet N die Anzahl an räumlichen Moden, die zur Datenübertragung genutzt werden. Sie besitzen jeweils zwei Polarisationszustände. Die Komplexität der als ASIC realisierbaren DSP ist durch den Fortschritt der Halbleitertechnologie limitiert. Dadurch ergibt sich eine Kopplung

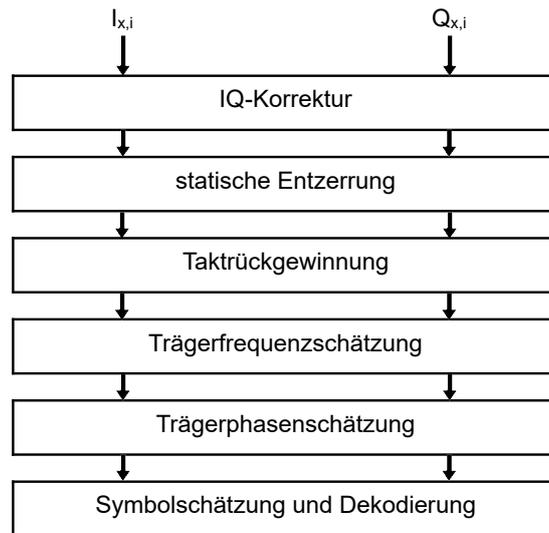


Abbildung 2.5: Abfolge der DSP-Funktionen eines Kanals für optische Übertragungssysteme mit PDM/SDM und einem optischen MIMO-Entzerrer. Die adaptive Entzerrung ist ausgelagert in die optische Ebene.

der maximalen Anzahl an nutzbaren Moden an diesen Fortschritt, wenn ein digitaler MIMO-Entzerrer eingesetzt wird. Optische MIMO-Entzerrer können modular aus mehreren PICs zusammengesetzt werden. Dadurch kann mit ihnen einfacher auf eine ansteigende Komplexität der Signalverarbeitung reagiert werden.

2.2 Lineare Störeffekte und deren mathematische Beschreibung

In diesem Unterkapitel wird zunächst darauf eingegangen, wie die Auswirkungen von linearen Störeffekten durch die Theorie der linearen Systemen und den verallgemeinerten Jones-Kalkulus beschrieben werden können. Anschließend werden die linearen Störeffekte einzeln vorgestellt und aufgezeigt, wie diese zusammengefasst werden können. Dabei geht es sowohl um Effekte wie PMD, und DMGD, als auch um Effekte wie PDL, MDL und MDG, die die Gesamtsignalleistung verringern bzw. verstärken.

2.2.1 Formalismus zur Beschreibung von linearen Störeffekten

Lineare Systeme

Als linear wird ein System bezeichnet, für das das Superpositionsprinzip gilt. Das heißt, dass eine beliebige Summe von Eingangssignalen zu einer proportionalen Summe von Ausgangssignalen führt. Diese Systeme können mit einer zeitabhängigen Impulsantwort $g(t)$ bzw. einer Übertragungsfunktion $G(\omega)$, die von der Kreisfrequenz ω abhängt, beschrieben werden. Die

Übertragungsfunktion stellt dabei die Fouriertransformierte der Impulsantwort $\mathcal{F}\{g(t)\}$ dar:

$$G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t)e^{-j\omega t} dt = \mathcal{F}\{g(t)\}. \quad (2.1)$$

Die Wirkung eines linearen Systems auf ein Signal kann also entweder durch eine Faltung mit der Impulsantwort im Zeitbereich

$$s_{\text{aus}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} s_{\text{ein}}(\tau)g(t - \tau) d\tau = s_{\text{ein}}(t) * g(t) \quad (2.2)$$

oder durch eine Multiplikation mit der Übertragungsfunktion im Frequenzbereich

$$S_{\text{aus}}(\omega) = S_{\text{ein}}(\omega) \cdot G(\omega) = \mathcal{F}\{s_{\text{ein}}(t) * g(t)\} \quad (2.3)$$

beschrieben werden. Dabei sind $s_{\text{ein}}(t)$ und $s_{\text{aus}}(t)$ ein Ein- bzw. Ausgangssignal im Zeitbereich und $S_{\text{ein}}(\omega)$ und $S_{\text{aus}}(\omega)$ die Spektren des Ein- bzw. Ausgangssignals.

Die Übertragungsfunktion ist in der Regel eine komplexe frequenzabhängige Funktion. Sie besitzt dadurch einen Amplitudengang und einen Phasengang. Der Amplitudengang $|G(\omega)|$ beschreibt den frequenzabhängigen Verlauf des Betrags der Übertragungsfunktion und der Phasengang $\arg(G(\omega))$ den der komplexen Phase der Übertragungsfunktion. Durch die Ableitung des Phasenganges nach der Kreisfrequenz ergibt sich die Gruppenlaufzeit

$$\tau_{\text{gr}} = -\frac{\partial}{\partial \omega} \arg(G(\omega)). \quad (2.4)$$

Dieser Zusammenhang lässt sich an einem einfachen Beispiel veranschaulichen. Gegeben sei eine Impulsantwort

$$g(t) = \delta(t - \tau_0), \quad (2.5)$$

die eine zeitliche Verschiebung beschreibt. Dabei ist δ die Delta-Distribution und τ_0 beschreibt eine zeitlichen Verschiebung. Durch Fouriertransformation wird die Übertragungsfunktion $G(\omega)$ zu

$$\mathcal{F}\{g(t)\} = e^{-j\omega\tau_0} \quad (2.6)$$

berechnet. Wird nun die negative Ableitung der Phase gebildet, resultiert daraus wieder die Verzögerungszeit τ_0 :

$$\tau_{\text{gr}} = -\frac{\partial}{\partial \omega} \arg(e^{-j\omega\tau_0}) = -\frac{\partial}{\partial \omega} (-\omega\tau_0) = \tau_0. \quad (2.7)$$

Die Gruppenlaufzeit eines linearen Systems wird also über die Steigung des Phasenganges bestimmt. Ist der Phasengang nichtlinear, hängt auch die Gruppenlaufzeit von der Kreisfrequenz ab. Dies ergibt eine Verzerrung des Signals.

Jones-Kalkulus

Im konventionellen Jones Kalkulus werden die beiden komplexen E-Feld Amplituden E_x und E_y der orthogonalen Polarisationszustände in sogenannten Jones Vektoren \vec{J} zusammengefasst:

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Die Übertragungseigenschaften von linearen optischen Bauteilen können durch eine Übertragungsmatrix \mathbf{M} beschrieben werden. Gleichung 2.9 zeigt, wie durch die Multiplikation von einem Jones-Vektor am Eingang eines Bauteils $\vec{\mathbf{J}}_{\text{ein}}$ mit der Übertragungsmatrix des Bauteils \mathbf{M} der Jones-Vektor am Ausgang des Bauteils $\vec{\mathbf{J}}_{\text{aus}}$ berechnet wird.

$$\mathbf{M} \cdot \vec{\mathbf{J}}_{\text{ein}} = \vec{\mathbf{J}}_{\text{aus}} \quad (2.9)$$

Besitzt das Bauteil eine frequenzabhängige Übertragungsmatrix, dann findet diese Multiplikation im Frequenzbereich statt. Werden mehrere Bauteile kaskadiert, können entsprechend ihrer Reihenfolge im System die Übertragungsmatrizen der einzelnen Bauteile multipliziert werden, um eine Gesamtübertragungsmatrix zu erhalten. Dies ist für drei Bauteile mit den Übertragungsmatrizen \mathbf{M}_1 , \mathbf{M}_2 bzw. \mathbf{M}_3 beispielhaft in Gleichung 2.10 gezeigt:

$$\mathbf{M}_3 \cdot \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_1 \cdot \vec{\mathbf{J}}_{\text{ein}} = \vec{\mathbf{J}}_{\text{aus}}. \quad (2.10)$$

Das Signal durchläuft in diesem Beispiel als erstes das Bauteil mit der Übertragungsmatrix \mathbf{M}_1 .

Der konventionelle Jones-Kalkulus eignet sich, um lineare Effekte in Einmodenfasern zu beschreiben. Für die Beschreibung von MMFs, in denen die einzelnen räumlichen Moden untereinander überkoppeln können, muss der Jones-Kalkulus verallgemeinert werden. Dazu werden zum Jones-Vektor die komplexen Amplituden der E-Felder aller zu berücksichtigenden räumlichen Moden hinzugefügt. Die Dimensionalität des Jones-Vektors erhöht sich so auf $2N$. Dabei ist N die Anzahl der zu berücksichtigenden räumlichen Moden. Die komplexen E-Feld Amplituden erhalten zwei Indizes. Der erste kennzeichnet den räumlichen Modus und der zweite den Polarisationszustand. Anhand von Gleichung 2.11 wird das Konzept des verallgemeinerten Jones Vektors veranschaulicht,

$$\vec{\mathbf{J}} = \begin{pmatrix} E_{1,x} \\ E_{1,y} \\ E_{2,x} \\ E_{2,y} \\ \vdots \\ E_{N,x} \\ E_{N,y} \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Entsprechend der Erhöhung der Dimensionalität der verallgemeinerten Jones-Vektoren auf $2N$ Dimensionen erhöht sich die Größe der Übertragungsmatrizen auf $2N \times 2N$.

2.2.2 Lineare Störeffekte

Lineare Modenkopplung

Die lineare Modenkopplung (LMK) beschreibt das leistungsunabhängige Überkoppeln zwischen den einzelnen Polarisationszuständen und räumlichen Moden. Sie wird durch verschiedene Ursachen wie z. B. Fertigungstoleranzen [48], Spleißstellen [49], Steckverbindungen [50, 51] oder elektromagnetische Einflüsse [48] hervorgerufen. Besonders ausgeprägt ist die Kopplung zwischen Moden, die vergleichbare Ausbreitungskonstanten besitzen. Während die Polarisationszustände

in nicht stark doppelbrechenden Fasern im Allgemeinen stark koppeln, hängt die Kopplung zwischen räumlichen Moden in MMFs von der jeweiligen Art der Faser ab. Im Folgenden wird auf die Fasertypen Einmodenfaser, MMF, MCF und Ringkernfaser (ring-core fiber, RCF) im einzelnen eingegangen. Die Querschnitte dieser Fasern werden zur Veranschaulichung in Abb. 2.6 gezeigt.

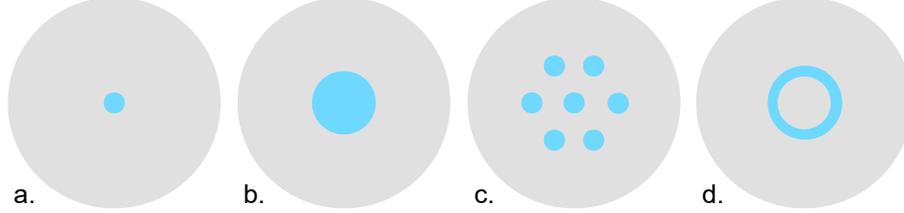


Abbildung 2.6: Schematischer Querschnitt von verschiedenen Fasertypen für optische Übertragungssysteme: a. Einmodenfaser, b. MMF, c. MCF, d. RCF. Die Wellenleiterkerne sind in blau dargestellt.

In einer Einmodenfaser koppeln die beiden Polarisationszustände. Diese Kopplung kann durch eine 2×2 Matrix beschrieben werden:

$$\mathbf{M}_{\text{LMK}} = \begin{pmatrix} \kappa_{1,1} & \kappa_{1,2} \\ \kappa_{2,1} & \kappa_{2,2} \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Dabei beschreiben die Kopplungskoeffizienten $\kappa_{i,j}$ die Stärke der Überkopplung. Diese Kopplungsmatrizen sind unitäre Matrizen. Dies hat zur Folge, dass die Kopplungskoeffizienten voneinander abhängen. Zum Beispiel gelten für die Kopplungskoeffizienten einer 2×2 Matrix die Zusammenhänge $\kappa_{1,1} = \kappa_{2,2}^*$ und $\kappa_{1,2} = -\kappa_{2,1}^*$. Dabei wird mit $*$ die komplexe Konjugation bezeichnet.

Für die Beschreibung der Kopplung in MMFs müssen höherdimensionale Matrizen eingesetzt werden. Je nach Beschaffenheit der Faser fällt die Kopplung zwischen einzelnen Moden verschieden stark aus oder kann für bestimmte Modenpaare auch vernachlässigt werden. Im Allgemeinen ist eine Kopplungsmatrix jedoch voll besetzt und hat die folgende Gestalt:

$$\mathbf{M}_{\text{LMK}} = \begin{pmatrix} \kappa_{1,1} & \kappa_{1,2} & \cdots & \kappa_{1,2N} \\ \kappa_{2,1} & \kappa_{2,2} & \cdots & \kappa_{2,2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \kappa_{2N,1} & \kappa_{2N,2} & \cdots & \kappa_{2N,2N} \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Wenn jedoch die Kopplung zwischen bestimmten Moden vernachlässigt werden kann, können die Kopplungskoeffizienten für diese Moden auf 0 gesetzt werden. Zum Beispiel kann für die Kopplungsmatrix in einer nur innerhalb der Modengruppen koppelnden Wenigmodenfaser (few-mode fiber, FMF) mit dem linear polarisierten (LP) Grundmodus LP_{10} und den zwei entarteten

LP₁₁ Moden die reduzierte Form

$$\mathbf{M}_{\text{LMK}} = \begin{pmatrix} \kappa_{1,1} & \kappa_{1,2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \kappa_{2,1} & \kappa_{2,2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{3,3} & \kappa_{3,4} & \kappa_{3,5} & \kappa_{3,6} \\ 0 & 0 & \kappa_{4,3} & \kappa_{4,4} & \kappa_{4,5} & \kappa_{4,6} \\ 0 & 0 & \kappa_{5,3} & \kappa_{5,4} & \kappa_{5,5} & \kappa_{5,6} \\ 0 & 0 & \kappa_{6,3} & \kappa_{6,4} & \kappa_{6,5} & \kappa_{6,6} \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

angenommen werden.

Auch in MCFs kann es notwendig sein, die Kopplung zwischen den Moden der einzelnen Kerne zu berücksichtigen. Für die Beschreibung dieser Überkopplung kann eine Matrix wie in Gleichung 2.13 verwendet werden.

RCFs verhalten sich ähnlich wie nur innerhalb der Modengruppen koppelnde MMFs. In ihnen koppeln im wesentlichen nur entartete Moden. Die Kopplung zwischen Moden, die nicht zueinander entartet sind, kann vernachlässigt werden.

Die Werte der Kopplungskoeffizienten sind Gegenstand der aktuellen Forschung. Zur Simulation der Kopplung zwischen Polarisationszuständen ist es üblich, die Kopplungskoeffizienten nach dem Zufallsprinzip gleichverteilt zu erzeugen [52]. Gleichverteilt bedeutet dabei, dass die resultierenden Polarisationszustände auf der Oberfläche der Poincarékugel gleichverteilt sind.

Differentielle Gruppenlaufzeit bei Polarisationszuständen und räumlichen Moden

Die differentielle Gruppenlaufzeit (differential group delay, DGD) gibt die Differenz zwischen Gruppenlaufzeiten verschiedener Polarisationszustände oder räumlicher Moden an. Ein Unterschied der Gruppenlaufzeit zwischen zwei Polarisationszuständen entsteht durch Doppelbrechung, die durch Fertigungsschwankungen oder äußere Einflüsse wie z. B. eine mechanische Biegung in der Faser entstehen kann. Gruppenlaufzeitunterschiede zwischen räumlichen Moden entstehen durch die unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten der einzelnen räumlichen Moden.

Zur Beschreibung der Gruppenlaufzeiten können Übertragungsfunktionen der Form $e^{-j\omega\tau_i(\omega)}$ verwendet. Dabei beschreibt $\tau_i(\omega)$ die frequenzabhängige Gruppenlaufzeit des Modus mit dem Index i . Zur Beschreibung der DGD wird, wie in Gleichung 2.15 gezeigt, eine Übertragungsmatrix aufgestellt, die auf ihrer Hauptdiagonalen die Übertragungsfunktionen der einzelnen Ausbreitungsmoden hat.

$$\mathbf{M}_{\text{DGD}} = \begin{pmatrix} e^{-j\omega\tau_1(\omega)} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & e^{-j\omega\tau_2(\omega)} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & e^{-j\omega\tau_N(\omega)} \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Prinzipiell findet keine Signalverzerrung statt, wenn einzelne Datenkanäle unterschiedliche Gruppenlaufzeiten haben und die Frequenzabhängigkeit der Gruppenlaufzeiten vernachlässigbar ist.

Wenn jedoch zusätzlich LMK stattfindet, überlagern sich zum einen die Signale der verschiedenen Kanäle. Zum anderen kommt es zu einer Überlagerung mit zeitversetzten Versionen des gleichen Signals. Dadurch entsteht eine Frequenzabhängigkeit der Gruppenlaufzeit auch wenn die Gruppenlaufzeiten in Segmenten, in denen keine LMK stattfindet, nicht von der Frequenz abhängen.

Von Polarisationszuständen und räumlichen Moden abhängiger Verlust und Gewinn

Wenn ein optisches Bauteil bei den einzelnen Polarisationszuständen oder räumlichen Moden unterschiedliche Verluste erzeugt, liegt PDL bzw. MDL vor. Dem gegenüber steht der in Mehrmodenverstärker auftretende MDG. Die Einflüsse von MDL und MDG auf die Signalqualität sind aktuelle Forschungsthemen, während die Einflüsse von PDL bereits intensiv studiert wurden [52, 53].

Zur Beschreibung der Effekte kann eine Matrix verwendet werden, die auf ihrer Hauptdiagonalen Verlust- bzw. Gewinnfaktoren α_i besitzt. Verlustfaktoren sind dabei durch Werte von α_i kleiner eins charakterisiert. In der folgenden Gleichung wird deren Form dargestellt:

$$\mathbf{M}_{\text{PDL/MDL/MDG}} = \begin{pmatrix} \alpha_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \alpha_2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & \alpha_{2N} \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Treten die Störeffekte PDL, MDL und MDG zusammen mit LMK auf, lässt sich die Gesamtübertragungsmatrix nicht wie bei den übrigen linearen Störeffekte mit einer unitären Matrix beschreiben, sondern mit einer allgemeinen Matrix. Dadurch werden erhöhte Anforderungen an die Kanalverzerrung gestellt, da die Orthogonalität zwischen den Kanälen verloren geht. Zudem kann das optische Signal-Rausch-Verhältnis (optical signal to noise ratio, OSNR) kanalabhängig werden [54].

Verkettung von linearen Störeffekten

Abhängig von der Auslegung eines faserbasierten optischen Übertragungssystems kann es notwendig sein, dass mehrere oder sogar alle genannten Störeffekte berücksichtigt werden müssen. Neben dem diskreten Auftreten von Störeffekten an räumlich lokalisierten Orten können sie auch räumlich verteilt und über einen Streckenabschnitt kontinuierlich wirken. Wird jedoch räumlich ausreichend fein aufgelöst, können sie näherungsweise als Verkettung von diskreten Störungen beschrieben werden.

Liegt z. B. DGD und eine LMK zwischen den Polarisationszuständen vor, kann wie folgt eine Verkettung der einzelnen Übertragungsmatrizen beschrieben werden:

$$\mathbf{M}_{\text{Ges}} = \mathbf{M}_{\text{LMK},0} \prod_{i=1}^{N_{\text{DGD}}} \mathbf{M}_{\text{DGD},i} \mathbf{M}_{\text{LMK},i}. \quad (2.17)$$

Dieses Produkt aus Übertragungsmatrizen wird auch Wellenplattenmodell genannt, da es anschaulich als eine Kaskadierung von doppelbrechenden Elementen interpretiert werden kann [55].

Die Effekte PDL und MDL treten hauptsächlich in diskreten Bauteilen, wie z. B. in optischen Add-Drop-Multiplexern oder Verstärkern auf [53]. Wenn auch DGD berücksichtigt wird und angenommen wird, dass DGD hauptsächlich in der Faser auftritt und PDL oder MDL verursachende Bauteile entlang der Faser in gleichen Abständen zueinander angeordnet sind, können zu einem Produkt, wie in Gleichung 2.17 gezeigt, PDL/MDL-Übertragungsmatrizen so hinzugefügt werden, dass sich zwischen Ihnen jeweils die gleiche Anzahl an DGD-Übertragungsmatrizen befinden.

Wenn nur die Effekte LMK und DGD zu berücksichtigen sind und Reflexionen vernachlässigt werden, ist die aus der Verkettung resultierende Übertragungsmatrix eine unitäre Matrix. Das bedeutet, dass die Kanäle sowohl ihre Orthogonalität zueinander als auch ihre Signalleistung behalten. Kommen PDL, MDL oder MDG hinzu, ist dies nicht mehr gegeben, und es resultiert eine allgemeine Übertragungsmatrix. Solange zu dieser Matrix eine inverse Matrix gebildet werden kann, ist eine Kanalverzerrung prinzipiell möglich. Jedoch kann es zu einem kanalabhängigen OSNR kommen [54].

Zur Charakterisierung der Übertragungsmatrix eines Kanals kann es sinnvoll sein, die DGDs der ausgezeichneten Moden (principal mode, PM) zu bestimmen. Im einmodigen Fall werden diese auch ausgezeichnete Polarisationszustände (principal state of polarization, PSP) genannt. Sie sind die Polarisationszustände, die nach der Transmission durch die Übertragungsstrecke den größten Unterschied in der Gruppenlaufzeit aufweisen. Die PMs sind definiert über ein Eigenwertproblem [52, 56]. Zur Aufstellung der Eigenwertgleichung wird zunächst die Ableitung von \mathbf{M}_{Ges} nach ω gebildet und diese mit dem Inversen der Matrix \mathbf{M}_{Ges} und j multipliziert. Die DGD des i -ten PMs $\tau_{\text{PM},i}$ ergibt sich aus dem Realteil des Eigenwerts mit dem Index i . Dies ist in der folgenden Formel veranschaulicht:

$$j \frac{\partial \mathbf{M}_{\text{Ges}}}{\partial \omega} \mathbf{M}_{\text{Ges}}^{-1} \vec{J}_{\text{PM},i} = (\tau_{\text{PM},i} + j\alpha_{\omega,\text{PM},i}) \vec{J}_{\text{PM},i}. \quad (2.18)$$

Der Imaginärteil des Eigenwertes $\alpha_{\omega,\text{PM},i}$ ist die Ableitung des frequenzabhängigen Verlaufs des optischen Verlustes.

Für Einmodenfasern ist der PMD-Koeffizient P ein gebräuchliches Maß für die Wahrscheinlichkeit des Auseinanderlaufens von Polarisationszuständen in einer Faser. Dieser ist wie folgt über den quadratischen Mittelwert (root-mean-square, RMS) der DGD-Abweichung $\Delta\tau_{\text{RMS}}$ und der Länge der Übertragungsstrecke L definiert [52]:

$$P = \Delta\tau_{\text{RMS}}/\sqrt{L}. \quad (2.19)$$

Der Wert von τ_{RMS} kann über die Gleichung

$$\Delta\tau_{\text{RMS}} = \sqrt{N_{\text{DGD}} \sum_{i=1}^{N_{\text{DGD}}} (\tau_{2,i} - \tau_{1,i})^2} \quad (2.20)$$

ermittelt werden. Dabei beschreibt $\tau_{2,i} - \tau_{1,i}$ die Differenz der Gruppenlaufzeiten eines doppelbrechenden Elementes einer Verkettung von N_{DGD} Elementen. Zwischen dem DGD-RMS-Wert $\Delta\tau_{\text{RMS}}$ und dem Erwartungswert der DGD der PSPs $\langle \Delta\tau \rangle = \langle \tau_{\text{PSP},2} - \tau_{\text{PSP},1} \rangle$ besteht weiterhin der Zusammenhang

$$\Delta\tau_{\text{RMS}} = \sqrt{8/(3\pi)} \langle \Delta\tau \rangle, \quad (2.21)$$

da die DGD der PSPs maxwellverteilt ist [52].

2.3 Optische MIMO-Entzerrer

In diesem Unterkapitel wird beschrieben, wie mit adaptiven optischen Filtern in Kreuzinterferenzstrukturen und einer Regelungsschaltung optische MIMO-Entzerrer aufgebaut werden können. Es wird auf den Zusammenhang zwischen dem Kopplungsverhalten des Übertragungskanals und des Aufbaus der Kreuzinterferenzstruktur eingegangen. Danach werden optische Filtertypen vorgestellt und Konzepte erklärt, wie diese auch fortwährenden Änderungen des Übertragungskanals folgen können. Abschließend werden Regelungsalgorithmen und Fehlerkriterien beschrieben, mit denen die Koeffizienten der Filter angepasst auf die Übertragungseigenschaften des Übertragungskanals eingestellt werden können.

2.3.1 Kreuzinterferenzstrukturen

Ein MIMO-Entzerrer, wie er in Kapitel 2.1 eingeführt wird, hat die Aufgabe, lineare polarisations- und modenabhängige Störeffekte zu kompensieren. Diese können durch eine frequenzabhängige Übertragungsmatrix beschrieben werden. Das bedeutet, dass ein MIMO-Entzerrer im Idealfall eine Übertragungsmatrix besitzt, die der inversen Übertragungsmatrix des Kanals entspricht. In der optischen Ebene lässt sich dies durch eine Kreuzinterferenzstruktur mit adaptiven optischen Filtern realisieren. In Abb. 2.7 wird ein Beispiel für eine solche Struktur dargestellt.

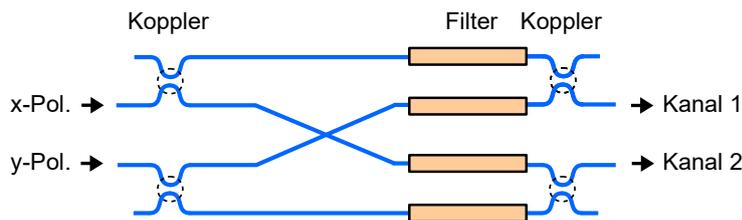


Abbildung 2.7: 2×2 Kreuzinterferenzstruktur zur Entzerrung des Übersprechens zwischen zwei Polarisationszuständen in einer Einmodenfaser.

Neben der Kreuzinterferenzstruktur ließe sich auch eine Gitterstruktur einsetzen. Ein Beispiel einer solchen Struktur ist in Abb. 2.8 veranschaulicht. Es wurde jedoch gezeigt, dass bei Ver-

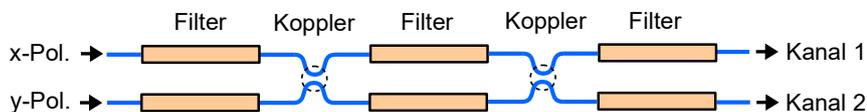


Abbildung 2.8: 2×2 Gitterstruktur zur Entzerrung des Übersprechens zwischen zwei Polarisationszuständen in einer Einmodenfaser.

wendung einer Gitterstruktur Filter höherer Ordnung notwendig sind, um die gleiche Leistungsfähigkeit zu erzielen [57]. Werden in ihr Allpassfilter eingesetzt, erzeugt eine Gitterstruktur nur unitäre Übertragungsmatrizen. Das bedeutet, dass Störeffekte wie PDL, MDL und MDG nicht vollständig kompensiert werden können. Zwar ließen sich durch das Einbringen von Dämpfungselementen oder allgemeineren Filtern auch beliebige Übertragungsmatrizen realisieren [58]. Dies

würde die Komplexität der Struktur aber noch weiter steigern. Die Gitterstruktur wird aus diesen Gründen vor allem dann eingesetzt, wenn sich das Kanalübersprechen mit einer frequenzunabhängigen unitären Matrix beschreiben lässt [16, 17, 59]. Dies ist im Allgemeinen nur bei speziellen kurzen Übertragungstrecken der Fall.

Mit einer Kreuzinterferenzstruktur lassen sich beliebige, lineare und frequenzabhängige Übertragungsmatrizen realisieren. Deswegen ist sie prinzipiell zur Kompensation von jeder Art von linearen Störeffekten geeignet, sofern eine Inverse der Übertragungsmatrix des Übertragungskanals existiert. In Abb. 2.9 wird die Kreuzinterferenzstruktur für den Fall $2N \times 2N$ dargestellt. Die Ausgangssignale des PDM-/SDM-Demultiplexers werden zuerst mit $1 : 2N$ Kopplern

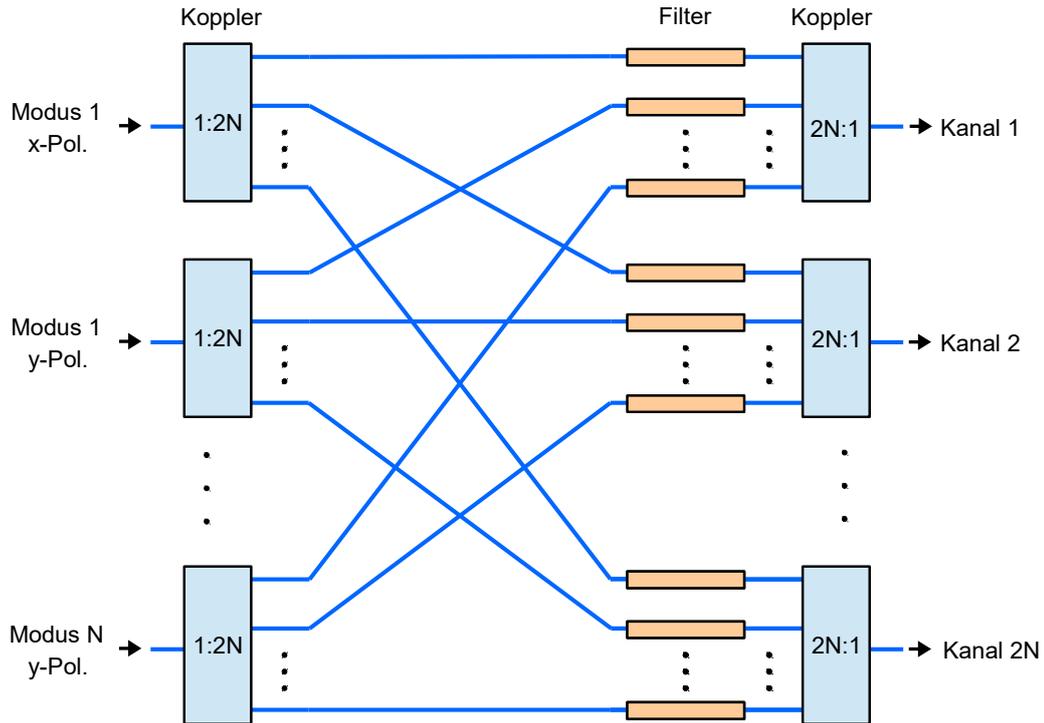


Abbildung 2.9: Kreuzinterferenzstruktur eines optischen $2N \times 2N$ MIMO-Entzerrers.

aufgeteilt. Danach durchlaufen die Signale jeweils ein optisches Filter. Mit $2N : 1$ Kopplern werden die Signale wieder so zusammengeführt, dass sich an den Ausgängen jeweils eine Summe aller gefilterten Ausgangssignale des Demultiplexers ergibt. Werden die Ausgangssignale der Kreuzinterferenzstruktur als Vektor aufgefasst, entspricht das Ergebnis einer Multiplikation des Eingangsvektors, der die Ausgangssignale des Demultiplexers enthält, mit einer Matrix, die als Einträge die Übertragungsfunktionen der einzelnen Filter enthält. Diese kann in mathematischer Form wie folgt geschrieben werden:

$$\mathbf{G} = \frac{1}{2N} \begin{pmatrix} G_{1,1}(\omega) & G_{1,2}(\omega) & \cdots & G_{1,2N}(\omega) \\ G_{2,1}(\omega) & G_{2,2}(\omega) & \cdots & G_{2,2N}(\omega) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ G_{2N,1}(\omega) & G_{2N,2}(\omega) & \cdots & G_{2N,2N}(\omega) \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Der Vorfaktor $1/2N$ ergibt sich aus der Abschwächung des Signals durch die $1 : 2N$ und die $2N : 1$ Koppler.

Der Aufbau der Kreuzinterferenzstruktur richtet sich nach dem Kopplungsverhalten des Übertragungskanal. Nachfolgend werden verschiedene Fasertypen betrachtet und die jeweils benötigte Kreuzinterferenzstruktur erklärt.

In einer Einmodenfaser existieren lediglich zwei Polarisationszustände. Eine 2×2 Struktur wie in Abb. 2.7 dargestellt ist ausreichend. Mathematisch kann diese Struktur mit einer 2×2 Übertragungsmatrix

$$\mathbf{G} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} G_{1,1}(\omega) & G_{1,2}(\omega) \\ G_{2,1}(\omega) & G_{2,2}(\omega) \end{pmatrix}. \quad (2.23)$$

beschrieben werden.

Wird eine MMF mit PDM und SDM eingesetzt, kommt es auf die Art der LMK an. Diese ist, wie in Kapitel 2.2.2 beschrieben, abhängig von den Fasereigenschaften. Insbesondere in FMFs kann ein Überkoppeln erreicht werden, das hauptsächlich innerhalb der Modengruppen stattfindet [60]. Das Überkoppeln zwischen Moden aus unterschiedlichen Modengruppen kann in bestimmten Fällen vernachlässigt werden. Wird z. B. eine nur innerhalb der Modengruppen koppelnde FMF mit den drei ausbreitungsfähigen Moden LP_{01} , LP_{11a} und LP_{11b} angenommen, könnte statt einer 6×6 Struktur eine 2×2 Struktur für den LP_{01} -Modus und eine 4×4 Struktur für die entarteten LP_{11a} und LP_{11b} Moden eingesetzt werden. Die Kreuzinterferenzstruktur für dieses Beispiel wird in Abb. 2.10 veranschaulicht. In Fasern, in denen ein Überkoppeln nur innerhalb der Modengruppe stattfindet, können also Kreuzinterferenzstrukturen eingesetzt werden, deren Anzahl an Ein- bzw. Ausgängen der doppelten Anzahl der räumlichen Moden der jeweiligen Gruppe entspricht. Für das Beispiel hat die Übertragungsmatrix dann die folgende Gestalt:

$$\mathbf{G} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 2G_{1,1}(\omega) & 2G_{1,2}(\omega) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 2G_{2,1}(\omega) & 2G_{2,2}(\omega) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & G_{3,3}(\omega) & G_{3,4}(\omega) & G_{3,5}(\omega) & G_{3,6}(\omega) \\ 0 & 0 & G_{4,3}(\omega) & G_{4,4}(\omega) & G_{4,5}(\omega) & G_{4,6}(\omega) \\ 0 & 0 & G_{5,3}(\omega) & G_{5,4}(\omega) & G_{5,5}(\omega) & G_{5,6}(\omega) \\ 0 & 0 & G_{6,3}(\omega) & G_{6,4}(\omega) & G_{6,5}(\omega) & G_{6,6}(\omega) \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Für den Fall, dass in einer MMFs alle Moden miteinander koppeln, ist eine $2N \times 2N$ Struktur notwendig.

Ein weiterer Fasertyp ist die RCF [61]. Prinzipiell gelten für sie die gleichen Regeln wie für Mehrmodenfasern. RCFs können so gestaltet werden, dass jede Modengruppe nur zwei entartete Moden enthält und auch nur ein Überkoppeln zwischen den zueinander entarteten Moden stattfindet. Das bedeutet, dass 2×2 Strukturen für den Grundmodus und 4×4 Strukturen für die entarteten Moden eingesetzt werden können.

Der letzte Fasertyp, der behandelt wird, ist die MCF, die unterschiedlich kategorisiert werden kann. Ist in den einzelnen Kernen jeweils nur der Grundmodus ausbreitungsfähig und existiert kein Überkoppeln zwischen den Kernen, können jeweils 2×2 Strukturen eingesetzt werden. Wenn pro Kern mehrere Moden ausbreitungsfähig sind und die Kerne nicht miteinander koppeln, gelten pro Kern für die Kreuzinterferenzstrukturen jeweils die gleichen Regeln wie für MMFs. Findet ein Überkoppeln zwischen den Kernen statt ist eine $2N_K N_{KM} \times 2N_K N_{KM}$

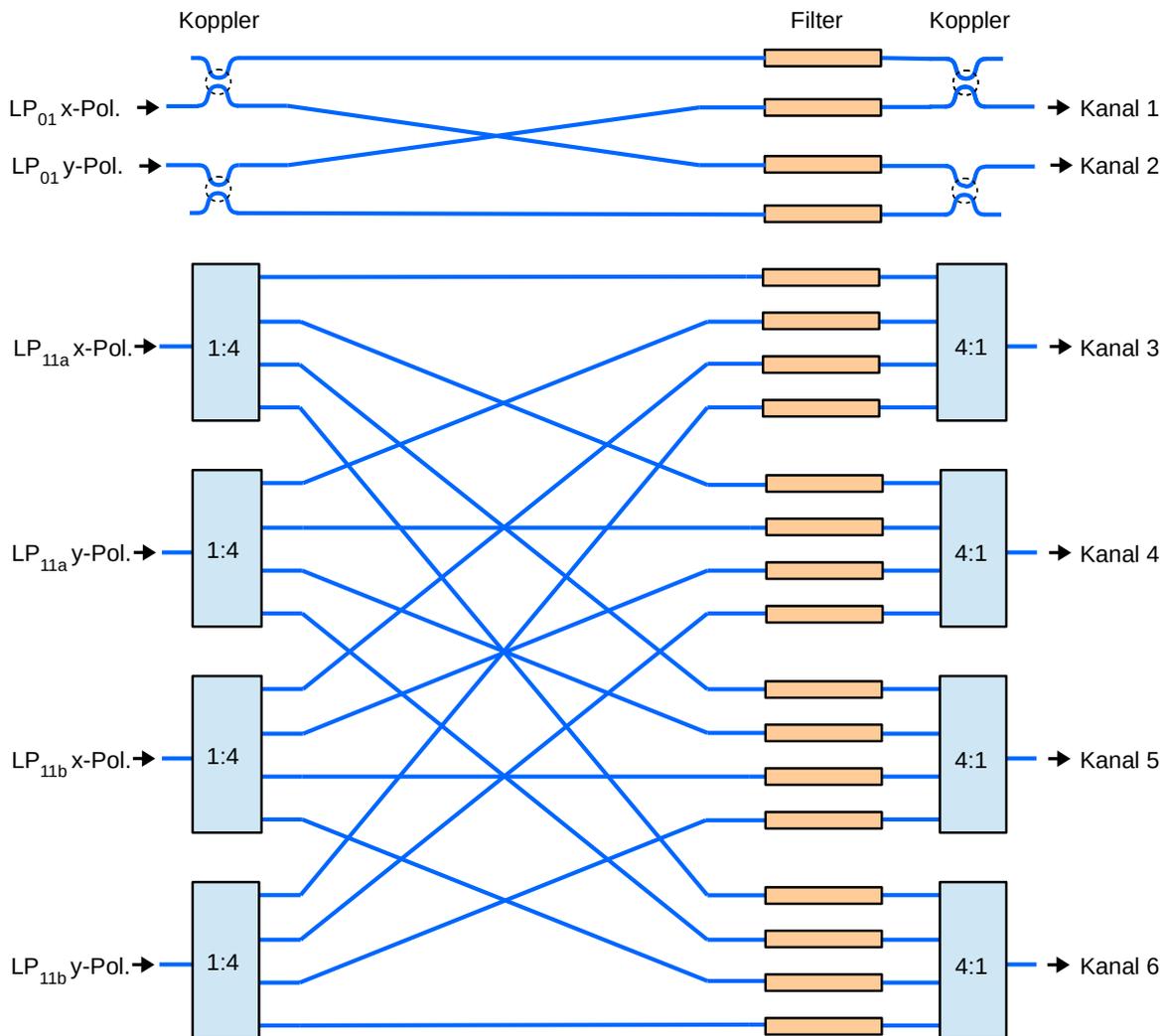


Abbildung 2.10: Kombination einer 2×2 und einer 4×4 Kreuzinterferenzstruktur zur Entzerrung der Kanäle einer nur innerhalb der Modengruppe koppelnden FMM mit ausbreitungsfähigen LP₀₁, LP_{11a} und LP_{11b} Moden.

Struktur notwendig. N_K bezeichnet die Anzahl der Kerne und N_{KM} die Anzahl der ausbreitungsfähigen Moden pro Kern. Es muss also eine Kreuzinterferenzstruktur eingesetzt werden, die vergleichbar mit der in Abb. 2.9 dargestellten ist.

2.3.2 Filtertypen

Adaptive optische Filter für optische Entzerrer können aus den drei Grundbausteinen 3 dB-Koppler, adaptiver Phasenschieber und Verzögerungsleitung aufgebaut werden. Mit diesen können die Grundoperationen Addition, Multiplikation und zeitliche Verschiebung umgesetzt werden. Die Filtertypen können in vergleichbarer Weise wie digitale Filter kategorisiert werden. Es

können sowohl FIR- als auch IIR-Filter realisiert werden.

Ein wichtiger Unterschied zu digitalen Filtern ist jedoch, dass bei dem Entwurf der optischen Filter Einfügeverluste berücksichtigt werden müssen. Insbesondere hat die so genannte Direktform eines Filtertypes einen signifikanten Nachteil gegenüber der Gitterform in Bezug auf Einfügeverluste. In Abb. 2.11 wird ein optisches FIR-Filter in Direktform dargestellt und in Abb. 2.12 ein optisches Filter in Gitterform, um den Unterschied zu veranschaulichen.

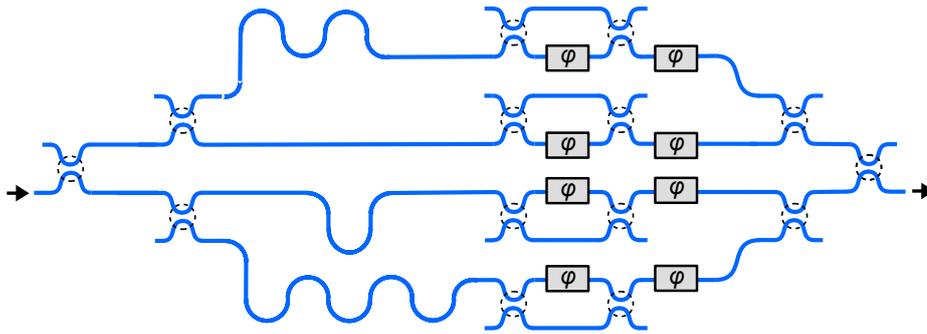


Abbildung 2.11: Optisches FIR-Filter dritter Ordnung in Direktform.

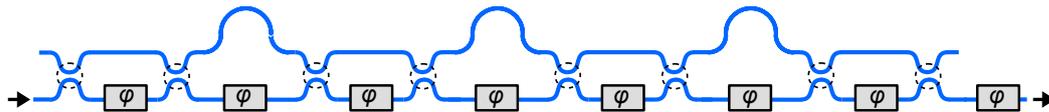


Abbildung 2.12: Optisches FIR-Filter dritter Ordnung in Gitterform.

Dabei stellen die mit φ beschrifteten grauen Kästen Phasenschieber dar und die mit gestrichelten Kreisen definierten Bereiche optische Koppler. Während die Gitterform theoretisch eine vollständige Transmission der optischen Leistung zulässt, geht bei der Direktform des Filters dritter Ordnung mindestens 6 dB durch die Richtkoppler, die die Signale am Ausgang wieder zusammenführen, verloren. Mit steigender Ordnung nehmen die Verluste bei der Ausführung in Direktform weiter zu. Aus diesem Grund sind optische Filter in Gitterform für viele Anwendungen zu bevorzugen.

Das adaptive optische FIR-Filter kann, wie in Abb. 2.12 gezeigt, realisiert werden. Es wechseln sich bei dem Filter in Gitterform symmetrische und asymmetrische MZIs ab. Über die Phasenschieber in den symmetrischen MZIs kann der Signalanteil durch die Verzögerungsleitungen eingestellt werden. Die Phasenschieber in den asymmetrischen MZIs ermöglichen die Einstellung der Phase der komplexen Filterkoeffizienten. Auf diese Weise werden beliebige Filterkoeffizienten mit einem Betrag kleiner als eins ermöglicht. Die Einschränkung ist verursacht durch die Erhaltung der optischen Leistung. Das Betragsquadrat der Übertragungsfunktion ist in jedem Fall kleiner als eins.

Wie aus den Übertragungsfunktionen der einzelnen 3 dB-Koppler, Verzögerungsleitungen und Phasenschiebern die Übertragungsfunktion des Filters berechnet werden kann, wird exemplarisch am Bsp. des FIR-Filters erster Ordnung in Gitterform gezeigt. Für eine detaillierte Beschreibung der übrigen vorgestellten Filtertypen wird auf [62] verwiesen.

Das für die Beispielrechnung betrachtete Filter wird in Abb. 2.13 gezeigt. Es besteht aus den

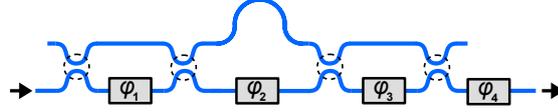


Abbildung 2.13: Optisches FIR-Filter erster Ordnung in Gitterform.

Bausteinen 3 dB-Koppler, Verzögerungsleitung und Phasenschieber, die die folgenden Übertragungsfunktionen besitzen:

$$\mathbf{G}_{3\text{dB}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{pmatrix}, G_{\tau}(\omega) = e^{-j\omega\tau}, G_{\varphi} = e^{j\varphi}. \quad (2.25)$$

Diese können nun verkettet werden zu

$$\mathbf{G}_{\text{FIR}_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & G_{\varphi_4} \end{pmatrix} \mathbf{G}_{3\text{dB}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & G_{\varphi_3} \end{pmatrix} \mathbf{G}_{3\text{dB}} \begin{pmatrix} G_{\tau}(\omega) & 0 \\ 0 & G_{\varphi_2} \end{pmatrix} \mathbf{G}_{3\text{dB}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & G_{\varphi_1} \end{pmatrix} \mathbf{G}_{3\text{dB}}. \quad (2.26)$$

Werden die einzelnen Multiplikationen ausgeführt, können die folgenden Ausdrücke für die Koeffizienten der Matrix $\mathbf{G}_{\text{FIR}_1}$ gewonnen werden:

$$G_{\text{FIR}_1,1,1} = e^{j(\varphi_1+\varphi_3)/2+j\pi} (\cos \varphi_1 \cos \varphi_3 e^{j\varphi_2} + \sin \varphi_1 \sin \varphi_3 e^{-j\omega\tau}) \quad (2.27)$$

$$G_{\text{FIR}_1,1,2} = e^{j(\varphi_1+\varphi_3)/2+j\pi} (\sin \varphi_1 \cos \varphi_3 e^{j\varphi_2} - \cos \varphi_1 \sin \varphi_3 e^{-j\omega\tau})$$

$$G_{\text{FIR}_1,2,1} = e^{j(\varphi_1+\varphi_3)/2+j\pi} (\cos \varphi_1 \sin \varphi_3 e^{j(\varphi_2+\varphi_4)} - \sin \varphi_1 \cos \varphi_3 e^{j\varphi_4} e^{-j\omega\tau})$$

$$G_{\text{FIR}_1,2,2} = e^{j(\varphi_1+\varphi_3)/2+j\pi} (\sin \varphi_1 \sin \varphi_3 e^{j(\varphi_2+\varphi_4)} + \cos \varphi_1 \cos \varphi_3 e^{j\varphi_4} e^{-j\omega\tau}).$$

Wenn das Eingangssignal in den unteren Eingang des ersten Kopplers hineinläuft und aus dem unteren Ausgang des letzten Kopplers hinaus, stellt der Eintrag $G_{\text{FIR}_1,2,2}$ die Übertragungsfunktion dar, die im Folgenden vereinfachend mit G_{FIR_1} bezeichnet wird. Die Filterkoeffizienten a_0 und a_1 können aus der Gleichung für $G_{\text{FIR}_1,2,2}$ abgelesen werden.

$$a_0 = \sin \varphi_1 \sin \varphi_3 e^{j(\varphi_2+\varphi_4+(\varphi_1+\varphi_3)/2+\pi)} \quad (2.28)$$

$$a_1 = \cos \varphi_1 \cos \varphi_3 e^{j(\varphi_4+(\varphi_1+\varphi_3)/2+\pi)} \quad (2.29)$$

So ergibt sich für ein FIR-Filter erster Ordnung die Übertragungsfunktion

$$G_{\text{FIR}_1} = a_0 + a_1 e^{-j\omega\tau}. \quad (2.30)$$

Ein optisches FIR-Filter, wie es in Abb. 2.11 oder Abb. 2.12 dargestellt ist, besitzt die Ordnung drei und damit die Übertragungsfunktion

$$G_{\text{FIR}_3} = a_0 + a_1 e^{-j\omega\tau} + a_2 e^{-j2\omega\tau} + a_3 e^{-j3\omega\tau}. \quad (2.31)$$

Der Zusammenhang zwischen Filterkoeffizienten und Phasenschieberwerten ist analytisch. Er wird jedoch mit steigender Komplexität des Filters komplizierter. Sollen die Eigenschaften des Filters nach vorgegebenen Filterkoeffizienten eingestellt werden, kann mit einer Konvertierung

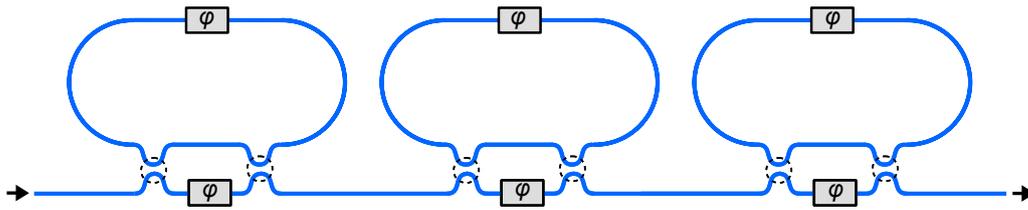


Abbildung 2.14: Optisches Allpassfilter dritter Ordnung.

in der Ansteuerung des Filters gearbeitet werden, in der die Filterkoeffizienten in Phasenschieberwerte umgerechnet werden.

Neben dem FIR-Filter ist das Allpassfilter ein weiterer Filtertyp. Dieses ist ein IIR-Filter. Die Rückkopplung kann wie in Abb. 2.14 dargestellt mit Ringstrukturen realisiert werden. Die Verzögerungsleitungen sind also rückgekoppelt. Bei einer vernachlässigbaren Wellenleiterdämpfung kann über die Frequenz eine konstante Leistungsübertragung erreicht werden, während der Phasengang unabhängig eingestellt werden kann. Dies macht das optische Allpassfilter insbesondere zur Kompensation von Restdispersion im kombinierten Einsatz mit einer dispersionskompensierenden Faser oder einem geschirpten Faser-Bragg-Gitter [53] sinnvoll. Die Übertragungsfunktion der dargestellten Struktur ist

$$G_{\text{All}_3} = \frac{c_1^* - e^{-j\omega\tau}}{1 - c_1 e^{-j\omega\tau}} \cdot \frac{c_2^* - e^{-j\omega\tau}}{1 - c_2 e^{-j\omega\tau}} \cdot \frac{c_3^* - e^{-j\omega\tau}}{1 - c_3 e^{-j\omega\tau}}. \quad (2.32)$$

Dabei sind die Variablen c_i die Koeffizienten der jeweiligen Stufe.

IIR-Filter können weiterhin in zwei Gruppen unterteilt werden. Zum einen in Filter, die bis auf a_0 nur Filterkoeffizienten im Nenner der Übertragungsfunktion besitzen, und solchen, die sowohl Filterkoeffizienten im Zähler als auch im Nenner besitzen. Erstere können, wie in Abb. 2.15 gezeigt, durch eine Ring-Gitter-Struktur realisiert werden. Die voneinander unabhängige Ein-

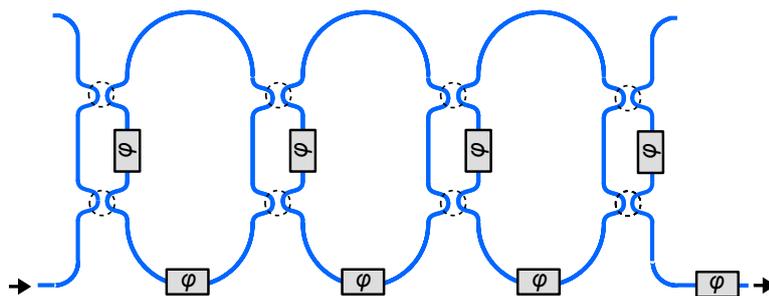


Abbildung 2.15: Optisches IIR-Filter dritter Ordnung mit Filterkoeffizienten im Nenner der Übertragungsfunktion.

stellbarkeit des Amplituden- und Phasenganges ist jedoch bei diesem Typ eingeschränkt. Sie besitzt die Übertragungsfunktion

$$G_{\text{IIR}_3} = \frac{a_0}{1 + b_1 e^{-j\omega\tau} + b_2 e^{-j2\omega\tau} + b_3 e^{-j3\omega\tau}}. \quad (2.33)$$

Dabei sind b_i die Koeffizienten des Nenners der Übertragungsfunktion.

Allgemeine IIR-Filter, die sowohl Filterkoeffizienten im Zähler als auch im Nenner der Übertragungsfunktion besitzen, können ähnlich wie optische FIR-Filter in einer MZI-Gitterstruktur realisiert werden. In Abb. 2.16 ist eine solche dargestellt. Im Vergleich zur FIR-Gitterstruktur

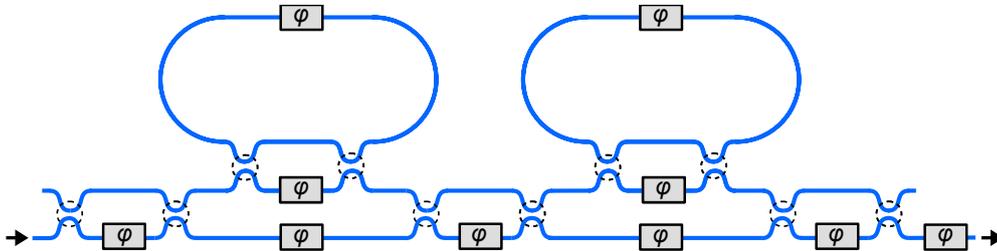


Abbildung 2.16: Optisches IIR-Filter zweiter Ordnung mit Filterkoeffizienten in Nenner und Zähler der Übertragungsfunktion.

kommen anstelle der Verzögerungsleitungen Ringstrukturen zum Einsatz. Bei einer gleichen Anzahl von Filterkoeffizienten ist er potenziell leistungsfähiger als ein FIR-Filter mit nur endlicher Impulsantwort. Die Übertragungsfunktion hat die folgende Form:

$$G_{\text{Allg.IIR}_2} = \frac{a_0 + a_1 e^{-j\omega\tau} + a_2 e^{-j2\omega\tau}}{1 + b_1 e^{-j\omega\tau} + b_2 e^{-j2\omega\tau}}. \quad (2.34)$$

2.3.3 Endlose Einstellbarkeit

Eine notwendige Eigenschaft eines adaptiven optischen Filters ist die endlose Einstellbarkeit der Phasenschieber. Es muss in der Lage sein, auch sich stetig ändernde Störeffekte zu kompensieren. Zum Beispiel kann eine mechanische Vibration der Faser einen sich stetig ändernden Polarisationszustand verursachen. In solchen Fällen reicht es im Allgemeinen nicht aus, wenn sich die Phasenschieber der adaptiven optischen Filter nur zwischen 0 und 2π bewegen können. Es kann vielmehr notwendig sein, dass der Wert des Phasenschiebers dauerhaft steigen muss. Ein Zurücksetzen des Phasenschiebers um z. B. 2π ist keine Option, wenn durch ihn ein Signal läuft. Denn während dieses Vorganges würden in einem Übertragungssystem Bündelfehler auftreten.

Wie endlose Phasenschieber mit einer minimalen Anzahl von endlichen Phasenschiebern realisiert werden können, wurde in [44] und [63] untersucht. In Abb. 2.17 wird ein endloser Phasenschieber mit der minimalen Anzahl an endlichen Phasenschiebern dargestellt. Dieser besteht

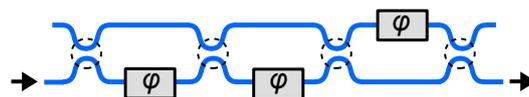


Abbildung 2.17: Endloser Phasenschieber mit einer minimalen Anzahl von endlichen Phasenschiebern.

aus drei kaskadierten MZI. Im normalen Betrieb steht der linke Phasenschieber bei $\pi/2$ und der

rechte bei $3\pi/2$. In dieser Konfiguration wird das Eingangssignal über den mittleren Phasenschieber geleitet. Mit dem mittleren Phasenschieber lässt sich die Phase des Signals einstellen. Dieser startet bei einem Wert von 2π . Wenn er 0 oder 4π erreicht, werden die äußeren Phasenschieber gleichzeitig auf $3\pi/2$ bzw. $\pi/2$ verstellt. Das gleichzeitige Verstellen sorgt dafür, dass dauerhaft am Ausgang die volle Leistung erhalten bleibt. Das Signal wird nun aber nicht über den mittleren Phasenschieber sondern den anderen Arm des mittleren MZI geleitet. Der mittlere Phasenschieber kann nun auf den Wert 2π zurückgesetzt werden, ohne dass er Einfluss auf das Signal nimmt. Ist dies geschehen, werden die äußeren Phasenschieber wieder gleichzeitig auf ihren Ursprungswert verstellt und der endlose Phasenschieber befindet sich wieder im Normalbetrieb. Die Dauer des Umschaltens hängt von der Reaktionszeit der Implementierung des Phasenschiebers ab. Sie ist mindestens so groß wie dreimal die Zeit, die für eine Phasenverschiebung um 2π benötigt wird.

Diese endlosen Phasenschieber wurden für Kreuzinterferenzstrukturen vorgeschlagen und auch in diesen experimentell untersucht [44]. Dabei wurde der Einsatz in adaptiven optischen Filtern noch nicht bedacht. Die dort vorgestellten MIMO-Entzerrer sind nur in der Lage, frequenzunabhängige Übertragungsmatrizen nachzubilden. Das Konzept, diese endlosen Phasenschieber auch in adaptiven optischen Filtern einzusetzen, wird erstmals in dieser Arbeit vorgestellt. Damit lassen sich optische MIMO-Entzerrer realisieren, die sowohl endlos einstellbar sind als auch beliebige frequenzabhängige Übertragungsmatrizen nachbilden können.

Der naive Ansatz, um ein endlos einstellbares adaptives optisches Filter zu realisieren, ist es, jeden Phasenschieber durch einen endlosen Phasenschieber zu ersetzen. Jedoch übernehmen die einzelnen Phasenschieber zwei verschiedene Funktionen in der Filterstruktur. Zum einen gibt es Phasenschieber, die zusammen mit dem jeweiligen MZI die Funktionen eines einstellbaren Kopplers übernehmen, und zum anderen gibt es die eigentlichen Phasenschieber. Lediglich die zweitgenannten müssen durch endlose Phasenschieber ersetzt werden. Dadurch entstehen für optische FIR- und allgemeine IIR-Filter die in Abb. 2.18 bzw. Abb. 2.19 dargestellten Strukturen.

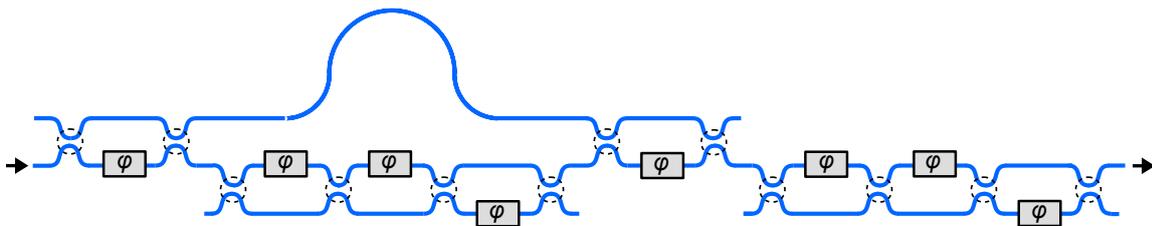


Abbildung 2.18: Endlos einstellbares optisches FIR-Filter erster Ordnung.

Der Umstieg auf endlose Phasenschieber erhöht die Anforderungen an die Herstellungstechnologie und an die Regelung dieser Filter signifikant. Damit keine erhöhten Einfügeverluste auftreten, müssen die Wellenleiter besonders dämpfungsarm sein und die Richtkoppler müssen reproduzierbar ein festes Koppelverhältnis von 50% besitzen. Zudem müssen die Phasenschieber hoch effizient und kompakt sein, da z. B. alleine ein endlos einstellbarer Ringresonator, der einen Umfang von wenigen mm besitzt, aus sechs Richtkopplern und vier Phasenschiebern besteht. Die Regelung einer solchen Struktur erfordert die Kenntnis über den aktuellen Phasenwert jedes Phasenschiebers. Zudem kommt es beim Zurücksetzen eines endlosen Phasenschiebers zu einer

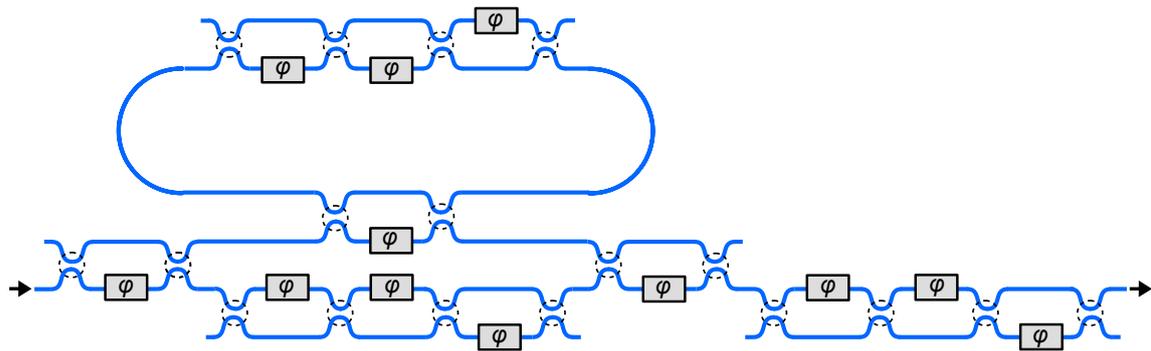


Abbildung 2.19: Endlos einstellbares optisches IIR-Filter erster Ordnung.

Verzögerung während der Regelung.

Aufgrund dieser Nachteile beim Einsatz von endlosen Phasenschiebern wurde in dieser Arbeit ein weiteres Konzept zur Realisierung von endlos einstellbaren adaptiven optische Filtern entwickelt. Dieses beschränkt sich jedoch auf FIR-Filter in Direktform. Es basiert darauf, dass die Filterkoeffizienten durch sogenannte IQ-Modulatoren eingestellt werden. Ein IQ-Modulator kann über seine beiden Phasenschieber im übertragenen Sinn den Real- bzw. Imaginärteil eines Filterkoeffizienten einstellen. Da dies unabhängig voneinander geschieht, ist die Fähigkeit zur endlosen Phasenverschiebung bereits inhärent. In Abb. 2.20 wird ein FIR-Filter erster Ordnung mit IQ-Modulatoren zur Einstellung der Filterkoeffizienten dargestellt.

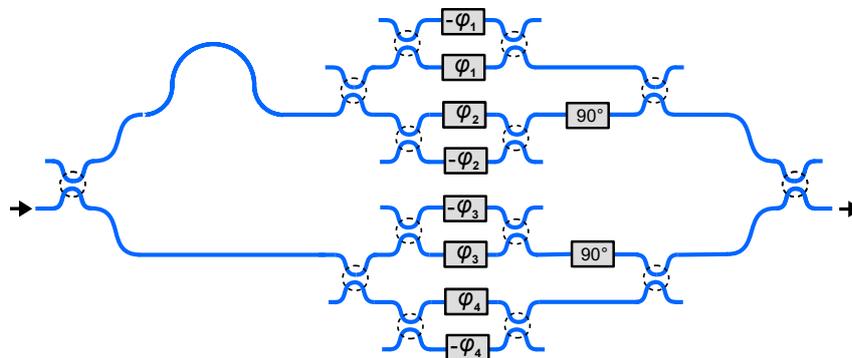


Abbildung 2.20: Endlos einstellbares optisches FIR-Filter erster Ordnung in Direktform mit IQ-Modulatoren zur Einstellung der Filterkoeffizienten.

Der Nachteil dieses Konzepts ist ein zusätzlicher Einfügeverlust von 6 dB bedingt durch die IQ-Modulatoren und die zusätzlichen Verluste durch die Direktform. Jedoch führt der Signalweg wegen der Parallelität der Direktform über deutlich weniger Phasenschieber und Richtkoppler als bei der Gitterform mit endlosen Phasenschiebern. Zum Beispiel durchläuft ein Signal in einem endlos einstellbaren optischen FIR-Filter dritter Ordnung in der Realisierung mit IQ-Modulatoren acht Richtkoppler und einen Phasenschieber, während es in der Realisierung mit endlosen Phasenschiebern bis zu 24 Richtkoppler und 16 Phasenschieber durchläuft. Deswegen hängt die Frage, welches Konzept die geringeren Einfügeverluste besitzt, maßgeblich von den Verlusten pro Richtkoppler und pro Phasenschieber ab. Sind die Verluste der Phasenschieber

und der Richtkoppler nicht zu vernachlässigen, kann das endlos einstellbare Filter mit IQ-Modulatoren trotz der Verluste durch seine Direktform durchaus geringere Einfügeverluste als sein Gegenstück in Gitterform mit endlosen Phasenschiebern besitzen.

Ein großer Vorteil des Filterkonzepts mit IQ-Modulatoren ist die einfachere Regelung. Die inhärent endlose Einstellbarkeit durch die IQ-Modulatoren ermöglichen einen verzögerungsfreien Betrieb ohne Zurücksetzen.

2.3.4 Regelung

MIMO-Entzerrer müssen so ausgelegt sein, dass sie auch auf einen sich zeitlich schnell ändernden Übertragungskanal reagieren können. Mechanische Einflüsse und elektromagnetische Einflüsse in Form des Faraday-Effektes können zu Änderungen des Stokesvektors von über 100 krad/s führen [20–23].

Während für digitale MIMO-Entzerrer bewährte Regelungsalgorithmen für adaptive Filter auf der Basis des konstanten Betrags (constant modulus, CM), der kleinsten mittleren Quadrate (least-mean-squares, LMS) oder der rekursiven kleinsten Quadrate (recursive-least-squares, RLS) eingesetzt werden können [47], sind bei optischen MIMO-Entzerrern Einschränkungen zu beachten. Zum besseren Verständnis ist die prinzipielle Regelungsschleife eines optischen MIMO-Entzerrers in Abb. 2.21 veranschaulicht. Die Regelungsschaltung besteht aus einer digi-

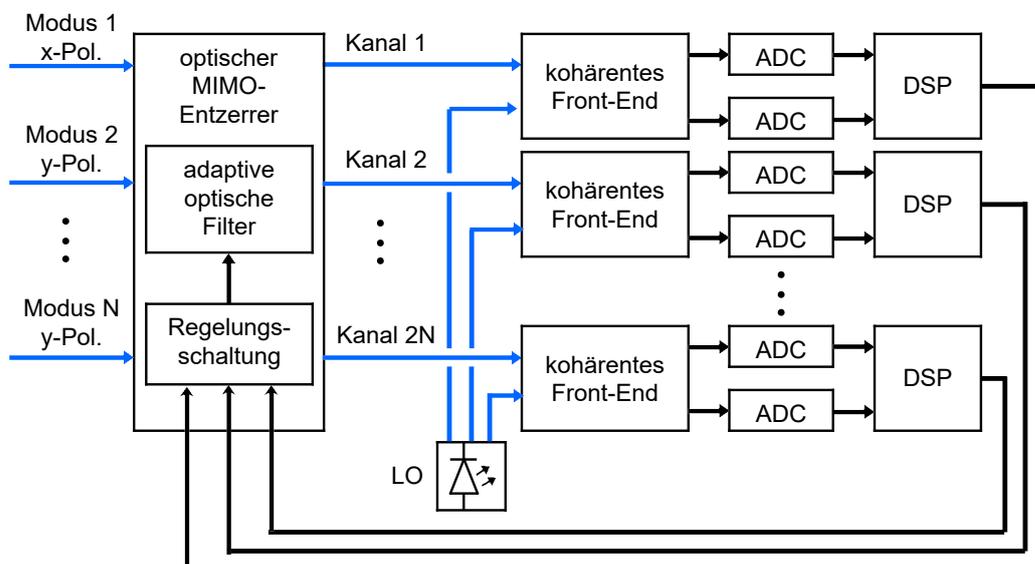


Abbildung 2.21: Kohärenter Empfänger mit optischem MIMO-Entzerrer und Regelungsschaltung.

talenen Schaltung zur Berechnung der Filterkoeffizienten und der dazugehörigen Phasenschieberwerte und Digital-Analog-Umsetzern (digital-to-analog converter, DAC) mit nachgeschalteten Treiberverstärkern zur Ansteuerung der Phasenschieber der Filter. Als Eingangssignal benutzt diese Schaltung ein Fehlerkriterium, das in der DSP berechnet wird. Während bei digitalen

MIMO-Entzerrern Algorithmen mit abtastpunktweiser Anpassung der Filterkoeffizienten implementiert werden können, erfolgt die Anpassung bei optischen MIMO-Entzerrern blockweise. Das bedeutet, dass ein Fehlerkriterium aus Symbolen in definierten Zeitschlitzen berechnet wird. Dies ist notwendig, da die Einstellung der Phasenschieber der optischen MIMO-Entzerrer eine Zeitkonstante aufweist, die deutlich größer als eine Symboldauer ist.

Das Signal am Eingang des optischen MIMO-Entzerrers ist dem Regelungsalgorithmus unbekannt. Dies ist ein entscheidender Unterschied zu digitalen Filtern. Der CM-, der LMS- oder der RLS-Algorithmus nutzen die Information über das Eingangssignal des Filters zur Aktualisierung der Filterkoeffizienten. Zum Beispiel wird im CM- und im LMS-Algorithmus ein Gradient zur Aktualisierung der Filterkoeffizienten genutzt. Dieser wird mit Hilfe der Information über das Signal am Eingang des Filters stochastisch abgeschätzt.

Da das Eingangssignal dem Regelungsalgorithmus bei optischen MIMO-Entzerrern nicht zur Verfügung steht, müssen alternative Konzepte angewendet werden. Das Grundproblem ist die Minimierung eines Fehlerkriteriums. Deswegen liegt es nahe, Optimierungsalgorithmen in Betracht zu ziehen, die auch zur Minimierung von allgemeinen nichtlinearen Funktionen angewendet werden. Zu diesen Optimierungsalgorithmen zählen sowohl globale Methoden wie z. B. die simulierte Abkühlung (SA) [17] oder die Partikelschwarmoptimierung (PSO) [53, 64] als auch lokale Methoden wie z. B. Gradientenverfahren [65], das quasi-Newton-Verfahren [53, 57] oder Simplex-Verfahren [P4, 66].

Bei der Anwendung dieser Verfahren zur Regelung von optischen Filtern ist jedoch zu beachten, dass sie zur Optimierung von zeitlich konstanten Funktionen entworfen wurden. Deswegen muss bei der Auswahl eines Verfahrens beachtet werden, ob es in der Lage ist, nach einer anfänglichen Konvergenz auch einem sich zeitlich ändernden Minimum zu folgen. Globale Optimierungsverfahren erfüllen diese Forderung nicht und können für die dauerhafte Regelung ausgeschlossen werden. Die lokalen Verfahren erfüllen die Forderung mit Einschränkungen. Sie ist nur dann erfüllt, wenn z. B. bei einem Gradientenverfahren die Schrittweite konstant bleibt oder bei einem Simplex-Verfahren die Kantenlänge des Simplex. Verringern sich diese Parameter während des Optimierungsprozesses, kann das Verfahren zu kleinschrittig bzw. zu langsam werden.

Zur initialen Optimierung der Filterkoeffizienten ist ein globales Optimierungsverfahren notwendig, da das Fehlerkriterium im Allgemeinen nicht nur ein Minimum besitzt sondern eine Vielzahl lokaler Minima. Deswegen ist es sinnvoll, einen zweistufigen Ansatz zur Regelung des Filters zu verfolgen. In einer Initialisierung kommt ein globales Optimierungsverfahren wie das PSO oder das SA-Verfahren zum Einsatz. Nachdem ein Minimum des Fehlerkriteriums gefunden ist, das eine fehlerfreie Datenübertragung ermöglicht, wird auf ein lokales Verfahren wie das Gradientenverfahren oder das Simplex-Verfahren umgeschaltet, um Änderungen des Fehlerkriteriums bzw. des Übertragungskanals zu folgen.

Das Fehlerkriterium kann innerhalb der DSP des Empfängers berechnet werden. Prinzipiell sind beliebige Maßgrößen der Signalqualität nutzbar. Jedoch sind Maßgrößen vorteilhaft, die einfach und mit ausreichender Genauigkeit bereits aus möglichst wenigen Symbolen berechenbar sind. Der Bitfehlerquotient (bit error ratio, BER) ist deswegen nur bedingt geeignet, da zur Berechnung eine große Anzahl an Symbolen ausgewertet werden muss. Deutlich weniger Symbole sind zur Berechnung einer Maßgröße der Signalqualität notwendig, wenn nicht nur die Information nach der Symbolentscheidung genutzt wird sondern auch der konkrete Abtastwert in der Symbolmitte. In dem Fall kann z. B. die mittlere Abweichung eines Abtastwertes zu

einem Referenzwert bestimmt werden.

Neben dem Q-Faktor, der vor allem in Übertragungssystemen mit Direktempfang ein übliches Maß der Signalqualität ist, hat sich in Übertragungssystemen, in denen höherstufige Modulationsverfahren eingesetzt werden, die Fehlervektorbetrag (error-vector-magnitude, EVM) etabliert. Die EVM berechnet sich grundlegend aus der mittleren Abweichung eines Abtastwertes zu einem Referenzwert. Als Referenzwert kann zum einen ein entschiedenes Symbol verwendet werden. In dem Fall wird die mittlere Abweichung zu dem jeweils am nächsten liegenden Konstellationspunkt berechnet. Ein Entzerrer, der auf diese Weise das Fehlerkriterium berechnet, wird auch als blinder Entzerrer bezeichnet. Zum anderen können die Referenzwerte aus einer bekannten Symbolfolge, auch Trainingssequenz genannt, stammen. Blinde Entzerrer haben bei der Initialisierung einen entscheidenden Nachteil. Da sie die entzerrten Signale nicht den Kanälen zuordnen können, besteht die Gefahr, dass die Signale an den Ausgängen vertauscht sein können oder ein Signal mehrfach vorkommt oder mehrere Signale mehrfach vorkommen. Der Einsatz von Trainingssequenzen löst dieses Problem und ist deswegen insbesondere bei der Initialisierung eines MIMO-Entzerrers von Bedeutung.

Wenn die Konstellationspunkte eines Modulationsformats alle den gleichen Abstand zum Ursprung des Konstellationsdiagramms haben, kann als weitere Maßgröße der Signalqualität die Schwankung des Betrags der Abtastwerte herangezogen werden. Modulationsformate, die diese Bedingung erfüllen sind z. B. die QPSK oder die 8PSK. Das Konzept kann aber auch auf komplexere QAM-Modulationsformate übertragen werden, deren Konstellationspunkte auf mehreren Kreisen um den Ursprung liegen [47]. Dabei werden die Beträge der Abtastwerte jeweils einem der möglichen Abstände zugeordnet. Die Schwankungen der Beträge werden aus den zugeordneten Beträgen jeweils berechnet und anschließend zusammengefasst. Ein Vorteil eines Fehlerkriteriums, das nur aus Beträgen des Signals berechnet werden kann, ist es, dass die Beträge der Abtastwerte bereits direkt nach der Taktrückgewinnung und noch vor der Frequenz- und Phasenschätzung bestimmt werden können. Dadurch ist die Leistungsfähigkeit des MIMO-Entzerrers unabhängig von der Funktion der Frequenz- und der Phasenschätzung. Zudem kann die geringere Anzahl an DSP-Funktionen in der Regelungsschleife einen Vorteil in Bezug auf Regelungsgeschwindigkeit ermöglichen.

2.4 Technologien zur Realisierung von adaptiven optischen Filtern

In diesem Unterkapitel werden zunächst die Anforderungen an das Wellenleiter-Materialsystem beschrieben. Dabei sind insbesondere die Wellenleiterdämpfung und die Reaktionszeit der Phasenschieber von Bedeutung. Dazu werden verschiedene Materialsysteme diskutiert. Anschließend wird auf die Hybridtechnologie eingegangen, bei der auf Silizium basierende optische Wellenleiter mit einem EO-Polymer kombiniert werden. Es wird das grundlegende Konzept erläutert und erklärt, mit welchen Prozesstechnologien sich auf diese Weise adaptive optische Filter herstellen lassen.

2.4.1 Anforderungen und Materialsysteme

PICs ermöglichen die gemeinsame Integrationen von einer Vielzahl von optischen Bauteilen auf einem Chip. Durch eine zunehmende Integration kann eine Steigerung der Energie- und

der Kosteneffizienz erreicht werden. Da adaptive optische Filter aus einer großen Anzahl von Kopplern und Phasenschiebern bestehen, ist es besonders günstig, sie als PIC zu realisieren.

Je nach geforderter Funktionalität kommen für PICs verschiedene Materialsysteme in Frage. Kommt es z. B. auf eine geringe Wellenleiterdämpfung an, eignet sich dotiertes SiO_2 [67–70] oder Siliziumnitrid (SiN) [71] als Wellenleitermaterial. Si-Wellenleiter [72] ermöglichen durch den hohen Brechungsindexkontrast eine sehr hohe Integrationsdichte. Für aktive Komponenten wie optische Verstärker oder Laser werden typischerweise III-V Halbleiter eingesetzt [73]. Da jedes Materialsystem Vor- und Nachteile besitzt, kann es für Anwendungen, durch die vielseitige Anforderungen entstehen, sinnvoll sein, mehrere dieser Materialsysteme in Form einer Heterointegration zu kombinieren.

Die Anforderung an ein Materialsystem für adaptive optische Filter ist zum einen eine geringe optische Dämpfung, damit auch bei einer hohen Anzahl von Filterstufen geringe Einfügeverluste erreicht werden. Zum anderen muss die Realisierung von schnellen Phasenschiebern möglich sein, da das Filter auch auf schnelle Änderungen des Übertragungskanals reagieren können muss. In Kapitel 3.2.3 werden die Simulationsergebnisse der Untersuchung zum dynamischen Verhalten von optischen MIMO-Entzerrern vorgestellt. Dabei zeigt sich, dass die Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit der Reaktionszeit der Phasenschieber steigt.

Zur Realisierung von integrierten optischen Phasenschiebern können verschiedene physikalische Effekte ausgenutzt werden. Diese sind der thermooptische Effekt [18, 19], der elasto-optische Effekt [26, 27], der elektrooptische Pockels-Effekt [28–30], der elektrooptische Effekt in Flüssigkristallen [31], der elektrooptische Kerr-Effekt [32] und der Plasma-Dispersions-Effekt [33, 34]. Unter Berücksichtigung der Anforderung an die Reaktionszeit und die optische Dämpfung ist eine Technologie, in der Phasenschieber auf dem elektrooptischen Pockels-Effekt basieren, am geeignetsten.

2.4.2 Hybridtechnologie

In dieser Arbeit wird der Ansatz untersucht, Wellenleiter mit geringer optischer Dämpfung aus dotiertem SiO_2 mit einem EO-Polymer als Deckschicht zu kombinieren. Auf diese Weise soll eine Hybridtechnologie entwickelt werden, die die guten optischen Dämpfungseigenschaften des dotierten SiO_2 mit dem ausgeprägten Pockels-Effekt eines EO-Polymers vereint.

Der Querschnitt eines optischen Phasenschiebers in dieser Technologie ist in Abb. 2.22 dargestellt. Auf einem Siliziumwafer mit thermischer Oxidschicht befindet sich ein Wellenleiterkern aus dotiertem SiO_2 . Insbesondere sind Dotierungen mit Stickstoff oder Kohlenstoff von Interesse, da sie eine Einstellbarkeit des Brechungsindex in einem weiten Bereich ermöglichen [35, P2]. Ein EO-Polymer wird als Deckschicht eingesetzt. Die Elektroden befinden sich in einer lateralen Konfiguration. Durch eine geeignete Wahl der Wellenleiterdimensionen und des Brechungsindexkontrastes kann erreicht werden, dass nur der erste transversale elektrische (TE)-Modus ausbreitungsfähig ist. Wird eine Spannung zwischen den Elektroden angelegt, verändert sich der Brechungsindex des EO-Polymers und damit auch der effektive Brechungsindex des ausbreitungsfähigen Modus.

Das Spannungslängenprodukt des Phasenschiebers hängt maßgeblich davon ab, wie groß der Anteil des Modenfeldes des TE_1 -Modus im EO-Polymer ist. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen,

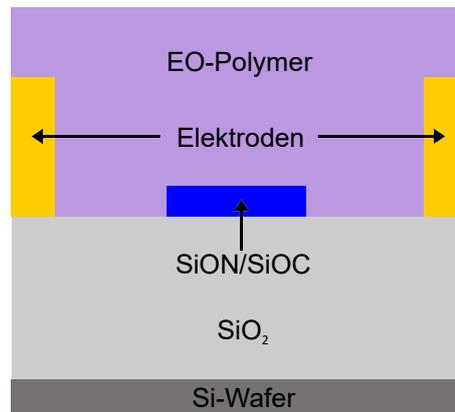


Abbildung 2.22: Brechungsindexprofil eines optischen Phasenschiebers in der betrachteten Hybridtechnologie.

dass mit einem steigendem Anteil des Modenfeldes im EO-Polymer auch die Wellenleiterdämpfung zunimmt, weil das EO-Polymer typischerweise eine höhere optische Materialdämpfung besitzt als das dotierte SiO₂. Deswegen müssen die Abmessungen so gewählt werden, dass ein optimaler Kompromiss zwischen Spannungslängenprodukt und Wellenleiterdämpfung entsteht. Mit Hilfe von numerischen Simulationen können optimale Abmessungen für den Aufbau eines Phasenschiebers bestimmt werden. Die Ergebnisse einer solchen Untersuchung werden in Kapitel 5.1.1 gezeigt.

Zum Entwurf von PICs mit dieser Art von Phasenschiebern ist weiterhin eine Lösung für Brücken über die Wellenleiterkerne zur elektrischen Verbindung der Elektroden mit Kontaktpads notwendig. Diese Brücken können durch eine zusätzliche obere Schicht aus dotiertem SiO₂ realisiert werden. In den Phasenschieberbereichen und in ausreichender Entfernung zu den Wellenleiterkernen wird diese obere Schicht entfernt. In Abb. 2.23 wird der Aufbau veranschaulicht. Der Brechungsindex der oberen Schicht wird so eingestellt, dass er dem des EO-Polymer entspricht. Auf diese Weise werden Verluste an den Übergängen zwischen oberer Schicht und EO-Polymer minimiert, weil die Modenfelder in beiden Bereichen gleich groß sind und kein Brechungsindexsprung auftritt.

Die Faser-Chip-Kopplung stellt in diesem Konzept eine Herausforderung dar. Das Modenfeld der planaren Wellenleiter ist im Vergleich zu dem Modenfeld in einer Standard-Einmodenfaser (standard single-mode fiber, SSMF) nicht radialsymmetrisch und mehr als doppelt so klein. Als Lösung wird ein zweistufiger Aufbau mit Wellenleitertapern gewählt. Zunächst werden SSMFs mit Fasern mit hoher numerischer Apertur (high numerical aperture fiber, HNAF) über einen Taperspleiß verbunden. Dabei wird in dem Spleißverfahren der Wellenleiterkern thermisch erweitert. Das Modenfeld in der HNAF ist kleiner als das in der SSMF. Der planare Wellenleiter wird so entworfen, dass sein Modenfeld eine ähnliche Größe wie das Modenfeld in der HNAF besitzt, um Kopplungsverluste zu minimieren. Von dem größeren planaren Wellenleiter wird die Welle mit einer invertierten Taperstruktur in den flachen rechteckigen Wellenleiter übergekoppelt. Der Aufbau der Faser-Chip-Kopplung wird in Abb. 2.24 verdeutlicht. Der Kern des oberen Wellenleiters kann zusammen mit den Herstellungsschritten zur Erzeugung der in Abb. 2.23 dargestellten Brücken erzeugt werden. Dadurch vereinfacht sich die Herstellung signifikant.

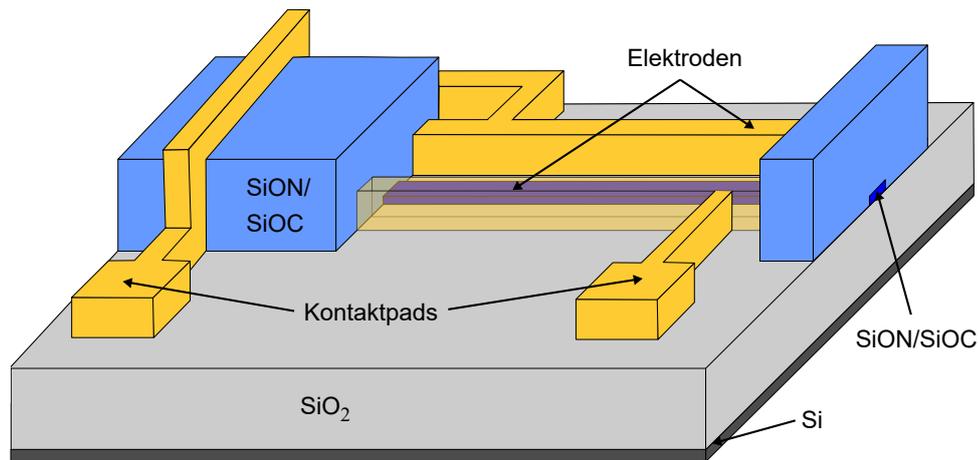


Abbildung 2.23: Brücke über den Wellenleiterkern für die Verbindung zwischen Elektrode und Kontaktpad. Die Abbildung zeigt einen Wellenleiterchip bevor die Deckschicht aus EO-Polymeren hinzugefügt ist.

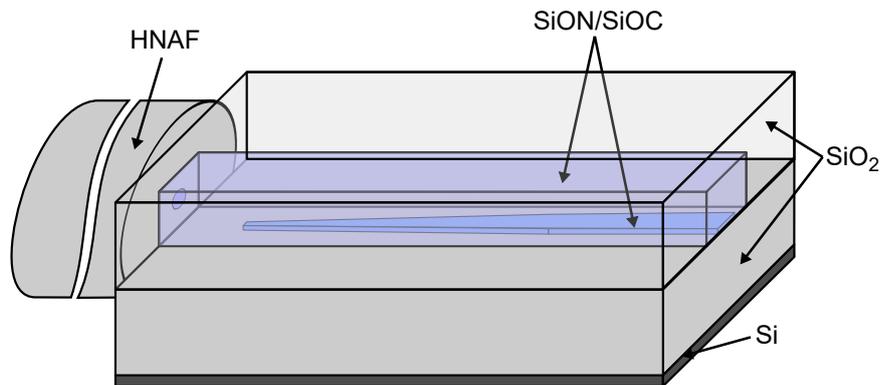


Abbildung 2.24: Konzept der Faser-Chip-Kopplung mit invertiertem Taper zur Reduzierung der Einfügeverluste.

Aufbauend auf vorangegangenen Arbeiten am Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der TU Dortmund [35, 74, 75] wurde zunächst Siliziumoxinitrid als Wellenleitermaterial gewählt. Dieses wird mittels plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung (plasma-enhanced chemical vapor deposition, PECVD) abgeschieden und in einem Hochtemperaturprozess getempert. Auf diese Weise können Wellenleiter mit einem Brechungsindex bis zu dem von SiN hergestellt werden. Dies ist jedoch nur mit Einschränkungen bei der Wellenleiterhöhe und -breite möglich. Beispielsweise konnte bei einem Brechungsindex von 1,53 eine maximale Wellenleiterhöhe von $2\mu\text{m}$ erreicht werden [76]. Da mit zunehmender Größe der Wellenleiter auch die mechanischen Spannungen während des Hochtemperaturprozesses in den Wellenleitern ansteigen, erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass sich in ihnen Risse bilden. Die Ursache der mechanischen Spannungen sind Unterschiede in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Substrat und Wellenleitermaterial. Diese Unterschiede sind umso größer, je höher der Brechungsindex des Wellenleiters ist. Während in vorangegangenen Arbeiten über SiON als Wellenleitermaterial ein Brechungsindex um 1,5 ausreichend war, muss für die hier vorgestellte Anwendung mindestens der Brechungsindex des EO-Polymeren erreicht werden, der typischerweise um 1,7 liegt

[30]. Auch durch eine Optimierung der Prozessparameter hinsichtlich der mechanischen und thermischen Eigenschaften ist das Problem bisher nicht lösbar. Die Folge der Einschränkungen der Wellenleiterabmessungen ist, dass flächige Bauteile wie Mehrmodeninterferenz-Koppler nicht realisierbar sind und auch die in Abb. 2.23 dargestellten Brücken für elektrische Verbindungen problematisch sein können.

Der Einsatz eines alternativen Wellenleitermaterials, das bei der Herstellung ohne einen Hochtemperaturprozess auskommt, ist daher sinnvoll. Der Hochtemperaturprozess bei SiON dient der Austreibung des Wasserstoffs, der auf Grund der Prozessgase in die SiON-Schicht eingebaut wird. Der gebundene Wasserstoff verursacht insbesondere wegen der N-H-Bindung starke Absorptionen im optischen C-Band [74, 76]. Um diese Absorptionen zu verhindern, kann zum einen bei den Prozessgasen der Wasserstoff durch Deuterium ersetzt werden [77, 78]. Durch das höhere Gewicht des Deuteriums im Vergleich zu Wasserstoff absorbiert eine N-D-Bindung bei einer kleineren Wellenlänge außerhalb des C-Bandes.

Zum anderen kann auch der Stickstoff durch ein anderes Material zur Dotierung ersetzt werden. Dabei ist insbesondere Kohlenstoff und das resultierende SiOC interessant [79], da der Brechungsindex von SiOC über einen weiten Bereich einstellbar ist und die Abscheidung mit leicht handhabbaren Prozessgasen möglich ist. Die Verwendung von SiOC als Wellenleitermaterial wird in dieser Arbeit untersucht. Dazu wird in Kapitel 4 insbesondere auch auf die Fragen nach der Wellenleiterdämpfung und den Absorptionseigenschaften im optischen C-Band eingegangen.

2.4.3 Prozesstechnologien

In diesem Unterkapitel wird auf die einzelnen Prozesstechnologien eingegangen, die in dieser Arbeit zur Herstellung der Wellenleiterchips eingesetzt wurden. Dazu wird zum einen der Prozess erklärt und zum anderen wird auf die Besonderheiten bei der Herstellung von Wellenleiterchips in Hybridtechnologie eingegangen. Die Abfolge der Prozessschritte und die einzelnen Prozessparameter werden in Kapitel 4 und Kapitel 5 im Kontext des jeweils untersuchten Wellenleiterchips beschrieben.

Thermische Oxidation

Durch die thermische Oxidation von Siliziumwafern können SiO₂-Schichten von höchster Qualität erzeugt werden. Diese weisen neben einer hohen elektrischen Durchschlagsfestigkeit auch eine äußerst geringe optische Dämpfung auf. Deswegen eignen sie sich insbesondere für die Substratschicht der Wellenleiter. In Abb. 2.25 wird ein Ofen zur thermischen Oxidation von Siliziumwafern schematisch dargestellt. Er besteht aus einem Quarzglasrohr, dessen Temperatur über eine Widerstandsheizung eingestellt werden kann. Die Wafer befinden sich in einem Boot aus Quarzglas, mit dem der Ofen beladen wird. Auf der linken Seite der Abb. 2.25 ist der Bubbler und die Sauerstoffzuleitung zu sehen und auf der rechten Seite die ausgangsseitige Öffnung des Ofens, die zur Abluft führt. Über die Ventile kann der Sauerstoff entweder durch den Bubbler oder am Bubbler vorbei in den Ofen geleitet werden. Wird der Sauerstoff durch den Bubbler mit 95 °C heißem Wasser geleitet, strömt neben dem Sauerstoff auch Wasserdampf

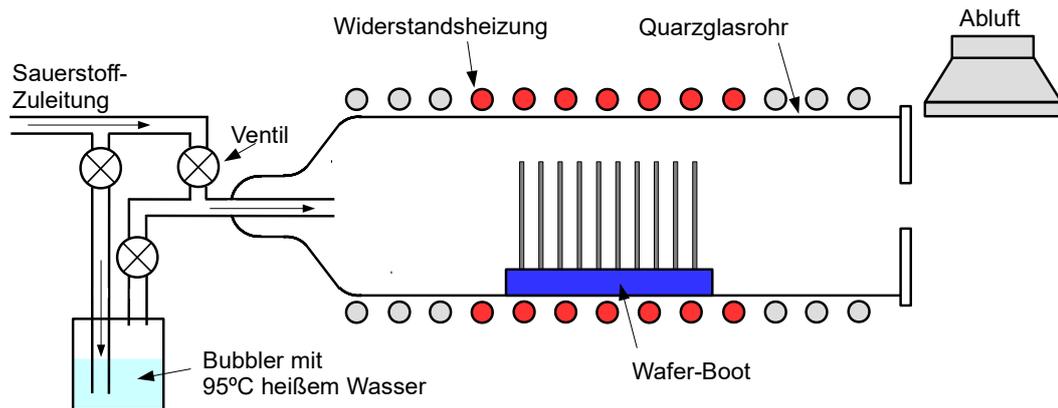


Abbildung 2.25: Aufbau eines Ofens zur trockenen und nassen thermischen Oxidation von Siliziumwafern.

durch das Quarzglasrohr. Dadurch ergeben sich die Betriebsmodi trockene Oxidation und nasse Oxidation. Zwar weist trockene Oxidation eine höhere Schichtqualität auf, jedoch ist die Wachstumsrate signifikant geringer als bei der nassen Oxidation. Für optische Wellenleiter der hier vorgestellten Bauart sind mehrere μm thermisches Oxid notwendig. Aus diesem Grund ist die nasse Oxidation für optische Wellenleiter dieser Art der bevorzugte Prozess. Durch Ofentemperaturen von mehr als $1100\text{ }^\circ\text{C}$ diffundiert der eingetragene Wasserstoff größtenteils aus der Schicht. Der durch Wasserstoffrückstände verursachte Anteil an der optischen Wellenleiterdämpfung ist beim thermischen Oxid vernachlässigbar gering.

Plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung

Mit Hilfe der PECVD können SiOC-Schichten mit einstellbaren Materialeigenschaften abgeschieden werden. Dabei sind insbesondere die Reaktionsgase und die Verhältnisse der Gasflussmengen von Bedeutung. PECVD-SiOC ist hauptsächlich als Dielektrikum mit niedriger Dielektrizitätszahl für integrierte elektronische Schaltungen verbreitet [80]. Dabei werden als Reaktionsgase siliziumorganische Verbindungen eingesetzt, die zu nanoporösen Schichten führen. Für die Anwendung als Material für optische Wellenleiter ist ein poröses Material jedoch weniger geeignet, da die lokalen Schwankungen des Brechungsindex zu optischer Streuung und damit zu einer erhöhten optischen Dämpfung führen. Um Schichten ohne Porosität zu erreichen, eignen sich leichte Kohlenwasserstoffe insbesondere Methan als Reaktionsgase. Als Sauerstoffquelle können prinzipiell die Gase O_2 , CO und CO_2 eingesetzt werden. In den Untersuchungen dieser Arbeit wurde mit CO_2 gearbeitet, weil es zum einen leichter handhabbar als CO ist. Zum anderen ist es weniger reaktiv als O_2 . Dadurch kann der Sauerstoffanteil der Schicht bei üblichen Gasflussmengen feiner eingestellt werden. Als Siliziumquelle eignet sich SiH_4 . Andere Siliziumquellen wie SiF_4 oder SiCl_4 können prinzipiell auch verwendet werden. Sie sind jedoch inkompatibel zu dem PECVD-System, das für die Untersuchungen in dieser Arbeit genutzt wurde.

Der schematische Aufbau eines PECVD-Systems ist in Abb. 2.26 dargestellt. Die Reaktionsgase sind über Gasleitungen an die Gasflussregler angeschlossen. Diese werden über einen Computer gesteuert. Die Gase werden darauf folgend zusammengeführt und über einen so genannten

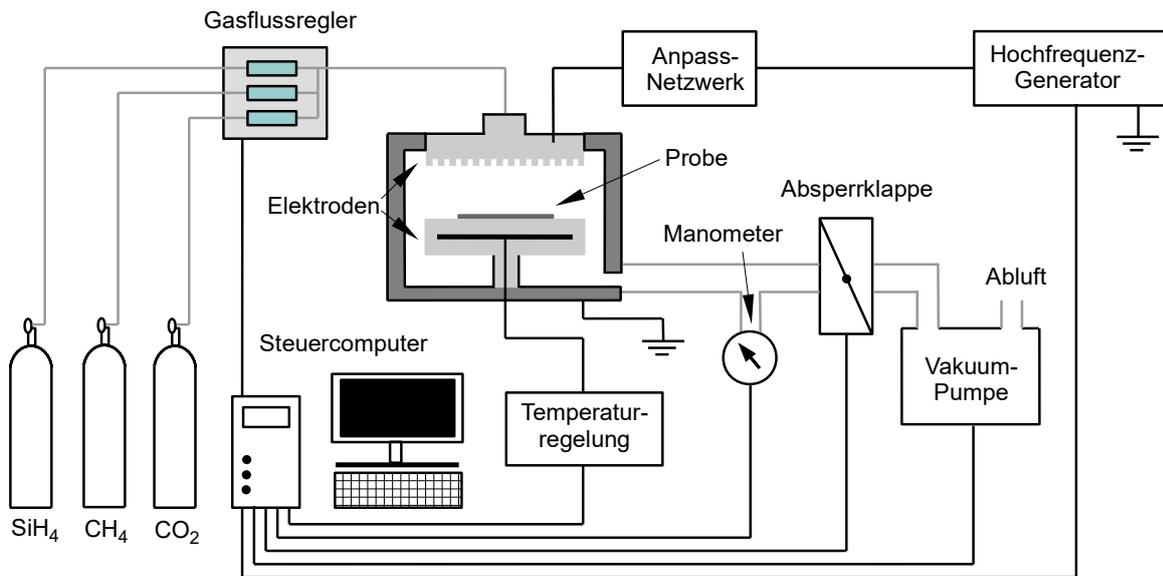


Abbildung 2.26: Grundlegender Aufbau des PECVD-Systems zur Abscheidung von SiOC.

Duschkopf in eine zuvor evakuierte Kammer geleitet. Am Gasauslass der Kammer befinden sich ein Manometer und eine Abspercklappe. Die Abspercklappe wird so geregelt, dass ein über den Steuercomputer vorgegebener Druck am Manometer gemessen wird. Hinter der Abspercklappe sorgt eine Vakuumpumpe für einen Druck von weniger als einem mTorr. In der Vakuumkammer befindet sich der Wafer auf der unteren Elektrode, die temperaturgeregelt ist. Zudem ist diese Elektrode mit dem Erdpotential verbunden. Der Duschkopf stellt die obere Elektrode dar. Sie ist über ein Anpassnetzwerk mit einem Hochfrequenz (HF)-Generator verbunden, der eine sinusförmige Wechselspannung mit einer Frequenz von 13,56 MHz erzeugt. Das Anpassnetzwerk gleicht die Impedanz des Aufbaus und des Plasmas an die Ausgangsimpedanz des HF-Generators an, damit ein Maximum der elektrischen Leistung an die Reaktionsgase abgegeben wird. Durch den Steuercomputer werden die Sollwerte der Probertemperatur und der HF-Leistung vorgegeben.

Die HF-Leistung sorgt in der Kammer dafür, dass ein Plasma entsteht und die Reaktionsgase dissoziiert werden. Dadurch entstehen Radikale, die auf der Probenoberfläche reagieren. Dabei kommt es sowohl zu festen als auch flüchtigen Reaktionsprodukten. Zum Beispiel ergibt sich aus der Reaktion zwischen Sauerstoff und Silizium ein festes Reaktionsprodukt, das sich auf der Probenoberfläche ablagert. Im Gegensatz dazu bildet z. B. die Reaktion zwischen Kohlenstoff und Sauerstoff ein flüchtiges Reaktionsprodukt, das aus der Kammer abgepumpt wird.

Im Allgemeinen ist der Zusammenhang zwischen den einzelnen Prozessparametern und den Schichteigenschaften komplex. Dennoch lassen sich bestimmte Trends beschreiben.

Die Abscheiderate verhält sich invers proportional zur Dichte der Schicht. Je höher die HF-Leistung, der SiH_4 Gasfluss und der Druck sind, desto höher ist auch die Abscheiderate. Für die Homogenität der Abscheidung über die Waferoberfläche gilt, dass es bei gegebener HF-Leistung und gegebenem Gasfluss einen Druck gibt, bei dem die optimale Homogenität erreicht wird. Ein zu hoher Druck verursacht eine zur Wafer-Außenseite zunehmende Abscheiderate, ein

zu niedriger das Gegenteil. Für Wellenleiteranwendungen soll eine dichte nicht poröse Schicht erzeugt werden, die gleichzeitig homogen über der Waferoberfläche verteilt ist. Um dies zu erreichen, kann die HF-Leistung zunächst so gering gewählt werden, dass die Dichte der Schicht hoch ist. Der SiH_4 -Gasfluss wird so weit minimiert bis eine homogene Abscheiderate noch möglich ist. Abschließend wird der Druck so eingestellt, dass die Schichtdicke über den Wafer gleichbleibend ist.

Über das Verhältnis der Gasflussmengen kann der Brechungsindex einer Schicht wesentlich beeinflusst werden. Mit den Reaktionsgasen SiH_4 , CH_4 und CO_2 sind prinzipiell Materialien realisierbar, die neben den Wasserstoffbindungen grundlegend aus Si-Si-, Si-C-, C-C-, und Si-O-Bindungen bestehen. Der Brechungsindex hängt davon ab wie häufig die einzelnen Bindungen in der Schicht vorkommen. Werden nur die Gase SiH_4 und CO_2 verwendet, können Schichten erzeugt werden, in denen hauptsächlich Si-O-Bindungen vorhanden sind. Der Brechungsindex dieser Schicht ist dann nahe an dem von SiO_2 . Wird zusätzliches SiH_4 oder CH_4 hinzugefügt und der CO_2 Gasfluss reduziert, erhöht sich die Anzahl der Si-Si bzw. Si-C-Bindungen und es erhöht sich der Brechungsindex, bis er Werte in der Nähe von amorphem Silizium bzw. SiC erreicht. C-C-Bindungen sind hingegen nur in Schichten zu finden, die ohne CO_2 hergestellt wurden, da die Anwesenheit von Sauerstoff im Plasma zu energetisch günstigeren C-O-Bindungen führt. Wenn der Prozess ohne CO_2 stattfindet, entstehen Schichten, deren Brechungsindizes über das Verhältnis zwischen Silizium- und Kohlenstoffkonzentration bestimmt sind.

UV-Kontaktlithographie und Rotationsbeschichtung

Zur Strukturierung von Schichten mit einer Auflösung im Mikrometerbereich ist die UV-Kontaktlithographie ein geeignetes Verfahren. Im Gegensatz zur kontaktlosen Projektionslithographie wird bei der Kontaktlithographie die Photomaske in direkten Kontakt mit dem sich auf der Waferoberfläche befindlichen Photoresist gebracht. Der Verzicht auf aufwendige Optiken macht dieses Verfahren wirtschaftlich und robust. Jedoch ist zu beachten, dass es durch den mechanischen Kontakt zu einer Degradierungen der Photomasken kommt. Diese zeigt sich in einer fortschreitenden Beschädigung der strukturierten Oberfläche der Photomaske. Zudem sollte der Wafer eine partikelfreie Oberfläche mit geringer Wölbung aufweisen, damit ein flächiger Kontakt realisiert werden kann. Besteht ein Abstand zwischen Photomaske und Photoresist, weil sich z. B. ein Partikel auf der Oberfläche befindet, verringert sich die Auflösung und die Strukturen können nicht detailgetreu übertragen werden.

Zunächst muss der Wafer mit Photoresist beschichtet werden. Abhängig von der Beschaffenheit der Waferoberfläche und der Art des Photoresist muss eine Vorbehandlung mit einem Haftvermittler erfolgen. Zur Erzeugung einer Schicht aus Photoresist mit homogener und definierter Dicke wird die Rotationsbeschichtung eingesetzt. Der Prozess ist schematisch in Abb. 2.27 dargestellt. Als erstes wird Photoresist mit einem Dispenser in die Mitte des Wafers aufgebracht. Anschließend wird dieser in Rotation versetzt. Der Photoresist verteilt sich dabei gleichmäßig über die Oberfläche. Überschüssiger Photoresist wird über den Rand geschleudert. Das Lösungsmittel des Photoresist verdunstet durch die Bewegung und der Photoresist verfestigt sich. Erreicht er eine bestimmte Festigkeit, ändert sich die Schichtdicke nicht mehr. Diese hängt von der Beschleunigung, der Drehzahl und der Atmosphäre über dem Wafer ab, nicht jedoch von Menge an Photoresist, sofern ausreichend Photoresist appliziert wird. Abschließend wird der Wafer auf eine Heizplatte erhitzt, damit restliches Lösungsmittel verdunstet.

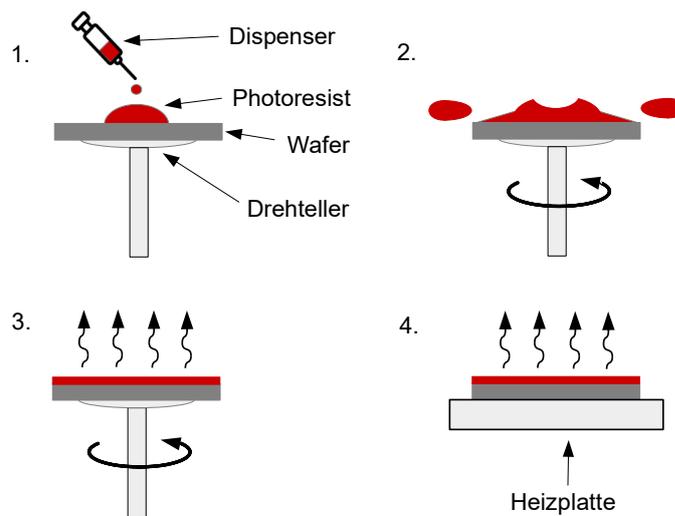


Abbildung 2.27: Grundlegender Ablauf der Rotationsbeschichtung von Photoresist.

1.: Aufbringen des Photoresists, 2.: Beschleunigung des Drehtellers, 3.: Verdampfen eines Teils des Lösungsmittels und Ausbildung einer definierten Schichtdicke, 4.: Ausdampfen des übrigen Lösungsmittels auf einer Heizplatte.

Im Kontaktbelichter wird zunächst der Keilfehler zwischen Wafer und Photomaske ausgeglichen. Dabei werden Wafer und Photomaske parallel zueinander ausgerichtet. Danach werden diese angenähert und der Wafer kann mit Hilfe eines Mikroskops über Mikrometerschrauben in horizontaler Ebene ausgerichtet werden. Zur Belichtung werden Photomaske und Photoresist in Kontakt gebracht. Dabei kann der Zwischenraum zusätzlich für einen besseren Kontakt evakuiert werden. In Abb. 2.28 wird der Belichtungsschritt veranschaulicht. Die Belichtung fin-

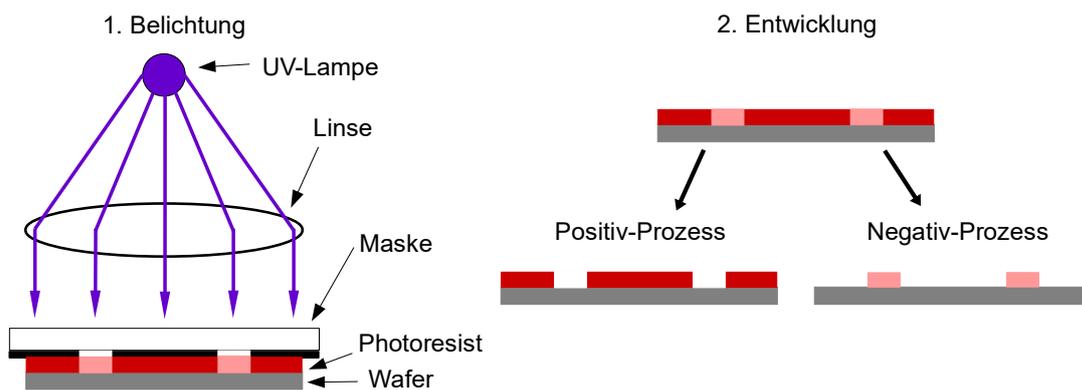


Abbildung 2.28: Grundlegender Ablauf der UV-Kontaktlithographie mit Negativ bzw. Positiv-Photoresist.

det über eine UV-Gasdrucklampe statt. Als Gas kommt Quecksilberdampf zum Einsatz. Dabei sorgt eine Linse für eine homogene Ausleuchtung der Photomaske. Das optische Spektrum der Belichtung kann über zusätzliche Filter im Strahlengang nach der Lichtquelle beeinflusst wer-

den. So ist es möglich, nur mit einzelnen Linien der Gasdrucklampe zu belichten. Dabei gilt, dass kleinere Wellenlängen potenziell eine bessere Auflösung ermöglichen.

Abhängig vom verwendeten Photoresist kann nach dem Belichten zusätzlich ein Heizschritt notwendig sein. Sind die Voraussetzungen zur Entwicklung des Photoresists gegeben, wird der Wafer für eine definierte Zeit in ein Gefäß mit Entwicklerlösung gelegt. Abschließend wird der Wafer mit demineralisiertem Wasser von Rückständen der Entwicklerlösung befreit. Prinzipiell kann zwischen zwei Arten von Photoresist unterschieden werden. Bei Positiv-Photoresist bleiben nach dem Belichten die nicht belichteten Bereiche bestehen, beim Negativ-Photoresist die belichteten. Dies wird in Abb. 2.28 veranschaulicht.

Reaktives Ionenätzen

Mit reaktivem Ionenätzen (reactive-ion etching, RIE) kann die durch den Photoresist definierte Struktur in das SiOC übertragen werden. Der Aufbau der Anlage ist ähnlich wie bei der PECVD. Auch hierbei werden Reaktionsgase in einem Plasma ionisiert und bilden Reaktionsprodukte mit Atomen an der Oberfläche des Wafers. Der entscheidende Unterschied ist jedoch, dass sich ausschließlich flüchtige Reaktionsprodukte bilden sollen und sich so die dem Plasma ausgesetzte Oberfläche abträgt.

Der schematische Aufbau ist in Abb. 2.29 dargestellt. Vergleichbar zum Aufbau eines PECVD-

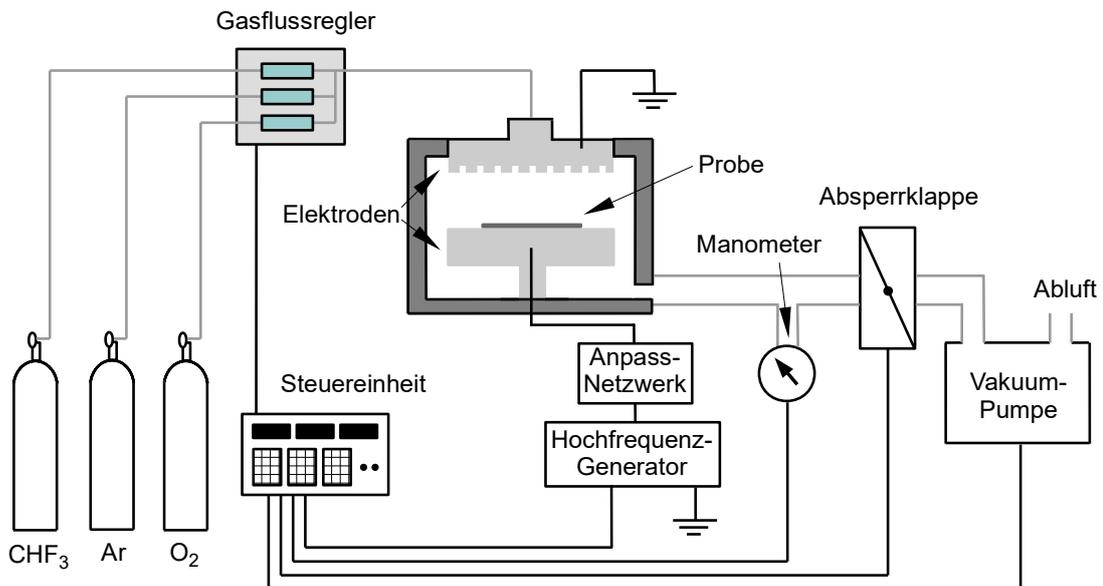


Abbildung 2.29: Grundlegender Aufbau eines RIE-Systems.

Systems wird in einem RIE-System der Zufluss von Reaktionsgasen über Gasflussregler realisiert, die von einer zentralen Steuereinheit kontrolliert werden. Die Gase werden durch einen Duschkopf in eine evakuierte Kammer eingelassen. Der Druck wird über ein Manometer und eine geregelte Absperrklappe eingestellt. Eine nachgeschaltete Vakuumpumpe erzeugt einen Druck von weniger als einem mTorr. Ein entscheidender Unterschied zu einem PECVD-System ist, dass

der HF-Generator und das Anpassnetzwerk nicht an die obere, sondern an die untere Elektrode angeschlossen ist, auf der sich auch der Wafer befindet. Durch die kapazitive Kopplung im Anpassnetzwerk, wird eine Gleichspannung zwischen unterer und oberer Elektrode aufgebaut. Diese hängt von dem Verhältnis der Oberflächengrößen der Elektroden und Prozessparametern wie HF-Leistung, Druck und Zufluss der jeweiligen Reaktionsgase ab. Die selbstinduzierte Gleichspannung sorgt für eine Beschleunigung der Ionen des Plasmas in Richtung der Probenoberfläche.

Zum Ätzen von SiOC eignen sich die Gase CHF_3 , O_2 und Ar. Das CHF_3 übernimmt mehrere Aufgaben im Prozess. Zum einen dient es als Quelle für Fluor, das mit Silizium zu flüchtigen Fluor-Verbindungen reagieren kann. Zum anderen erzeugt es durch seine Kohlenstoff-Verbindung eine dünne Polymerschicht auf der Probe. Diese lagert sich insbesondere an Seitenwänden ab, da horizontale Flächen verstärkt unter Ionenbeschuss sind. Diese Passivierung der Seitenwände unterstützt die Anisotropie des Prozesses. Der Sauerstoff sorgt für eine Begrenzung dieser Polymerschicht, in dem er mit Kohlenstoff zu flüchtigen Verbindungen reagiert. Eine übermäßige Polymerbildung an Seitenwänden führt zu Seitenwandrauigkeiten, die bei optischen Wellenleitern zu optischer Dämpfung durch Streuung führt. Das Argon erhöht den physikalischen Ätzanteil, da es nicht reaktiv ist. Darüber hinaus sorgt es für einen erhöhten Gesamtgasfluss, der die Redeposition von Ätzprodukten reduziert.

Beim Ätzen von optischen Wellenleitern kommt es darauf an, eine möglichst geringe Rauigkeit der Seitenwände und der Oberflächen zu erzielen. Dazu ist es sinnvoll, eine eher geringe HF-Leistung zu wählen, denn mit steigender HF-Leistung nimmt auch die Rauigkeit zu [81]. Zudem ist auch ein O_2 Anteil am Prozessgasgemisch vorteilhaft. Dabei ist jedoch der begrenzende Faktor die Ätz-Selektivität zwischen SiOC und Photoresist. Mit steigendem O_2 nimmt die Selektivität ab. Neben der Rauigkeit ist auch eine möglichst homogene Ätzrate über der gesamten Waferoberfläche von Bedeutung. Analog zum Verhalten bei der PECVD zeigt sich auch beim RIE, dass sich bei gegebener HF-Leistung und Gasflussmenge die Homogenität über den Druck einstellen lässt. Bei einem zu hohen Druck nimmt die Ätzrate nach außen zu, bei einem zu geringen nimmt sie nach außen ab. Bei der Einstellung des Drucks ist zu beachten, dass er einen direkten Einfluss auf die selbstinduzierte Gleichspannung hat. Diese sollte jedoch einen definierten Wert haben, da zu hohe Werte zu erhöhter Rauigkeit führen können. Um dies zu erreichen, müssen die Einstellungen für Druck und HF-Leistung iterativ optimiert werden.

Elektronenstrahlverdampfen

Das Elektronenstrahlverdampfen stellt ein Verfahren dar, Dünnschichten aus unterschiedlichsten Materialien abzuscheiden. Im Vergleich zum Sputtern haben die Schichten zwar häufig eine geringere Dichte, jedoch ist das Abscheideverfahren wegen seiner Anisotropie vorteilhaft für den Lift-Off-Prozess.

Der schematische Aufbau eines Systems zum Elektronenstrahlverdampfen ist in Abb. 2.30 dargestellt. Die Proben werden über Kopf an einer Halterung fixiert. Diese kann über einen Drehantrieb rotiert werden, damit die Homogenität der Abscheiderate erhöht wird und Abschattungen vermieden werden. Darunter befindet sich in einem Tiegel das zu verdampfende Material. Der Tiegel befindet sich in einer wassergekühlten Tiegelhalterung, damit diese vor den hohen Temperaturen beim Verdampfungsprozess geschützt ist. Die Elektronenkanone befindet sich darunter,

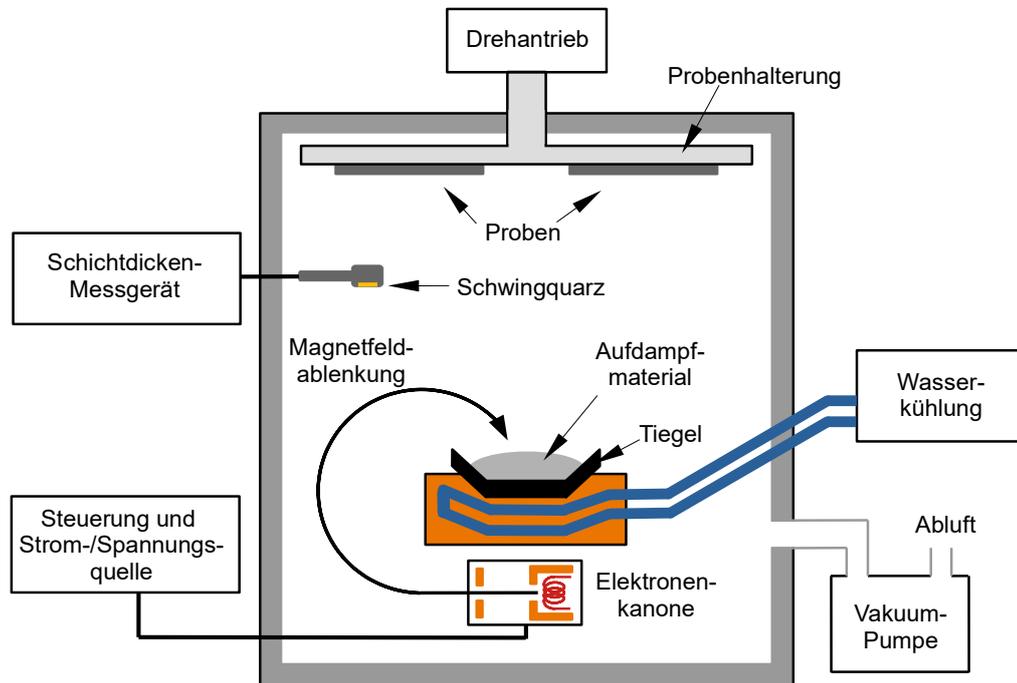


Abbildung 2.30: Grundlegender Aufbau eines Systems zur Abscheidung von Dünnschichten mittels Elektronenstrahlverdampfen.

so dass sich das verdampfende Material nicht auf ihr ablagern kann. Die Elektronen werden in der Elektronenkanone von einer Glühkathode emittiert und über eine Beschleunigungsspannung zur Anodenblende beschleunigt. Anschließend lenkt ein Magnetfeld den Elektronenstrahl auf einer gekrümmten Bahn auf das zu verdampfende Material. Die kumulierte Schichtdicke wird über ein Schwingquartz-Messsystem fortlaufend gemessen. Auf diese Weise können auch bei schwankenden Abscheideraten definierte Schichtdicken erreicht werden.

In den Untersuchungen dieser Arbeit wurde das Elektronenstrahlverdampfen in einem Lift-Off-Prozess zur Erzeugung metallischer Strukturen eingesetzt. Beim Lift-Off-Verfahren wird auf strukturierten Photoresist abgeschieden. Anschließend wird der Photoresist entfernt und das abgeschiedene Material verbleibt an den Orten, an denen vorher kein Photoresist war. Als Materialien werden in dieser Arbeit Aluminium und Chrom/Gold verwendet. Das Chrom stellt die Haftschicht für das Gold dar. Um allgemein eine gute Haftung zwischen dem abgeschiedenen Material und der Proben-Oberfläche zu erreichen, ist es vorteilhaft, die Probenoberfläche vor dem Abscheidprozess in einem Plasma zu aktivieren. Bei der Oberflächenaktivierung wird durch das Plasma die Oberflächenenergie erhöht.

Elektrooptische Polymere

Ein EO-Polymer besteht üblicherweise aus optisch transparenten Polymeren wie PMMA oder PC, die als Wirt dienen, und Chromophoren, die darin gelöst sind und die elektrooptischen Eigenschaften verursachen. Ein EO-Polymer muss gepolt werden, damit sich die Chromophore innerhalb des Wirtsmaterials ausrichten. So entsteht eine nicht zentrosymmetrische Symmetrie, die für den Pockels-Effekt, einem nichtlinearem Effekt zweiter Ordnung, notwendig ist. In Abb. 2.31 ist dieser Prozess veranschaulicht. Nach der Rotationsbeschichtung besitzen die

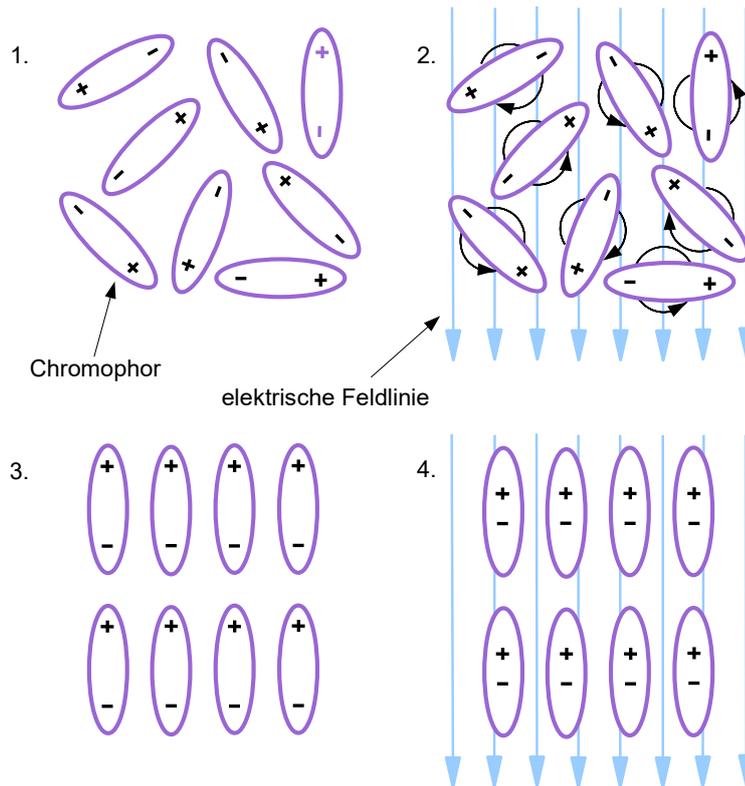


Abbildung 2.31: Ablauf der Polung und Änderung des Brechungsindex eines EO-Polymeren.

- 1.: Zufällige Orientierung der Chromophore nach der Rotationsbeschichtung,
- 2.: Ausrichtung während des Polungsprozesses, 3.: Erhalt der Orientierung bei Betriebstemperatur, 4.: Änderung des Brechungsindex durch angelegtes elektrisches Feld.

Chromophore eine zufällige Orientierung. Zur Polung wird ein elektrisches Feld im EO-Polymer erzeugt. Die elektrische Feldstärke sollte möglichst hoch sein, da mit steigender elektrischer Feldstärke auch die resultierenden elektrooptischen Koeffizienten ansteigen. Nach Erzeugung des elektrischen Feldes wird die Temperatur des EO-Polymeren bis nahe zur Glasübergangstemperatur erhöht. In diesem Temperaturbereich nimmt die Beweglichkeit der Chromophore stark zu, was eine wirksame Neuorientierung ermöglicht. Jedoch nimmt in diesem Temperaturbereich auch die Durchschlagsfestigkeit ab. Dies kann im ungünstigsten Fall zu einem elektrischen Durchschlag und damit zu einer Zerstörung der Probe führen. Der Polungsprozess kann über eine Strommessung überwacht werden. Richten sich die Chromophore aus, entsteht ein messbarer

Verschiebungsstrom. Nach dem Erreichen der Zieltemperatur wird das EO-Polymer bei bestehendem elektrischen Feld wieder abgekühlt. Dadurch wird die Orientierung der Chromophore quasi eingefroren und bleibt innerhalb eines materialabhängigen Temperaturbereiches erhalten. In [82] weisen gepolte EO-Polymere beispielsweise eine Langzeitstabilität bei Temperaturen unter 85 °C auf. Wird über ein Steuersignal ein elektrisches Feld im gepolten EO-Polymer erzeugt, ändern sich die Brechungseigenschaften des EO-Polymers entsprechend der elektrooptischen Koeffizienten. Für die Anwendung in einem optischen Phasenschieber ist insbesondere der Koeffizient r_{33} von Bedeutung. Dieser beschreibt die Änderung des Brechungsindex in Richtung des angelegten elektrischen Feldes und ist in EO-Polymeren signifikant größer als die übrigen Koeffizienten.

Neben den elektrooptischen Eigenschaften eines EO-Polymers sind auch dessen optische Dämpfungseigenschaften von Bedeutung. Dabei kann zwischen Dämpfung durch Absorption und Dämpfung durch Streuung unterschieden werden. Absorption findet durch das Anregen von Schwingungen der chemischen Bindungen des EO-Polymers statt. Die Stärke der Absorption ist vergleichbar mit optischen Polymeren wie PC und beträgt bis zu 0,6 dB/cm bei einer Wellenlänge von 1550 nm [83]. Bedeutender für die optische Dämpfung von EO-Polymeren sind die Verluste durch Streuung. Diese entstehen durch eine inhomogene Verteilung der Chromophore im Wirtsmaterial. Eine inhomogene Verteilung kann bereits nach der Rotationsbeschichtung vorhanden sein, wenn auf Grund des großen Dipolmoments zwischen Chromophoren eine Agglomeration stattfindet [84]. Darüber hinaus findet durch ein inhomogenes Polungsfeld auch eine inhomogene Ausrichtung der Chromophore statt [85, 86]. Beide Effekte haben gemein, dass sie einen Zielkonflikt zwischen der Stärke des elektrooptischen Effektes und der optischen Dämpfung verursachen. Zum einen nimmt die Agglomeration mit zunehmender Beladung des Wirtsmaterials zu. Zum anderen nehmen die durch Polung verursachten Verluste mit der Polungsspannung zu. Maßnahmen, die zu einem größeren elektrooptischen Effekt führen, erhöhen also die optische Dämpfung. Typische Werte für die optische Dämpfung von EO-Polymeren liegen bei mehr als 1 dB/cm [82].

3 Simulative Untersuchungen zur Leistungsfähigkeit von optischen MIMO-Entzerrern

Anhand von verschiedenen Szenarien wurde die Leistungsfähigkeit von optischen MIMO-Entzerrern simulativ untersucht. Dabei wurde auch das dynamische Verhalten eines MIMO-Entzerrers bei einem simulierten sich ändernden Übertragungskanal betrachtet. Die Schwerpunkthemen der Untersuchungen sind Fehlerkriterien, der Vergleich zwischen FIR- und IIR-Filtern und Regelalgorithmen.

In vorangegangenen Untersuchungen zu Fehlerkriterien für die Regelung von adaptiven optischen Filtern wurden sowohl digital bestimmbare [53] als auch in der elektrischen Ebene analog bestimmbare [57, 87, 88] vorgeschlagen. Wie in Kapitel 2.3.4 erklärt, kann für die initiale Optimierung der Filterkoeffizienten des MIMO-Entzerrers ein Fehlerkriterium verwendet werden, das die Signalqualität durch einen Vergleich mit Trainingssequenzen bestimmt [53]. Zur Regelung bei laufendem Betrieb können auch Fehlerkriterien ohne Informationen über die Daten des Signals eingesetzt werden. Für diesen Fall wurde für Übertragungssysteme mit Direktempfang in [53] die Maximierung des Q-Faktors vorgeschlagen. Die Leistungsfähigkeit von analogen Fehlerkriterien wurde in [57] umfangreich untersucht. Dabei wird jedoch nur ein Übertragungssystem ohne PDM/SDM betrachtet. Aus diesem Grund sind die Ergebnisse nur bedingt auf das in dieser Studie betrachtete Übertragungssystem mit PDM übertragbar. In [87] und [88] wird ein analoges Fehlerkriterium für optische MIMO-Entzerrer für Übertragungssysteme mit PDM beschrieben. Dies ist jedoch nur auf den Einsatz zusammen mit Filtern nullter Ordnung bzw. regelbaren Polstellern beschränkt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neues analoges Fehlerkriterium entwickelt, das auch zusammen mit Filtern höherer Ordnung in Übertragungssystemen mit PDM/SDM eingesetzt werden kann. Als digitales Kriterium wird ein CM-Kriterium vorgestellt, das in der Berechnung ähnlich der EVM ist.

Die Leistungsfähigkeit von optischen MIMO-Entzerrern mit unterschiedlichen Filterstrukturen wurde in mehreren simulativen und experimentellen Studien untersucht [7, 8, 53, 57]. Die meisten Arbeiten beziehen sich jedoch auf Übertragungssysteme mit Direktempfang und ohne PDM/SDM. In [53] wird die Leistungsfähigkeit von optischen MIMO-Entzerrern in Übertragungssystemen mit PDM untersucht. Es wird aber kein direkter Vergleich zwischen FIR- und IIR-Filtern im Zusammenhang mit Kreuzinterferenzstrukturen angestellt. Dieser findet nur am Bsp. der Kompensation von Gruppenlaufzeitschwankungen und ohne Berücksichtigung von Kanalübersprechen statt. In dieser Arbeit wird ein direkter Vergleich zwischen optischen MIMO-Entzerrern mit FIR- und IIR-Filtern in Übertragungssystemen mit Kanalübersprechen und PMD gemacht. Dabei wird auch die Stärke der PMD variiert, um verschiedene Szenarien abzudecken. Bei allen Simulationen mit IIR-Filtern wird von einem allgemeinen IIR-Filter ausgegangen, der in Kapitel 2.3.2 beschrieben wird und dessen Übertragungseigenschaften bei-

spielhaft durch Gleichung 2.35 gegeben sind.

Zur Initialisierung und Regelung von adaptiven optischen Filtern in optischen MIMO-Entzerrern wurden eine Vielzahl von Algorithmen vorgeschlagen. Dazu zählen sowohl einfache Gradientenverfahren [88] als auch globale Optimierungsalgorithmen wie SA [17] und PSO [64]. Diese konnten in experimentellen Untersuchungen erfolgreich eingesetzt werden. Daneben wurden auch das Levenberg-Marquardt Verfahren [57] und Verfahren, die zur Familie der Gauß-Newton bzw. quasi-Newton Verfahren gehören [53], vorgeschlagen. Bei diesen Verfahren ist es jedoch notwendig, eine Jacobi bzw. Hesse Matrix aus den Auswertungen des Fehlerkriteriums zu bestimmen. Wie dies in effizienter Weise praktisch umgesetzt werden kann, bleibt in den Studien jedoch unbeantwortet. Auch LMS- und RLS-Algorithmen wurden zur Regelung vorgeschlagen und in Simulation untersucht [53]. Dabei wurde davon ausgegangen, dass das Signal vor dem optischen Filter dem Regelungsalgorithmus bekannt ist. Dies ist in der Praxis jedoch ohne weiteres nicht der Fall. Deswegen sind LMS- und RLS- Algorithmen wenig geeignet. Insbesondere zur Initialisierung von optischen Filtern wurden in vorangegangenen Untersuchungen umfangreiche Erkenntnisse gesammelt [17, 53, 57, 64]. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit insbesondere auch der Aspekt der Nachregelung bei einem sich zeitlich verändernden Übertragungskanal betrachtet. Dazu wurde zum einen ein Modell für einen solchen dynamischen Übertragungskanal aufgestellt. Zum anderen wurde ein Simplexverfahren entwickelt und dessen Leistungsfähigkeit in Simulationen mit der Leistungsfähigkeit von Gradientenverfahren verglichen. Aus den Ergebnissen lässt sich auch abschätzen, wie schnell ein optischer MIMO-Entzerrer auf einen sich ändernden Übertragungskanal reagieren kann.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird erklärt, wie das Simulationsprogramm aufgebaut ist und wie es abläuft. In den Unterkapiteln wird auf das Simulationsmodell des statischen und des dynamischen Übertragungskanals, die verwendeten Signale, die damit berechneten Fehlerkriterien und die eingesetzten Regelungsalgorithmen eingegangen. Im zweiten Teil des Kapitels werden die Ergebnisse der Simulationen gezeigt. Die Ergebnisse der Fehlerkriterien, der Filtertypen und der Regelungsalgorithmen werden jeweils gegenübergestellt und verglichen.

3.1 Aufbau und Ablauf der Simulationen

Prinzipiell wurden zwei Arten von Simulationen durchgeführt. Zum einen solche mit einem statischen Übertragungskanal, der sich zeitlich nicht ändert, und zum anderen solche mit einem dynamischen Übertragungskanal, der sich zeitlich ändert.

Die Simulationen mit dem statischen Übertragungskanal dienen der Bewertung von verschiedenen Filtertypen und Fehlerkriterien. Dabei handelt es sich um so genannte Monte-Carlo-Simulationen, in denen eine hohe Anzahl von zufällig erzeugten Übertragungskanälen betrachtet wird. Zu jedem dieser Übertragungskanäle wird eine Kanalverzerrung mit simulierten optischen Filtern durchgeführt, bei der ein Fehlerkriterium durch Variation der Filterkoeffizienten minimiert wird. Jeweils wird der BER in Abhängigkeit des OSNRs bestimmt. Durch Interpolation wird aus diesem Zusammenhang eine Funktion erstellt. Diese Funktion liefert das notwendige OSNR bei einem BER von 10^{-2} . Dieser Wert wird in den Simulationen als FEC-Schwelle gewählt. Die Wahl beruht auf der Annahme einer leistungsfähigen FEC mit weicher Entscheidung [89]. Durch einen Vergleich zu dem benötigten OSNR im Fall eines ungestörten Übertragungskanals wird so die OSNR-Einbuße bestimmt.

Der Programmablauf zur Minimierung eines Fehlerkriteriums und zur Bestimmung von optimierten Koeffizienten für den statischen Fall ist in Abb. 3.1 anhand eines Diagramms veranschaulicht. Als erstes findet die Signalerzeugung statt. Das Signal wird anschließend durch einen

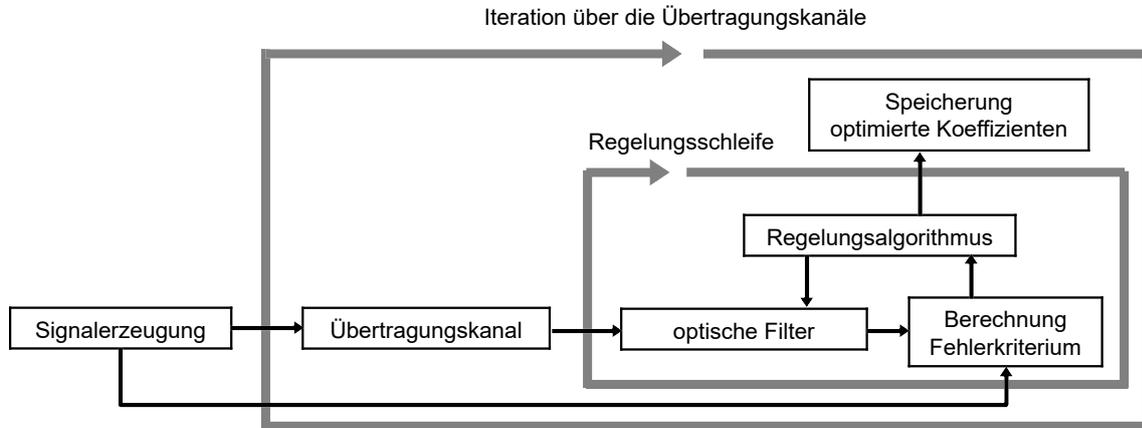


Abbildung 3.1: Ablauf der Simulationen mit statischem Übertragungskanal.

Übertragungskanal mit zufällig variierenden Eigenschaften verzerrt. Dies findet in einer Schleife statt. In jedem Schleifendurchlauf wird das erzeugte Signal von einem unterschiedlichen Übertragungskanal mit zufällig variierenden Eigenschaften verzerrt. Innerhalb der Schleife befindet sich weiterhin die Regelungsschleife. In dieser wird das verzerrte Signal in jedem Durchlauf der äußeren Schleife übergeben. In der Regelungsschleife durchläuft das Signal zunächst die optischen Filter. Anschließend wird aus dem Ausgangssignal ein Fehlerkriterium berechnet, das an den Regelungsalgorithmus weitergegeben wird. Dieser berechnet daraus neue Filterkoeffizienten. Wenn ein Minimum des Fehlerkriteriums gefunden ist, werden die dazugehörigen optimierten Koeffizienten zu jeder Störung gespeichert. Die innere Schleife bricht bei Konvergenz des Fehlerkriteriums ab.

Die Berechnung des BER in Abhängigkeit des OSNRs ist in Abb. 3.2 in einem Diagramm veranschaulicht. Am Anfang steht wieder die Signalerzeugung. Es werden verrauschte Signale mit

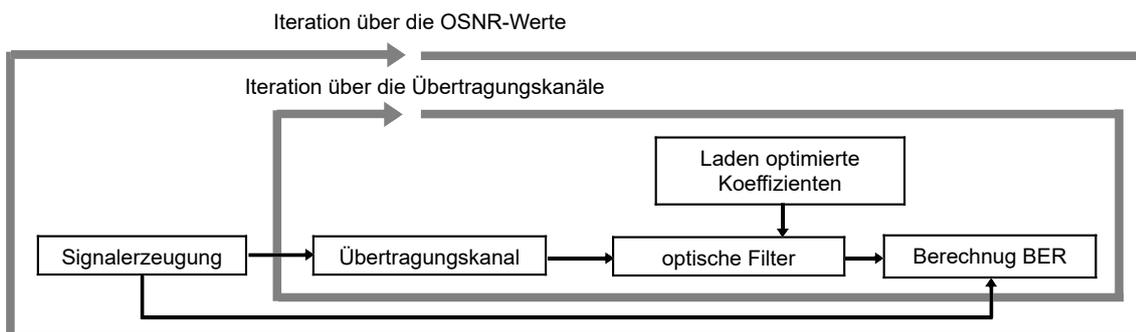


Abbildung 3.2: Ablauf der Berechnung des BER in den Simulationen mit statischem Übertragungskanal.

definiertem OSNR erzeugt. Dabei werden in der äußeren Schleife die verschiedenen OSNR-Werte durchlaufen und Signale mit jedem dieser Werte erzeugt. Die Art des Rauschens ist additives

weißes gaußsches Rauschen. In einer inneren Schleife wird über die Übertragungskanäle und die dazugehörigen optimierten Koeffizienten iteriert. Das verrauschte Signal wird durch den Übertragungskanal verzerrt und anschließend wird es unter Verwendung der optimierten Koeffizienten durch optische Filter entzerrt. Im letzten Schritt wird der BER des entzerrten Signals berechnet, indem die Bitfolge des Eingangssignals mit der des Ausgangssignals verglichen wird.

Zur Untersuchung der Leistungsfähigkeit von Regelungsalgorithmen wurden Simulation unter Verwendung eines dynamischen Übertragungskanals durchgeführt. Dabei wurde die schnellste für einen optischen MIMO-Entzerrer noch tolerierbare Änderung des Übertragungskanals in Abhängigkeit des OSNRs ermittelt. Der Ablauf der Simulation wird in Abb. 3.3 veranschaulicht. Die Funktionen befinden sich innerhalb von drei Schleifen. Die äußere Schleife iteriert

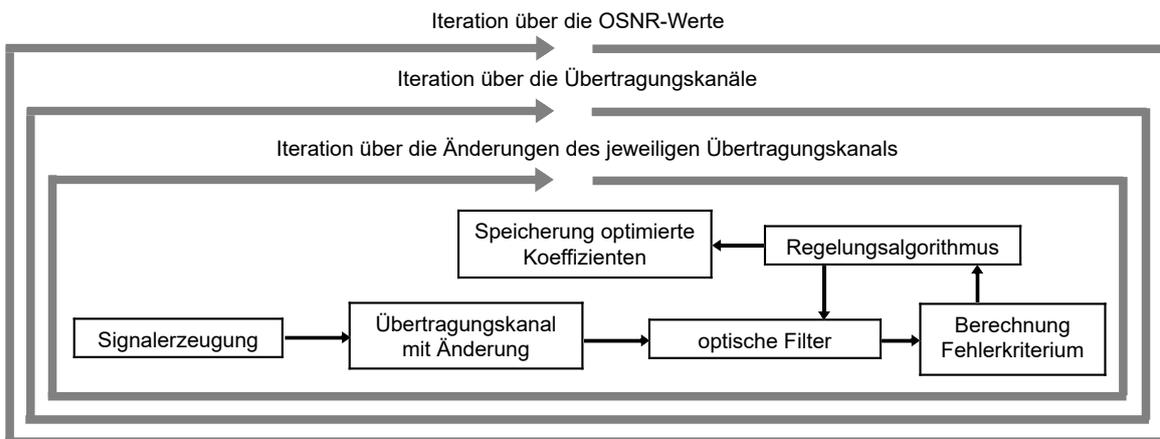


Abbildung 3.3: Ablauf der Simulationen mit dynamischem Übertragungskanal.

über die OSNR-Werte, die bei der Signalerzeugung eingestellt werden. Die zweitäußere Schleife iteriert über die verschiedenen Übertragungskanäle und die innere Schleife über die fortlaufende Änderung des jeweiligen Übertragungskanals. Im Gegensatz zum Ablauf im Falle des statischen Übertragungskanals findet die Signalerzeugung innerhalb der inneren Schleife statt. Dadurch wird erreicht, dass in jeder Berechnung des Fehlerkriteriums ein anderes Signal verwendet wird. Wie bei dem Aufbau mit statischem Übertragungskanal wird das Signal nach seiner Erzeugung durch den Übertragungskanal verzerrt und anschließend mit optischen Filtern entzerrt. Die optischen Filter werden mit für den unveränderten Übertragungskanal optimierten Koeffizienten initialisiert. Ein Regelungsalgorithmus optimiert ein Fehlerkriterium und berechnet dazu für jeden inneren Schleifendurchlauf neue Koeffizienten für die optischen Filter. Die optimierten Koeffizienten werden für jeden Änderungsschritt gespeichert.

Die Berechnung des BER für den Fall des dynamischen Übertragungskanals ist in Abb. 3.4 dargestellt. Wie bei der Berechnung des BER im Falle des statischen Übertragungskanals findet die Signalerzeugung innerhalb der äußeren Schleife statt. In zwei inneren Schleifen, die über die Übertragungskanäle und deren Änderungen iterieren, wird das Signal erst durch den Übertragungskanal mit Änderung verzerrt und anschließend mit Hilfe des Ladens der gespeicherten optimierten Koeffizienten durch die Filter entzerrt. Abschließend wird der BER berechnet, indem die Bitfolge des Eingangssignals mit der des Ausgangssignals verglichen wird. Auf diese Weise wird für jede Änderung jedes Übertragungskanals der BER in Abhängigkeit des OSNRs bestimmt.

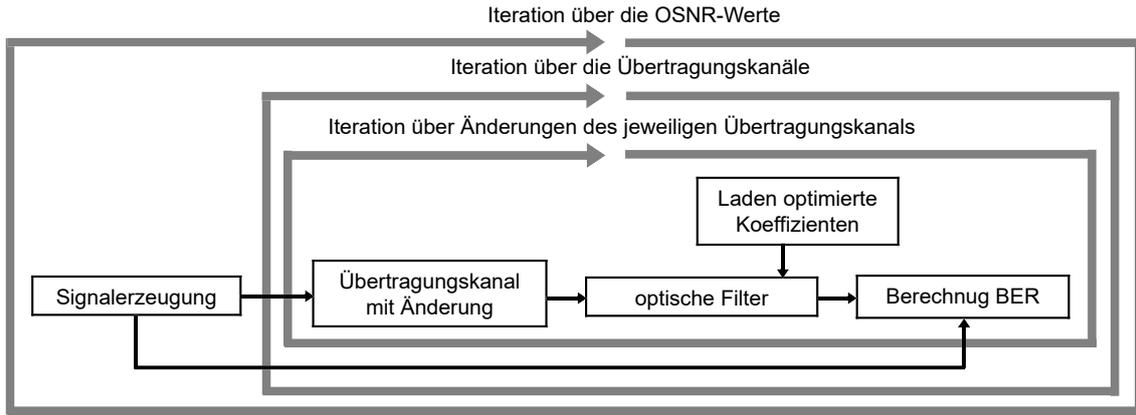


Abbildung 3.4: Ablauf der Berechnung des BER in den Simulationen mit dynamischem Übertragungskanal.

3.1.1 Simulationsmodell des Übertragungskanals

Statischer Übertragungskanal

Als Simulationsmodell für den statischen Übertragungskanal wurde ein Wellenplattenmodell genutzt. Dabei wurden die in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Störeffekte PMD und PDL berücksichtigt. Matrizen, die LMK, DGD und PDL beschreiben, werden wie in Gleichung 2.17 kaskadiert. In dem Produkt der Kaskadierung kommen N_{PDL} Matrizen, die PDL beschreiben, vor. Die polarisationsabhängigen Verluste sind um den Mittelwert von α_{PDL} mit einer Standardabweichung von 0.3% des Mittelwertes normalverteilt. Zusätzlich gibt es N_{DGD} DGD-Elemente mit einem mittleren Verzögerungswert von τ_{DGD} . Um diesen sind die Verzögerungswerte der einzelnen Elemente normalverteilt mit einer Standardabweichung von 0.3% des Mittelwertes. Im Verkettungsprodukt sind die PDL-beschreibenden Matrizen zwischen den DGD beschreibenden Matrizen gleichmäßig verteilt angeordnet. Kommen z. B. 100 DGD-Matrizen und zehn PDL-Matrizen vor, sind im Verkettungsprodukt zwischen den einzelnen PDL-Matrizen zehn DGD-Matrizen.

Dynamischer Übertragungskanal

Das Simulationsmodell des dynamischen Übertragungskanals baut auf dem des statischen auf. Als Ausgangspunkt dient eine Verkettung von Störeffekten wie im Falle des statischen Übertragungskanals. In diese wird an eine zufällige Position eine Kopplungsmatrix eingefügt, mit der eine Polarisationsänderung in schrittweise beschrieben wird. Diese Polarisationsänderung wird mit Hilfe der Matrix

$$\mathbf{M}_{\text{Rot},d} = \begin{pmatrix} e^{j\psi_1 d/N_D} \cos(\psi_3 d/N_D) & e^{j\psi_2 d/N_D} \sin(\psi_3 d/N_D) \\ -e^{-j\psi_2 d/N_D} \sin(\psi_3 d/N_D) & e^{-j\psi_1 d/N_D} \cos(\psi_3 d/N_D) \end{pmatrix}$$

zufällig erzeugt. Sie ist durch die Parameter ψ_1 , ψ_2 und ψ_3 definiert. Der Weg auf der Poincare-Kugel ist durch $d = 1, 2, \dots, N_D$ parametrisiert. Die Anzahl an Diskretisierungspunkten N_D gibt vor, wie fein die Polarisationsänderung aufgelöst ist. Ein Beispiel einer auf diesem Wege

erzeugten Polarisationsänderung ist in Abb. 3.5 gezeigt. Wenn Polarisationsänderungen auf

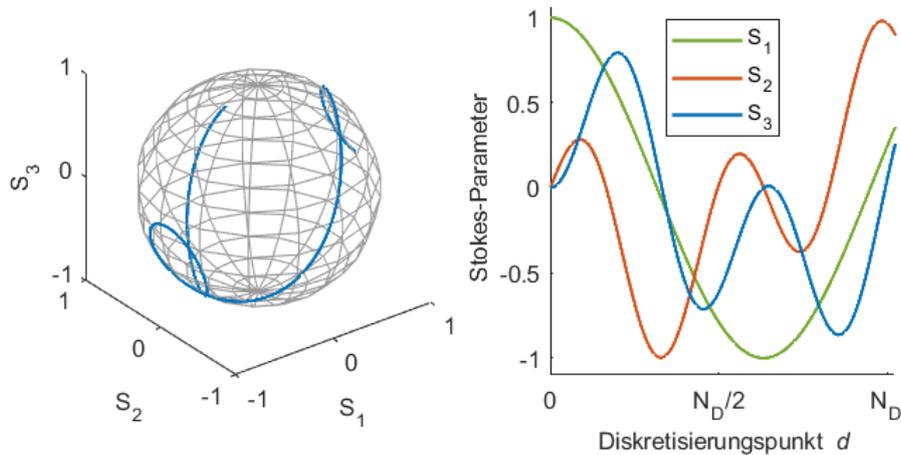


Abbildung 3.5: Bsp. für eine zufällig erzeugte Polarisationsänderung mit den Parametern $\psi_1 = -1,81$ rad, $\psi_2 = -7,9$ rad und $\psi_3 = -2,54$ rad.

diese Weise beschrieben werden, ist die Geschwindigkeit der Änderung der Richtung des Stokes-Vektors vom Betrag her nahezu konstant. Es resultieren N_D Übertragungsmatrizen M_d , die jeweils den Übertragungskanal bei einem der Diskretisierungspunkte beschreiben.

3.1.2 Signale und Fehlerkriterien

Signale

In allen Simulationen wird PDM und das Modulationsformat QPSK eingesetzt. Das Signal besteht also aus zwei Kanälen, die mit Hilfe von komplexen Signalamplituden beschrieben werden. In den Simulationen, in denen ein digitales Fehlerkriterium verwendet wird, kommt ein Nyquist-Signal zum Einsatz. Zur Bandbegrenzung wird eine Optimalfilterung mit root-raised-cosine (RRC) Filter und einem Abfallfaktor von 0.2 verwendet. Das Signal wird mit zwei Abtastwerten pro Symbol abgetastet. In den Simulationen mit HF-Kriterium kommt ein Rückkehr zur Null (return-to-zero, RZ) Signal mit einem Tastgrad von 0,5 und 4 Abtastpunkten pro Symbol zum Einsatz. Es wird eine Symbolrate von 32 GBd angenommen. Zur Optimierung bzw. Regelung werden Blöcke mit 2^8 Symbolen verwendet und zur Berechnung des BER Blöcke mit 2^{19} Symbolen. Das OSNR an der FEC-Schwelle ($BER = 10^{-2}$) beträgt im ungestörten Fall 11,4 dB. Das Signal wird im Basisband betrachtet.

Fehlerkriterium aus Abweichung von einer Trainingssequenz

Zur Initialisierung der adaptiven optischen Filter ist es notwendig, dass mit Hilfe einer Trainingssequenz die Filterkoeffizienten eingestellt werden, damit die Ausgangssignale des MIMO-Entzerrers korrekt den Kanälen zugeordnet werden können. Beim Einstellen der Filterkoeffizienten wird daher ein Fehlerkriterium eingesetzt, das aus einer dem Regelungsalgorithmus

bekanntes Trainingssequenz berechnet wird. Ein solches Fehlerkriterium stellt der quadratische Mittelwert des Fehlers (root-mean-square error, RMSE) zwischen empfangenem Signal und bekannter Trainingssequenz dar. Dieses Fehlerkriterium lässt sich mit der folgenden Formel beschreiben:

$$e_{\text{Train}} = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{B}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{B}}} \left| \frac{s_{\text{Train},i}}{\langle |s_{\text{Train},k}| \rangle_k} - \frac{s_i}{\langle |s_k| \rangle_k} \right|^2}. \quad (3.1)$$

Dabei ist N_{B} die Anzahl der Symbole pro ausgewertetem Block, $s_{\text{Train},i}$ der i -te Abtastpunkt der Trainingssequenz und s_i der i -te Abtastpunkt des Signals. Mit $\langle \dots \rangle_k$ wird der Mittelwert über den Index k angezeigt.

CM-Kriterium

Das CM-Kriterium kann zur Regelung von adaptiven optischen Filtern eingesetzt werden. Es kann auch ohne Frequenz- und Phasenschätzung bestimmt werden. Es ist definiert durch den Quotienten aus der Standardabweichung der Beträge des komplexen Signals an den Abtastzeitpunkten und dem Mittelwert dieser Beträge. Als Formel lässt sich dies auch wie folgt schreiben:

$$e_{\text{CM}} = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{B}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{B}}} \left(1 - \frac{|s_i|}{\langle |s_k| \rangle_k} \right)^2}. \quad (3.2)$$

Zur Bestimmung des CM-Kriteriums sollte das Signal an den Symbolmitten abgetastet sein. Dazu ist eine Taktrückgewinnung notwendig. Durch die Anwendung der Übertragungsfunktionen des Übertragungskanal und der adaptiven optischen Filter kann eine zeitliche Verschiebung des Signals auftreten, die auch zwischen zwei ursprünglichen Abtastzeitpunkten liegen kann. In diesem Fall ist das Signal nicht mehr in den Symbolmitten abgetastet. Zur Taktrückgewinnung wird die Abtastrate zunächst auf 32 Abtastpunkte pro Symbol erhöht. Für jeden dieser Abtastzeitpunkte eines Symbols wird jeweils über mehrere Symbole die Standardabweichung des Signalbetrags berechnet. Der Abtastzeitpunkt, an dem die Standardabweichung des Signalbetrags am geringsten ist, wird als neuer Abtastzeitpunkt festgelegt. Das auf diese Weise neu abgetastete Signal wird zur Berechnung des CM-Kriteriums herangezogen.

Fehlerkriterium aus HF-Leistung

Ein alternativer Ansatz ist die Bestimmung eines Fehlerkriteriums ohne DSP. Die Idee, aus der HF-Leistung des Signals ein Kriterium zur Optimierung zu bestimmen, basiert auf den vorangegangenen Arbeiten [57, 87, 88]. Die HF-Leistung bezeichnet in diesem Fall die Leistung eines elektrischen Signals ohne Gleichanteil, das durch die inkohärente Detektion des optischen Signals durch eine Photodiode gewonnen wird. In [57] wurde ein optischer Entzerrer in einem Übertragungssystem ohne PDM eingesetzt. In einem solchen System ist es möglich, zur Optimierung der Filterkoeffizienten die HF-Leistung zu maximieren. In [87] und [88] wurde ein System mit PDM betrachtet. Bei der Optimierung der Filterkoeffizienten wurde die HF-Leistung nicht wie in [57] maximiert sondern minimiert, da diese in PDM-Systemen in erster Linie von der Größe des Kanalübersprechens abhängt. Bei diesen Untersuchungen wurden jedoch lediglich Filter nullter Ordnung eingesetzt bzw. ein optischer MIMO-Entzerrer, der keine

frequenzabhängigen Übertragungsmatrizen erzeugen kann. In dieser Arbeit wurde das Konzept, die HF-Leistung als Fehlerkriterium einzusetzen, so erweitert, dass es auch mit optischen MIMO-Entzerrern verwendbar ist, die frequenzabhängige Übertragungsmatrizen erzeugen können.

Wenn in der Regelung eines optischen MIMO-Entzerrers mit frequenzabhängiger Übertragungsmatrix lediglich die HF-Leistung minimiert wird, führt dies entweder dazu, dass das optische Signal im optischen MIMO-Entzerrer komplett ausgelöscht wird oder dass Signalanteile mit Frequenzen im Bereich der durch Kanalübersprechen auftretenden Interferenzfrequenzen gedämpft werden. Es würde also keine Entzerrung sondern eine Auslöschung des Signals oder eine Signalverzerrung stattfinden. Um dies zu verhindern, wurden die besonderen spektralen Eigenschaften von RZ-PSK-Signalen ausgenutzt. Das Konzept ist also nur auf RZ-PSK-Signale anwendbar. Dies ist bei einem Systementwurf zu berücksichtigen. Wenn ein RZ-PSK-Signal mit einer Photodiode inkohärent detektiert wird, ergibt sich im Idealfall eine periodische Wellenform. Das Spektrum dieser Wellenform ist bestimmt durch Spitzen bei Frequenzen, die einem Vielfachen der Symbolrate entsprechen. Werden diese durch Bandsperren herausgefiltert, bleibt nur das Rauschen übrig. Die HF-Leistung ist in diesem Fall minimal. Ist das optische Signal jedoch durch Kanalübersprechen gestört, entstehen im elektrischen HF-Spektrum zusätzliche Frequenzanteile. Die HF-Leistung steigt dadurch. Eine Minimierung dieser HF-Leistung hat deswegen eine Minimierung des Kanalübersprechens zur Folge.

Zur Veranschaulichung des entwickelten Konzepts ist der Aufbau der Regelungsschleife für einen allgemeinen Fall mit $2N$ Kanälen in Abb. 3.6 gezeigt. Nach dem PDM-/SDM-Demultiplexer

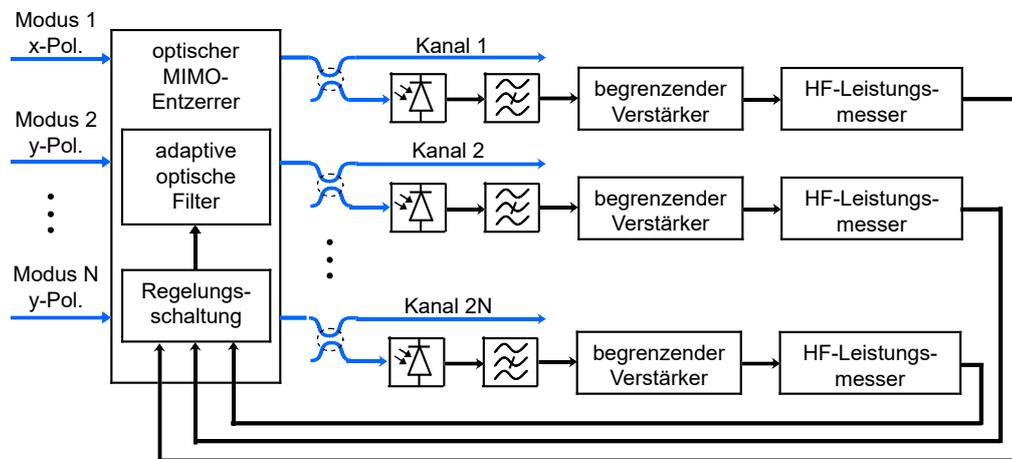


Abbildung 3.6: Blockschaltbild zur Veranschaulichung der Bestimmung eines Fehlerkriteriums, das aus der elektrischen HF-Leistung gewonnen wird.

wird ein Teil des optischen Signals über einen optischen Koppler auf eine Photodiode geleitet. Der Ausgang der Photodiode ist kapazitiv gekoppelt. Bandsperren bei der Symbolrate und Vielfachen von ihr filtern die Frequenzanteile des Datensignals heraus, so dass das Spektrum nur noch von Störeffekten und dem Rauschen abhängt. Ein begrenzender Verstärker mit automatischer Verstärkungsregelung ermöglicht eine „Normierung“ des Signals. Er verhindert, dass der MIMO-Entzerrer die Minimierung der HF-Leistung durch eine Absenkung der gesamten optischen Leistung erreichen kann. Die HF-Leistung wird über ein Leistungsmessgerät bestimmt und an die Schaltung zur Regelung der adaptiven optischen Filter weitergegeben.

In den Simulationen wird das HF-Kriterium wie folgt berechnet. Zunächst wird das Betragsquadrat der einzelnen Komponenten des normierten Signalvektors $\vec{s}/|\vec{s}|$ gebildet, anschließend wird eine schnelle Fourier-Transformation (fast Fourier transform, FFT) durchgeführt. Das Ergebnis dieser FFT ist das diskrete elektrische Leistungsspektrum. Das Leistungsspektrum wird mit einer Bandsperre \vec{G}_{BS} komponentenweise multipliziert. Abschließend wird das Betragsquadrat des Ergebnisvektors gebildet. In mathematischer Form kann dies wie folgt geschrieben werden:

$$e_{\text{HF}} = \left| \frac{\mathcal{F}\{\vec{s} \circ \vec{s}^*\} \circ \vec{G}_{\text{BS}}}{|\vec{s}|^2} \right|^2. \quad (3.3)$$

Dabei steht der Operator \circ für die komponentenweise Multiplikation.

3.1.3 Algorithmen zur Regelung und zur initialen Optimierung der Filterkoeffizienten

Optimierung der Filterkoeffizienten mit globalen Algorithmen

Zur initialen Optimierung der Filterkoeffizienten müssen globale Optimierungsalgorithmen eingesetzt werden, da das Fehlerkriterium lokale Minima besitzt. Dabei sind z. B. die PSO oder das SA geeignet. In der Diplomarbeit von Sebastian Wehrhausen [90] hat es sich gezeigt, dass es von der Rechenzeit besonders günstig ist, einen lokalen Optimierungsalgorithmus mit mehreren zufälligen Startwerten einzusetzen und am Ende das beste Ergebnis auszuwählen. Auch die Qualität des Ergebnisses steht den globalen Algorithmen in dieser Anwendung nicht nach.

Als lokaler Optimierungsalgorithmus wird das Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno (BFGS)-Verfahren eingesetzt. Dies gehört zur Gruppe der Quasi-Newton-Verfahren und gilt in den Bibliotheken von Skriptsprachen wie z. B. Python oder Matlab als bewährtes Standardverfahren mit hoher Konvergenzgeschwindigkeit. Eine genaue Beschreibung des Verfahrens, wie es auch für die Untersuchungen dieser Arbeit verwendet wurde, ist in [91] zu finden. Die Anzahl der notwendigen zufälligen Startpositionen richtet sich nach der Anzahl der zu optimierenden Parameter. Die benötigte Anzahl von Startpositionen kann durch die heuristische Formel „0,3 multipliziert mit der Anzahl der zu optimierenden Parameter“ abgeschätzt werden.

Gradientenverfahren zur Regelung

Nachdem die Filterkoeffizienten initial optimiert wurden, müssen die Filterkoeffizienten im laufenden Betrieb geregelt werden, wenn z. B. eine Änderung des Übertragungskanals auftritt. Dazu eignen sich lokale Optimierungsverfahren aus der Kategorie der auf Ableitungen basierenden Verfahren. Zu dieser gehören auch die bereits erwähnten Quasi-Newton-Verfahren und das Verfahren der konjugierten Gradienten. Diese besitzen eine hohe Konvergenzgeschwindigkeit, weil sie Informationen aus vorhergehenden Iterationen nutzen. In einem sich zeitlich ändernden System sind Informationen aus vorhergehenden Iterationen jedoch nur noch teilweise gültig. Deswegen besitzen diese Verfahren keinen Vorteil und bei sich schnell ändernden Übertragungskanälen unter Umständen sogar Nachteile gegenüber einem gewöhnlichen Gradientenverfahren. Aus diesem Grund wurden in den Untersuchungen dieser Arbeit gewöhnliche Gradientenverfahren zur Regelung eingesetzt.

In gewöhnlichen Gradientenverfahren werden die Koeffizienten, die in einem Vektor $\vec{\varphi}$ zusammengefasst sind, über die Gleichung

$$\vec{\varphi}_{i+1} = \vec{\varphi}_i - \delta \nabla e(\vec{\varphi}_i) \quad (3.4)$$

aktualisiert. Dabei steht $\nabla e(\vec{\varphi}_i)$ für den Gradienten des Fehlerkriteriums und δ für die Schrittweite. Der Gradient muss abgeschätzt werden, da das Fehlerkriterium eine im Allgemeinen unbekannte Funktion ist. Während bei CM- und LMS-Algorithmen der Gradient mit Hilfe des Eingangs- und Ausgangssignals des Filters geschätzt wird [47], kann bei optischen MIMO-Entzerrern der Gradient ausschließlich aus Auswertungen des Fehlerkriteriums abgeschätzt werden, das aus dem Ausgangssignal des Filters berechnet wird. Dazu werden in dieser Arbeit zwei Näherungs-Ansätze betrachtet. Zum einen ist dies die stochastische Abschätzung durch finite Differenzen (finite differences stochastic approximation, FDSA) und zum anderen die stochastische Abschätzung durch gleichzeitige Störung (simultaneous perturbation stochastic approximation, SPSA) [65].

Bei der FDSA werden die Koeffizienten der adaptiven optischen Filter nacheinander um einen kleinen Wert $\Delta\varphi$ verschoben, um auf diese Weise die partiellen Ableitungen und damit den Gradienten numerisch zu bestimmen. Die i -te Komponente eines auf diese Weise bestimmten Gradienten $(\nabla e(\vec{\varphi}))_i$ kann wie folgt beschrieben werden:

$$(\nabla e(\vec{\varphi}))_i = \frac{e(\vec{\varphi}_{(+),i}) - e(\vec{\varphi}_{(-),i})}{2\Delta\varphi} \quad (3.5)$$

mit

$$\vec{\varphi}_{(+),i} = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \vdots \\ \varphi_i + \Delta\varphi \\ \vdots \\ \varphi_{N_P} \end{pmatrix}, \vec{\varphi}_{(-),i} = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \vdots \\ \varphi_i - \Delta\varphi \\ \vdots \\ \varphi_{N_P} \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Dabei ist N_P die Anzahl der Koeffizienten. Der Nachteil dieses Ansatzes ist, dass für jede Iteration $2N_P$ Auswertungen des Fehlerkriteriums notwendig sind.

Bei der SPSA wird zunächst ein Vektor $\vec{\zeta}$ der Form

$$\vec{\zeta} = \begin{pmatrix} \zeta_1 \\ \zeta_2 \\ \vdots \\ \zeta_{N_P} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

mit den Zufallszahlen ζ_i erzeugt, die zufällig den Wert 1 oder -1 annehmen können. Der Vektor $\vec{\zeta}$ gibt so eine zufällige Richtung vor, in die der Gradient mit

$$\nabla e(\vec{\varphi}) = \frac{e(\vec{\varphi} + \Delta\varphi \vec{\zeta}) - e(\vec{\varphi} - \Delta\varphi \vec{\zeta})}{2\Delta\varphi} \vec{\zeta} \quad (3.8)$$

bestimmt wird. Der Gradient wird also nur mit 2 Auswertungen des Fehlerkriteriums pro Iteration bestimmt. Jedoch ist die Genauigkeit der Näherung schlechter als bei der FDSA, da die Richtung des Gradienten zufällig ist. Der Gradient wird bei der SPSA quasi durch eine partielle Ableitung in eine zufällige Richtung abgeschätzt.

Simplex-Regelungsverfahren

Das allgemeine Simplexverfahren (Nelder-Mead Verfahren) ist ein lokales Optimierungsverfahren für nichtlineare Funktionen. Es ist im Vergleich zu Optimierungsverfahren, die auf Gradienten beruhen, robuster bei verrauschten Fehlerkriterien. Bei dem Verfahren wird zunächst ein Simplex mit $N_P + 1$ Punkten initialisiert. N_P ist die Anzahl der zu optimierenden Parameter. Die Punkte des Simplex werden durch Reflexions-, Expansions-, Kontraktions- und Komprimierungsoperationen nach bestimmten Regeln so verändert, dass sich der Simplex am Ort des Minimums des Fehlerkriteriums zusammenzieht [66].

In dieser Forschungsarbeit wurde das allgemeine Simplexverfahren so modifiziert, dass es für eine fortlaufende Regelung von adaptiven optischen Filtern eingesetzt werden kann. Das entwickelte Verfahren wird Simplex-Regelungsverfahren (downhill simplex control method, DSCM) genannt. Zunächst wird der Simplex so initialisiert, dass er symmetrisch ist und eine konstante Kantenlänge besitzt. Das bedeutet auch, dass der Abstand des Schwerpunktes zu jedem Punkt gleich ist. Dadurch werden alle Parameter des Fehlerkriteriums gleich behandelt. Des Weiteren muss sichergestellt sein, dass die Größe des Simplex sich während des Regelungsprozesses nicht ändert, damit die Konvergenzgeschwindigkeit und die Genauigkeit der Konvergenz definiert bleiben. Die Größe des Simplex ist gegeben durch den Abstand des Schwerpunktes des Simplex zu seinen Punkten. Eine Vergrößerung des Simplex erhöht die Konvergenzgeschwindigkeit, reduziert jedoch die Genauigkeit der Konvergenz. Die Größe des Simplex muss also so initialisiert werden, dass ein geeigneter Kompromiss zwischen Konvergenzgeschwindigkeit und Konvergenzgenauigkeit entsteht. Die Bedingungen für eine gleichbleibende Größe des Simplex impliziert, dass keine Expansions-, Kontraktions- und Komprimierungsoperationen durchgeführt werden dürfen. Übrig bleibt also die Reflexionsoperation. Des Weiteren wird zusätzlich eine Aktualisierung des ältesten Punktes des Simplex in jeder Iteration durchgeführt. Damit wird das Hängenbleiben des Simplex an Punkten mit besonders niedrigen Werten des Fehlerkriteriums verhindert, denn die Reflexionsoperation wird immer auf den Wert mit dem höchsten Wert des Fehlerkriteriums angewendet. Während einer Änderung des Übertragungskanal würde der Punkt mit dem niedrigstem Wert des Fehlerkriteriums ohne die Aktualisierung des ältesten Punktes möglicherweise nie aktualisiert. Gleichzeitig würden die Werte der übrigen Punkte zunehmend größer. Eine Veränderung der Position des Minimums des Fehlerkriteriums würde nicht gefolgt werden.

Die Abfolge der einzelnen Schritte des Simplex Regelungsverfahrens sind wie folgt:

1. Initialisiere die Eckpunkte des Simplex $\vec{\varphi}_1, \vec{\varphi}_2, \dots, \vec{\varphi}_{N_P+1}$ und werte $e(\vec{\varphi}_1), e(\vec{\varphi}_2), \dots, e(\vec{\varphi}_{N_P+1})$ aus
2. Ordne nach $e(\vec{\varphi}_1) \leq e(\vec{\varphi}_2) \leq \dots \leq e(\vec{\varphi}_{N_P+1})$
3. Berechne den Schwerpunkt $\vec{\varphi}_0 = 1/N_P \sum_{i=1}^{N_P} \vec{\varphi}_i$
4. Berechne den reflektierten Punkt $\vec{\varphi}_r = 2\vec{\varphi}_0 - \vec{\varphi}_{N_P+1}$
5. Setze $\vec{\varphi}_{N_P+1} = \vec{\varphi}_r$ und werte $e(\vec{\varphi}_{N_P+1})$ aus
6. Aktualisiere den ältesten $e(\vec{\varphi}_i)$ und gehe zu Schritt 2

3.2 Simulationsergebnisse

3.2.1 Fehlerkriterien

Als Erstes werden die Ergebnisse der Simulationen zum Vergleich der Fehlerkriterien auf der Basis der HF-Leistung und der Abweichung des Signals zu einer Trainingssequenz präsentiert. Die Parameter dieser Simulationen werden in Tabelle 3.1 gezeigt. Die Wahl der Werte orientiert

	Simulation 1	Simulation 2
Signal	PDM-QPSK, Nyquist	PDM-QPSK, RZ
Übertragungskanäle	10.000	
DGD-Elemente	100 mit $\tau_{\text{DGD}} = 1$ ps	
PDL-Elemente	10 mit $\alpha_{\text{PDL}} = 0,4$ dB	
Filtertyp	FIR mit 5 Koeffizienten	
Fehlerkriterium	RMSE-Trainingssequenz	HF-Kriterium
Regelungsalgorithmus	BFGS	

Tabelle 3.1: Parameter der Simulationen zum Vergleich des analogen HF-Leistungs Fehlerkriterium zu dem digitalen Fehlerkriterium auf der Basis einer Trainingssequenz.

sich an [53]. Dadurch soll, wie in [53] motiviert, ein optisches Metronetz mit ausgeprägter PMD beschrieben werden. Die mittlere DGD beträgt 11 ps. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.7 dargestellt. Unter Verwendung des Fehlerkriteriums auf der Basis einer Trainingssequenz beträgt die OSNR-

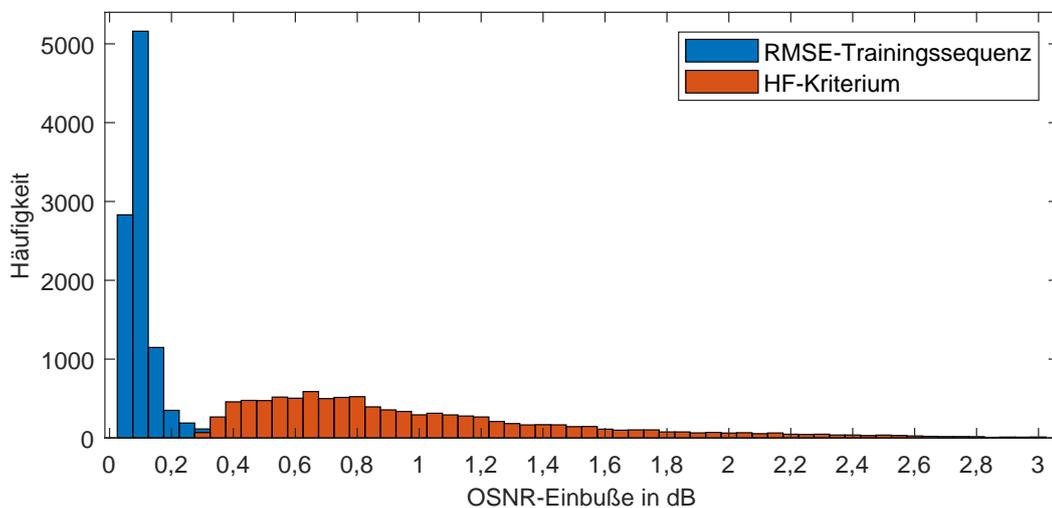


Abbildung 3.7: Ergebnisse der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit FIR-Filtern mit jeweils 5 Koeffizienten bei verschiedenen Fehlerkriterien.

Einbuße weniger als 1 dB, während sie bei der Verwendung des HF-Kriteriums bis 3 dB geht. Es zeigt sich, dass die Optimierung der Filterkoeffizienten mit einem Fehlerkriterium auf der Basis einer Trainingssequenz zu einer signifikant besseren Signalqualität führt. Jedoch ist auch mit dem analog bestimmbaren HF-Kriterium eine effektive Signalentzerrung möglich. Für den

Fall, dass es nicht möglich ist, ein Fehlerkriterium aus der DSP an die Regelungsschaltung des MIMO-Entzerrers zu übertragen, kann ein Fehlerkriterium auf der Basis der HF-Leistung eine Alternative sein.

3.2.2 Filtertypen

Zunächst wurde die Leistungsfähigkeit von MIMO-Entzerrern mit FIR-Filtern verschiedener Ordnungen untersucht. Die Filter besitzen einen freien Spektralbereich von 64 GHz. Dies entspricht zwei Filterabgriffen pro Symbol. Die für diese Simulationen benutzten Parameter werden in Tabelle 3.2 gezeigt und die Ergebnisse in Abb. 3.8.

	Simulation 1	Simulation 2	Simulation 3
Signal	PDM-QPSK, Nyquist		
Übertragungskanäle	10.000		
DGD-Elemente	100 mit $\tau_{\text{DGD}} = 1$ ps		
PDL-Elemente	10 mit $\alpha_{\text{PDL}} = 0,4$ dB		
Filtertyp	FIR mit 3 Koeff.	FIR mit 5 Koeff.	FIR mit 7 Koeff.
Fehlerkriterium	RMSE-Trainingssequenz		
Regelungsalgorithmus	BFGS		

Tabelle 3.2: Parameter der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit 3, 5 und 7 Koeffizienten pro FIR-Filter.

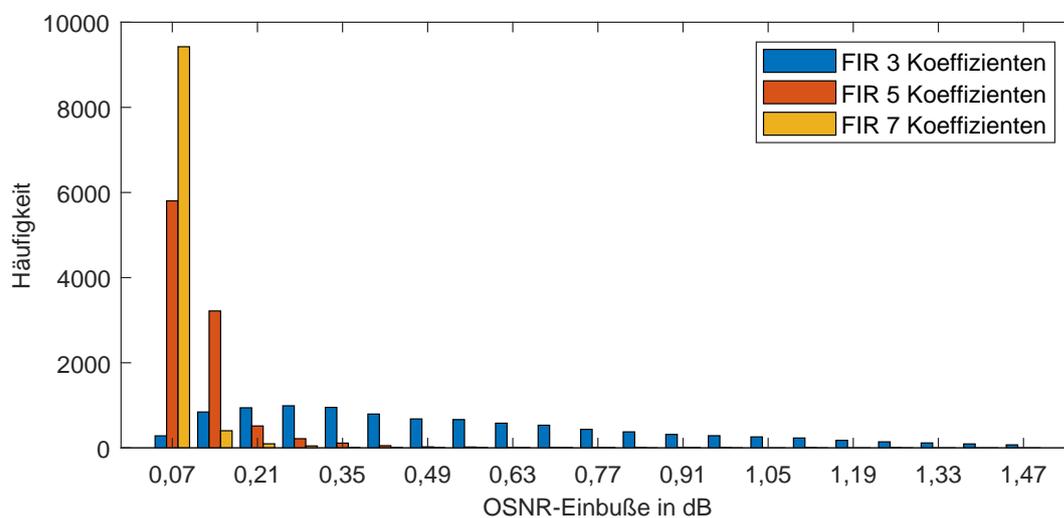


Abbildung 3.8: Ergebnisse der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit 3, 5 und 7 Koeffizienten pro FIR-Filter.

Mit zunehmender Anzahl an Filterkoeffizienten nimmt erwartungsgemäß auch die Leistungsfähigkeit der Entzerrung zu. Bei 7 Koeffizienten werden OSNR-Einbußen von weniger als 0,5 dB erreicht, während bei 3 Koeffizienten bis zu 1,5 dB erreicht werden. Für das betrachtete Über-

tragungssystem sind MIMO-Entzerrer mit FIR-Filtern mit 7 Filterkoeffizienten eine geeignete Wahl.

Um zu überprüfen, ob es möglich ist, durch den Einsatz von IIR-Filtern die Anzahl an benötigten Filterkoeffizienten zu reduzieren, wurden Simulationen mit IIR-Filtern mit 5 Koeffizienten durchgeführt. Die simulierten IIR-Filter besitzen den gleichen freien Spektralbereich von 64 GHz wie die FIR-Filter. Die Parameter der Simulationen für diesen Vergleich sind in Tabelle 3.3 dargestellt und die Ergebnisse in Abb. 3.9.

	Simulation 1	Simulation 2	Simulation 3
Signal	PDM-QPSK, Nyquist		
Übertragungskanäle	10.000		
DGD-Elemente	100 mit $\tau = 1$ ps		
PDL-Elemente	10 mit $\alpha = 0,4$ dB		
Filtertyp	FIR mit 5 Koeff.	FIR mit 7 Koeff.	IIR mit 5 Koeff.
Fehlerkriterium	RMSE-Trainingssequenz		
Regelungsalgorithmus	BFGS		

Tabelle 3.3: Parameter der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit FIR-Filtern (jeweils 5 bzw. 7 Koeffizienten) und IIR-Filtern (jeweils 5 Koeffizienten).

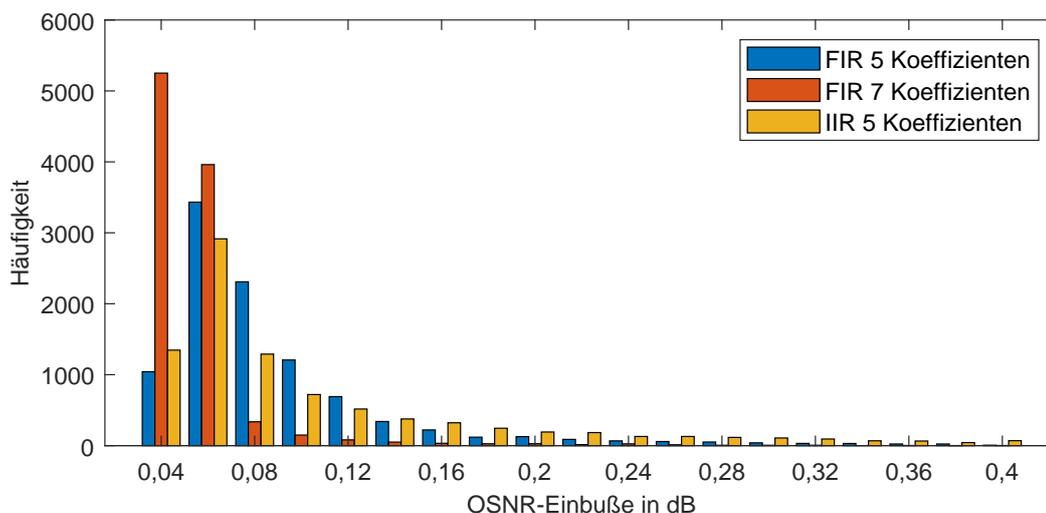


Abbildung 3.9: Ergebnisse der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit FIR-Filtern (jeweils 5 bzw. 7 Koeffizienten) und IIR-Filtern (jeweils 5 Koeffizienten).

Es zeigt sich, dass der Einsatz von FIR-Filtern mit 7 Koeffizienten zu einem besseren Ergebnis führt als der von IIR-Filtern mit 5 Koeffizienten. Für das simulierte Übertragungssystem ist es also nicht möglich, mit einem IIR-Filter Filterkoeffizienten einzusparen.

In weiteren Simulation wurde überprüft, ob der Einsatz von IIR-Filtern bei Übertragungssystemen mit höheren Werten der mittleren DGD die Anzahl an notwendigen Filterkoeffizienten

reduzieren kann. Zunächst wurden IIR-Filter mit 5 Koeffizienten und FIR-Filter mit 5 und 7 Koeffizienten betrachtet. Die Parameter der durchgeführten Simulationen werden in Tabelle 3.4 gezeigt und die Ergebnisse in Abb. 3.10.

	Simulation 1	Simulation 2	Simulation 3
Signal	PDM-QPSK, Nyquist		
Übertragungskanäle	100		
DGD-Elemente	1000 mit $\tau_{\text{DGD}} = 0,05$ ps bis 5 ps		
PDL-Elemente	0		
Filtertyp	FIR mit 5 Koeff.	FIR mit 7 Koeff.	IIR mit 5 Koeff.
Fehlerkriterium	RMSE-Trainingssequenz		
Regelungsalgorithmus	BFGS		

Tabelle 3.4: Parameter der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit FIR-Filtern (jeweils 5 bzw. 7 Koeffizienten) und IIR-Filtern (jeweils 5 Koeffizienten).

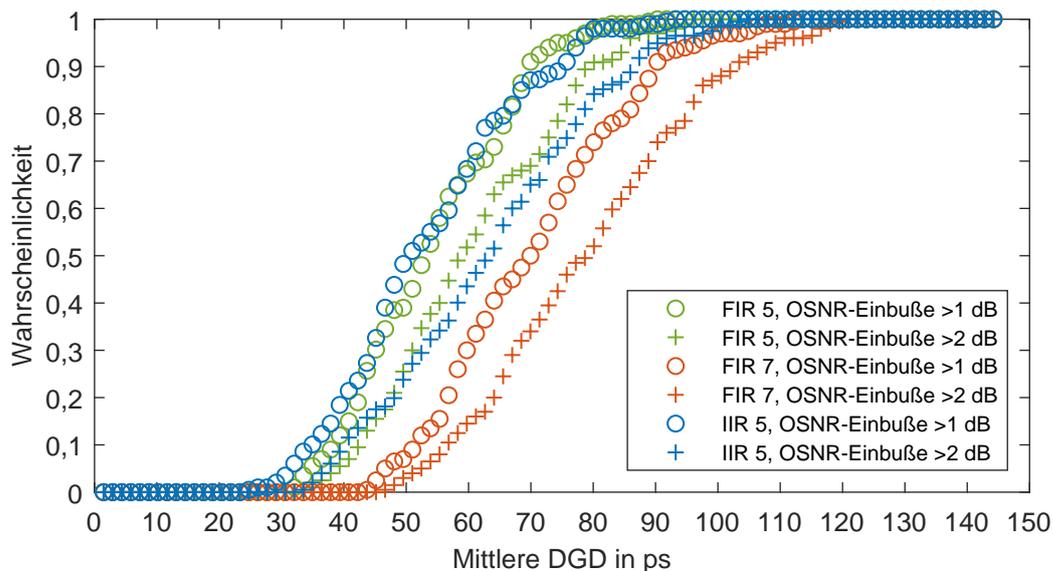


Abbildung 3.10: Ergebnisse der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit FIR-Filtern (jeweils 5 bzw. 7 Koeffizienten) und IIR-Filtern (jeweils 5 Koeffizienten). Die mittlere DGD wurde variiert und die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von OSNR-Einbußen >1 dB bzw. >2 dB berechnet.

Es stellt sich heraus, dass der Einsatz von FIR-Filtern mit 7 Koeffizienten bei höheren mittleren DGD-Werten die geringste Wahrscheinlichkeit für OSNR-Einbußen von mehr als 1 dB oder 2 dB ermöglicht. Bei den Filtern mit 5 Koeffizienten zeigen sich nur geringe Unterschiede im Rahmen der Genauigkeit der Simulationsergebnisse. OSNR-Einbußen von mehr als 2 dB sind bei dem IIR-Filter mit 5 Koeffizienten bei gegebener mittlerer DGD in den meisten Fällen weniger wahrscheinlich als bei FIR-Filtern mit der gleichen Anzahl von Koeffizienten. Bei höheren mittleren

DGD-Werten zeigt der Einsatz von IIR-Filtern mit 5 Koeffizienten keinen Vorteil gegenüber dem von FIR-Filtern mit 7 Koeffizienten.

Weiterhin wurde untersucht, ob IIR-Filter ihre Vorteile erst bei einer höheren Anzahl von Filterkoeffizienten zeigen. Optische IIR-Filter mit 5 Koeffizienten besitzen lediglich zwei Stufen mit Ringresonatoren. Daher kann angenommen werden, dass die flexible Einstellbarkeit der optischen Übertragungsfunktion bei eher kleinen IIR-Filtern noch nicht ausgeprägt genug ist. Aus diesem Grund wurde auch die Leistungsfähigkeit von IIR-Filtern mit 9 Koeffizienten mit der von FIR-Filtern mit 9 und 11 Koeffizienten verglichen. Die Parameter der Simulationen sind in Tabelle 3.5 und die Ergebnisse in Abb. 3.11 dargestellt.

	Simulation 1	Simulation 2	Simulation 3
Signal	PDM-QPSK, Nyquist		
Übertragungskanäle	100		
DGD-Elemente	1000 mit $\tau_{\text{DGD}} = 0,05$ ps bis 7,5 ps		
PDL-Elemente	0		
Filtertyp	FIR mit 9 Koeff.	FIR mit 11 Koeff.	IIR mit 9 Koeff.
Fehlerkriterium	RMSE-Trainingssequenz		
Regelungsalgorithmus	BFGS		

Tabelle 3.5: Parameter der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit FIR-Filtern (jeweils 9 bzw. 11 Koeffizienten) und IIR-Filtern (jeweils 9 Koeffizienten).

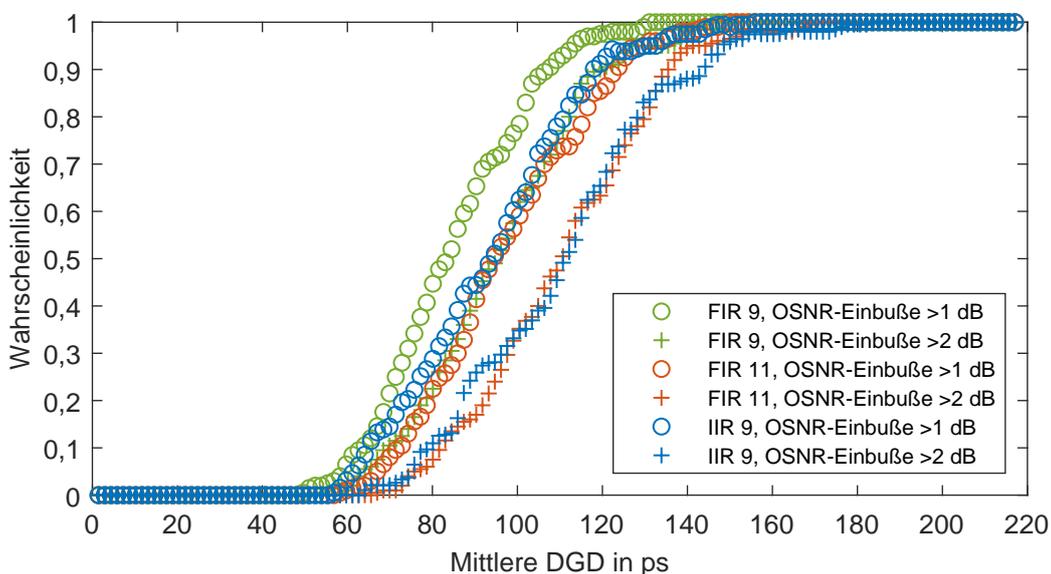


Abbildung 3.11: Ergebnisse der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit FIR-Filtern (jeweils 9 bzw. 11 Koeffizienten) und IIR-Filtern (jeweils 9 Koeffizienten). Die mittlere DGD wurde variiert und die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von OSNR-Einbußen >1 dB bzw. >2 dB berechnet.

Es ist erkennbar, dass IIR-Filter mit 9 Koeffizienten eine bessere Leistungsfähigkeit als FIR-Filter mit der gleichen Anzahl an Koeffizienten ermöglichen. Die Leistungsfähigkeit von IIR-Filtern mit 9 Koeffizienten ist vergleichbar mit der von FIR-Filtern mit 11 Koeffizienten. Die Ergebnisse liegen eng zusammen. Ein Vorteil eines der beiden Filtertypen ist nicht eindeutig erkennbar.

In einer weiteren Untersuchung wurden IIR-Filter mit 13 Koeffizienten und FIR-Filter mit 15 und 17 Koeffizienten betrachtet. Die Parameter der Simulationen werden in Tabelle 3.6 gezeigt und die Ergebnisse in Abb. 3.12.

	Simulation 1	Simulation 2	Simulation 3
Signal	PDM-QPSK, Nyquist		
Übertragungskanäle	100		
DGD-Elemente	1000 mit $\tau_{\text{DGD}} = 0,05$ ps bis 8 ps		
PDL-Elemente	0		
Filtertyp	FIR mit 15 Koeff.	FIR mit 17 Koeff.	IIR mit 13 Koeff.
Fehlerkriterium	RMSE-Trainingssequenz		
Regelungsalgorithmus	BFGS		

Tabelle 3.6: Parameter der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit FIR-Filtern (jeweils 15 bzw. 17 Koeffizienten) und IIR-Filtern (jeweils 13 Koeffizienten).

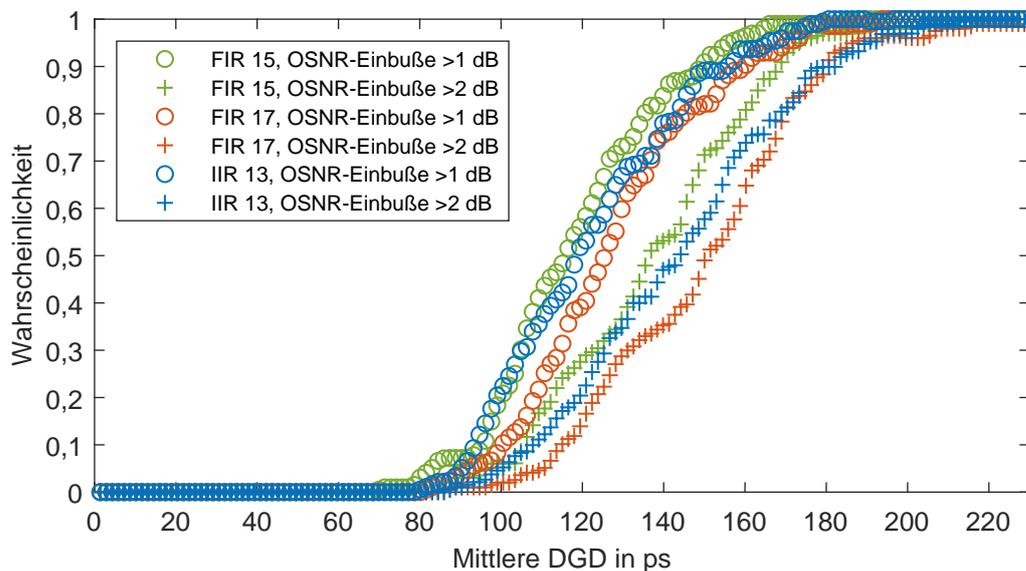


Abbildung 3.12: Ergebnisse der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit FIR-Filtern (jeweils 15 bzw. 17 Koeffizienten) und IIR-Filtern (jeweils 13 Koeffizienten). Die mittlere DGD wurde variiert und die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von OSNR-Einbußen >1 dB bzw. >2 dB berechnet.

Es ist erkennbar, dass die Leistungsfähigkeit von MIMO-Entzerrern mit IIR-Filtern mit 13

Koeffizienten zwischen der von solchen mit FIR-Filtern mit 15 und 17 Koeffizienten liegt. Die Möglichkeit, durch den Einsatz von IIR-Filtern Koeffizienten einzusparen, ist klar erkennbar.

Aus den Ergebnissen kann geschlossen werden, dass es mit IIR-Filtern möglich ist, Filterkoeffizienten einzusparen. Dieser Einspareffekt nimmt mit der Anzahl der benötigten Filterkoeffizienten zu. Ab einer Anzahl von 13 Koeffizienten pro Filter (sechs Stufen mit jeweils einem Ring) konnte gezeigt werden, dass MIMO-Entzerrer mit IIR-Filtern eine höhere Leistungsfähigkeit besitzen als mit FIR-Filtern mit zwei Koeffizienten pro Filter mehr. In Systemen, in denen Filter mit weniger als 13 Filterkoeffizienten ausreichend sind, zeigt sich kein Einsparpotential von Filterkoeffizienten, auch wenn IIR-Filter bei gleicher Anzahl von Filterkoeffizienten leistungsfähiger sind als FIR-Filter. In solchen Systemen gilt es abzuwägen, ob IIR-Filter zu bevorzugen sind oder FIR-Filter, die wegen ihrer einfacheren Struktur ohne Rückkopplungen leichter zu implementieren sind.

Das Ergebnis, dass durch den Einsatz von IIR-Filter zur Kanalverzerrung Filterkoeffizienten eingespart werden können, wird auch durch die Literatur bestätigt [53, 57]. In beiden Quellen werden die Ergebnisse von Simulationen vorgestellt, in denen sowohl FIR-Filter als auch IIR-Filter bezüglich ihrer Leistungsfähigkeit bei der Kanalverzerrung in optischen Übertragungssystemen untersucht wurden. In [57] wird in diesem Zusammenhang insbesondere die chromatische Dispersion betrachtet und in [53] die Schwankung der Gruppenlaufzeit. Bei der Kompensation dieser Störeffekte ist das Einsparpotential von Koeffizienten durch den Einsatz von IIR-Filtern noch ausgeprägter. Beispielsweise wird in [53] gezeigt, dass zum Ausgleich von Gruppenlaufzeitsschwankungen ein IIR-Filter mit 7 Koeffizienten leistungsfähiger ist als ein FIR-Filter mit 11 Koeffizienten.

3.2.3 Regelungsalgorithmen

Zum Vergleich der Leistungsfähigkeit von Regelungsalgorithmen für optische MIMO-Entzerrer wurde ein Übertragungssystem simuliert, in dem sich der Übertragungskanal über die Zeit ändert. Dabei wurden 25 unterschiedliche stochastisch erzeugte dynamische Übertragungskanäle untersucht. In jedem dieser Übertragungskanäle wurde eine Änderung des Stokes-Vektors um 8,192 rad simuliert. Diese Änderung wurde, wie in Abschnitt 3.1.1 erklärt, über einen stochastisch erzeugten Weg auf der Poincaré-Kugel beschrieben. Als Signale wurden QPSK-modulierte Signale mit RRC-Filterung und acht verschiedenen OSNR-Werten zwischen 13 dB und 20 dB verwendet. Eine Parametervariation wurde durchgeführt, in der die Schrittweite δ , die Verschiebung zur Näherung des Gradienten $\Delta\varphi$, die Simplexgröße und die Anzahl der Diskretisierungspunkte N_D variiert wird. In der Auswertung der Parametervariation wurden die Simulationsdurchläufe berücksichtigt, bei denen der BER während der Änderung des Übertragungskanals immer geringer als 10^{-2} ist. In Abhängigkeit der OSNR-Werte können minimal notwendige Anzahlen N_D an Diskretisierungspunkten identifiziert werden. Zusammen mit der Größe der Polarisationsdrehung kann so die notwendige Anzahl an Auswertungen des Fehlerkriteriums pro Änderung des Stokes-Vektors berechnet werden, die ein Maß für die maximal tolerierbare Geschwindigkeit der Änderung des Übertragungskanals darstellt.

Die in den Simulationen verwendeten Parameter sind in Tabelle 3.7 zusammengefasst und die erzielten Ergebnisse werden in Abb. 3.13 gezeigt.

	Simulationen 1-3	Simulationen 4-6	Simulationen 7-9
Signal	PDM-QPSK, Nyquist		
Übertragungskanäle	25 mit Änderungen bis 8,192 rad		
DGD-Elemente	100 mit $\tau_{\text{DGD}} = 1$ ps		
PDL-Elemente	10 mit $\alpha_{\text{PDL}} = 0,4$ dB		
Filtertyp	FIR mit 3 Koeff.	FIR mit 5 Koeff.	FIR mit 7 Koeff.
Fehlerkriterium	CM-Kriterium		
Regelungsalgorithmus	DSCM, stoch. Gradientenverf. mit FDSA und SPSA		

Tabelle 3.7: Parameter der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit FIR-Filtern mit 3, 5 bzw. 7 Koeffizienten und verschiedenen Regelungsalgorithmen.

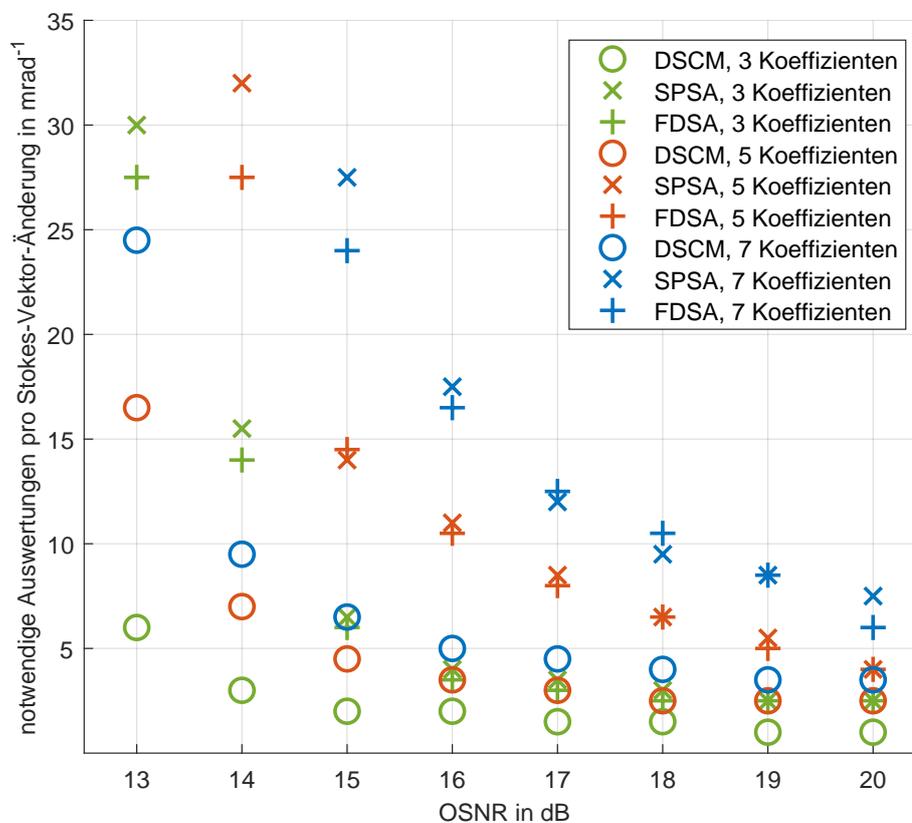


Abbildung 3.13: Ergebnisse der Simulationen zum Vergleich der Leistungsfähigkeit eines optischen MIMO-Entzerrers mit FIR-Filtern mit 3, 5 bzw. 7 Koeffizienten und verschiedenen Regelungsalgorithmen. Die notwendige Anzahl an Auswertungen des Fehlerkriteriums wurde in Abhängigkeit des OSNR bestimmt.

Es zeigt sich, dass das DSCM weniger Auswertungen pro Änderung des Stokes-Vektors benötigt als die Gradientenverfahren mit SPSA und FDSA bei der jeweils gleichen Anzahl an Filterkoeffizienten. Insbesondere ist der Unterschied bei kleineren OSNR-Werten ausgeprägter. Dies bestätigt die Annahme, dass Simplexverfahren robuster bei verrauschten Fehlerkriterien

sind als Gradientenverfahren. Zudem zeigt sich auch, dass mit steigender Anzahl an Filterkoeffizienten auch die Anzahl an notwendigen Auswertungen steigt. Die Gradientenverfahren mit SPSA und FDSA unterscheiden sich in ihrer Leistungsfähigkeit nur gering. Dies ist trotz der Tatsache, dass das Verfahren mit FDSA deutlich mehr Auswertungen pro Iteration benötigt als das Verfahren mit SPSA. Die genauere Approximation durch die FDSA gleicht die höhere Anzahl an Auswertungen pro Iteration wieder aus. Dies ist daran zu erkennen, dass die mittlere optimale Schrittweite δ bei dem Gradientenverfahren mit FDSA 0,32 beträgt und bei dem mit SPSA 0,09. Daran ist zu sehen, dass bei dem Verfahren mit FDSA große zielgerichtete Schritte durchgeführt werden, während die Schritte bei dem Verfahren mit SPSA kleiner und weniger zielgerichtet sind, da der Gradient schlechter approximiert ist. Der optimale Abstand des Mittelpunkts des Simplex zu seinen Eckpunkten ist 0,32 bei 3, 0,42 bei 5 und 0,51 bei 7 Filterkoeffizienten. Bei der Angabe der Werte für die Schrittweite und die Simplexgröße ist zu beachten, dass der Betrag der Filterkoeffizienten von optischen FIR-Filtern nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen.

Zur Abschätzung der maximal tolerierbaren Geschwindigkeit der Änderung des Stokes-Vektors in krad/s kann der Kehrwert der notwendigen Auswertungen pro Stokes-Vektor-Änderung gebildet werden und dieser durch die Dauer einer Auswertung geteilt werden. Die Dauer einer Auswertung setzt sich additiv aus der Dauer der Berechnung der Filterkoeffizienten, der Dauer der Einstellung der Phasenschieber der adaptiven optischen Filter und der Dauer der Bestimmung des Fehlerkriteriums zusammen. Die Dauer zur Bestimmung des Fehlerkriteriums ist mindestens so lang wie die Symboldauer multipliziert mit der Anzahl der Symbole pro ausgewertetem Block. Bei 2^8 Symbolen pro Block und einer Symbolrate von 32 GBd sind dies 8 ns. Werden Blöcke mit nur 64 Symbolen betrachtet, reduziert sich diese minimale Dauer auf 2 ns. Jedoch erhöht sich das Rauschen des Fehlerkriteriums um ca. 3 dB und damit auch die Anforderung an das OSNR des Signals. Die Dauer der Berechnung von neuen Filterkoeffizienten hängt von der Taktfrequenz der Regelungsschaltung und der konkreten Implementierung des Regelungsalgorithmus ab. Bei Taktfrequenzen im GHz-Bereich und einer effizienten Implementierung, kann eine Dauer von einigen ns angenommen werden. Die Dauer der Einstellung der Phasenschieber der adaptiven optischen Filter hängt von der gewählten Technologie ab. Phasenschieber, die auf dem elektrooptischen Pockels-Effekt beruhen, können in weniger als einer ns eingestellt werden. In Abb 3.14 sind die tolerierbaren Änderungen des Stokes-Vektors in Abhängigkeit der Dauer einer Auswertung und der notwendigen Anzahl von Auswertungen pro Stokes-Vektor-Änderung dargestellt.

In experimentellen Untersuchungen mit LiNbO_3 -Polstellern konnte bereits eine maximal tolerierbare Geschwindigkeit der Änderung des Stokes-Vektors von 100 krad/s gezeigt werden [92]. Die Abschätzungen zeigen, dass auch optische MIMO-Entzerrer potenziell mit Geschwindigkeiten in dieser Größenordnung umgehen können, wenn die Dauer einer Auswertung des Fehlerkriteriums niedrig gehalten werden kann.

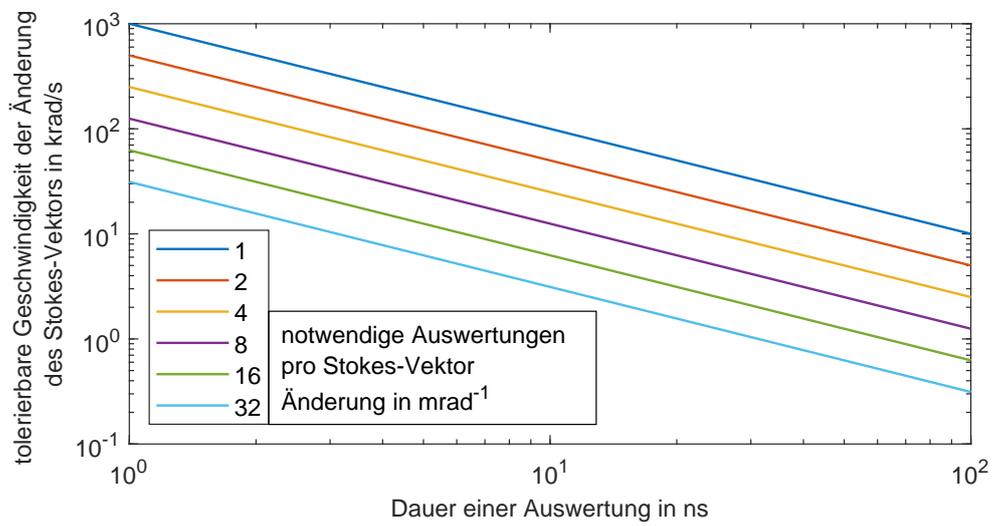


Abbildung 3.14: Abschätzung der tolerierbaren Geschwindigkeit der Änderung des Stokes-Vektors in Abhängigkeit der Dauer einer Auswertung des Fehlerkriteriums und der notwendigen Auswertungen pro Stokes-Vektor Änderung.

4 Untersuchungen zu Siliziumoxycarbid als Material für optische Wellenleiter

In diesem Kapitel werden die Untersuchungen zur Eignung von mittels PECVD abgeschiedenem SiOC als Material für optische Wellenleiter behandelt. Dabei wird auf die Abhängigkeit der optischen Eigenschaften des auf diese Weise abgeschiedenen SiOCs von den Abscheideparametern eingegangen. Zudem werden die Untersuchungen von optischen Wellenleitern hinsichtlich ihrer Dämpfungseigenschaften im optischen C-Band vorgestellt.

Allgemein stellt die chemische Gasphasenabscheidung eine geeignete Prozesstechnologie zur Realisierung von Wellenleitern mit hohem Brechungsindexkontrast und niedriger Dämpfung dar. Insbesondere die Materialien SiN [71] und mit Stickstoff [69, 70, 76] oder Germanium [67] dotiertes SiO_x wurden in vorhergehenden Studien ausführlich untersucht. Eine Herausforderung stellt der Umgang mit Wasserstoffbindungen in diesen Materialien dar, die durch typische Prozessgase wie SiH₄, SiH₂Cl₂ oder NH₃ verursacht werden. Insbesondere führt die erste Oberschwingung der N-H-Bindung zu starken Absorptionen im optischen C-Band.

Zur Abmilderung dieser Absorption existieren verschiedene Ansätze. Ein Ansatz ist der Einsatz eines Hochtemperaturprozesses mit Temperaturen über 1100 °C, um den Wasserstoff aus der Schicht herauszutreiben. Dieser Schritt kann jedoch problematisch sein [76], da es aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten des Siliziumwafers und der abgeschiedenen Schicht zu mechanischen Spannungen kommen kann. Diese kann Risse in der abgeschiedenen Schicht verursachen. Der Unterschied der Wärmeausdehnungskoeffizienten steigt mit der Höhe des Dotierungsgrads bzw. des Brechungsindex an. Aus diesem Grund ist der nutzbare Bereich des Brechungsindex eingeschränkt. Da die mechanische Spannung auch mit steigender Schichtdicke ansteigt, ist auch die maximal verwendbare Schichtdicke eingeschränkt. Ein anderer Ansatz ist die Vermeidung von Prozessgasen mit Wasserstoff oder Stickstoff. Zur Vermeidung von Wasserstoff können deuterierte oder halogenierte Prozessgase eingesetzt werden [77, 78, 93]. Anstelle von Stickstoff kann auch Kohlenstoff zur Dotierung verwendet werden. Dieser Ansatz wird in dieser Arbeit ausführlich untersucht.

Wasserstoffhaltiges SiOC hat im Vergleich zu wasserstoffhaltigem SiON oder SiN den Vorteil, dass nur die zweite Oberschwingungen der Si-H-Bindung eine Absorption im optischen C Band verursacht [79]. Diese absorbiert im optischen C-Band deutlich schwächer als die erste Oberschwingung der N-H-Bindung. Der problematische Hochtemperaturprozess kann so umgangen werden. Ein weiterer Vorteil von SiOC gegenüber SiON ist die Einstellbarkeit des Brechungsindex in einem größeren Bereich, da SiC bei einer Wellenlänge von 1550 nm einen Brechungsindex von 2,63 besitzt und SiN einen von 2. Die untere Grenze stellt der Brechungsindex von SiO₂ dar, der bei einer Wellenlänge von 1550 nm 1,44 beträgt.

In vorhergehenden Untersuchungen zu SiOC als Material für optische Wellenleiter wurde der Wellenleiterkern aus SiOC mit einem Sputterprozess hergestellt [94]. Die auf diese Art herge-

stellten Wellenleiter weisen jedoch hohe Dämpfungswerte von 4 dB/cm auf. Die Idee, Wellenleiter aus PECVD-SiOC herzustellen, ist in einem Patent veröffentlicht [79]. Jedoch sind nach bestem Wissen und Gewissen keine Messdaten einer Untersuchung zur Wellenleiterdämpfung von einer anderen Stelle als der eigenen [P2] veröffentlicht.

Im ersten Teil des Kapitels werden zunächst die Ergebnisse einer Untersuchung der Infrarotabsorption von SiOC mittels FTIR-Spektroskopie vorgestellt. Anschließend wird auf die Abhängigkeit des Brechungsindex und der Oberflächenrauigkeit von den Gasflussverhältnissen des PECVD-Prozesses eingegangen. Diese Untersuchungen wurden mit einem Ellipsometer und einem AFM durchgeführt. Anschließend wird beschrieben, wie optische Wellenleiter aus SiOC hergestellt wurden und wie deren Dämpfung bestimmt wurde. Abschließend werden die Ergebnisse der optischen Dämpfungswerte präsentiert und eingeordnet.

4.1 Infrarotabsorption

Zur Realisierung von Wellenleitern mit niedriger Dämpfung sind Materialien notwendig, die keine oder nur wenige chemische Bindungen enthalten, die zu Absorptionen im optischen Band der Betriebswellenlängen führen. Wenn diese Absorptionen nicht vermeidbar sind, sollte der Herstellungsprozess auf eine möglichst geringe Absorption optimiert werden. Bei einem PECVD-Prozess hängt die Zusammensetzung des Materials und das Auftreten von bestimmten chemischen Bindungen wesentlich von dem Verhältnis der Gasflüsse der Prozessgase ab. Zur Untersuchung des Einflusses werden die Infrarotspektren von SiOC-Schichten, die mit verschiedenen Gasflussverhältnissen hergestellt wurden, verglichen. Die Infrarotspektren wurden mit einem FTIR-Spektrometer am Lehrstuhl für Kunststofftechnologie der TU Dortmund in Zusammenarbeit mit Michael Stanko und Peter Lehmkühler aufgenommen.

Zur Messung von dünnen Schichten auf Substraten eignet sich insbesondere die Methode der gedämpften Totalreflexion (attenuated total reflection, ATR). Dabei wird mit einem definierten Druck ein ATR-Kristall auf die Oberfläche der Dünnschicht gepresst. Die Infrarotstrahlung wird so in den ATR-Kristall gekoppelt, dass an der Grenzschicht zwischen ATR-Kristall und Dünnschicht Totalreflexion stattfindet. Dabei entsteht auch eine evaneszente Welle in der Dünnschicht. Aus der gemessenen Dämpfung der evaneszenten Welle kann das Absorptionsspektrum der Dünnschicht bestimmt werden.

Alle untersuchten Schichten wurden auf Siliziumwafer mit einem Oxford Plasma System 100 abgeschieden. Die Schichtdicke betrug bei jeder Probe 3 μm . Als Prozessgase wurden CH_4 , CO_2 und SiH_4 , das mit einer Konzentration von 5% in Argon verdünnt war, eingesetzt. Die betrachteten Verhältnisse der Gasflüsse zwischen SiH_4 und CH_4 sind 2,5 sccm/100 sccm, 5 sccm/100 sccm und 10 sccm/100 sccm. Um für die Messungen eine vergleichbare Eindringtiefe des evaneszenten Feldes zu erreichen, wurde der Brechungsindex aller Schichten auf 1,67 bei 633 nm eingestellt. Diese Einstellung wurde mit Hilfe des CO_2 -Gasflusses erreicht. Die dazugehörigen CO_2 Gasflüsse betragen 160 sccm, 300 sccm und 650 sccm. Eine HF-Leistung von 100 W wurde eingestellt. Die Elektroden besitzen einen Durchmesser von 205 mm. Bei allen Prozessen betrug der Druck 1000 mTorr und die Substrattemperatur 390 °C.

Die Ergebnisse der FTIR-Spektroskopie werden in Abb. 4.1 gezeigt. Die Absorptionen durch

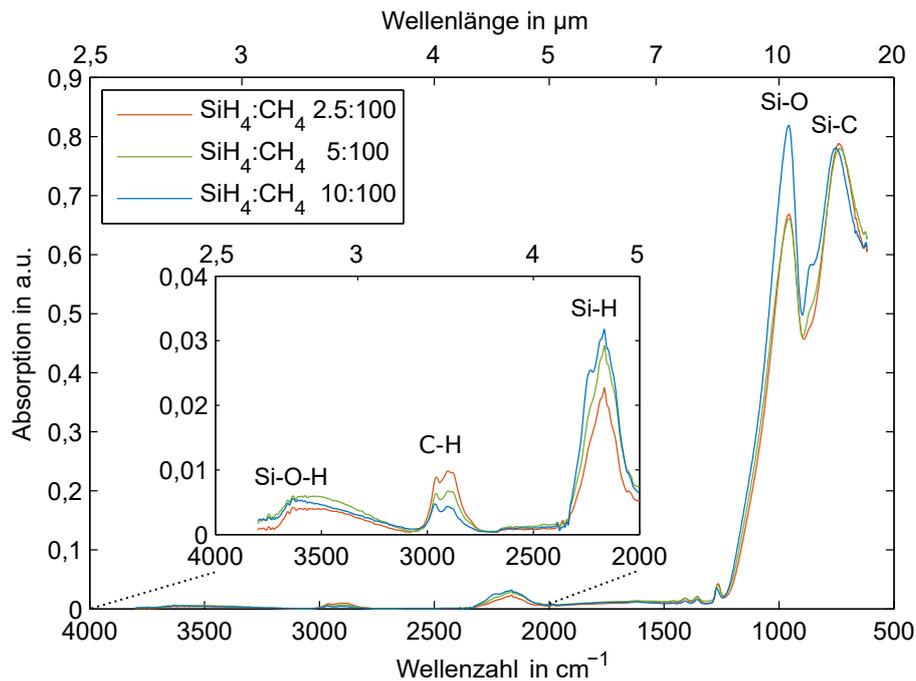


Abbildung 4.1: Infrarotspektren von SiOC-Schichten mit einem Brechungsindex von 1,67 bei 633 nm, die mit verschiedenen Gasflussverhältnissen abgeschieden wurden.

Wasserstoffbindungen liegt im Wellenzahlbereich zwischen 3800 cm^{-1} und 2000 cm^{-1} . Die Absorptionsbande von Si-O-H-, C-H- und Si-H-Bindungen liegen bei 3630 cm^{-1} , 2920 cm^{-1} bzw. 2166 cm^{-1} [95]. Das optische C-Band liegt im Wellenzahlbereich zwischen 6536 cm^{-1} und 6390 cm^{-1} . Damit liegt die dritte Oberschwingung der Si-H-Bindung mit einer Wellenzahl von 6498 cm^{-1} in diesem Band. An den Spektren ist zu erkennen, dass mit steigendem SiH_4/CH_4 Verhältnis die Absorption durch die Si-H-Bindung ansteigt, während die Absorption durch C-H-Bindungen abnimmt. Ein eindeutiger Effekt des Gasflussverhältnisses auf die Absorption durch Si-O-H-Bindungen kann nicht festgestellt werden.

Im Wellenzahlbereich zwischen 1500 cm^{-1} und 600 cm^{-1} befinden sich zwei ausgeprägte Absorptionsbanden, die bei 960 cm^{-1} und 740 cm^{-1} liegen. Sie gehören zu den Si-O und den Si-C Schwingungsmoden. Für die Gasflussverhältnisse 2,5 sccm/100 sccm und 5 sccm/100 sccm besitzen die Spektren eine ähnliche Gestalt. Für das Verhältnis 10 sccm/100 sccm zeigt sich jedoch eine größere Absorption durch die Si-O-Bindung. Ein erhöhter Sauerstoffgehalt bei einer ansonsten gleichen Zusammensetzung würde eine Verringerung des Brechungsindex verursachen. Da jedoch alle Schichten den gleichen Brechungsindex besitzen, deutet der erhöhte Sauerstoffanteil gleichzeitig auch auf überschüssiges Silizium in Form von Si-Si-Bindungen hin. Die Ähnlichkeit der Spektren für die anderen Gasflussverhältnisse impliziert kein überschüssiges Silizium. Das Silizium ist hauptsächlich an Kohlenstoff und Sauerstoff gebunden.

4.2 Brechungsindex

Die Zusammensetzung von mittels PECVD erzeugtem SiOC kann über die Gasflussverhältnisse in dem Bereich zwischen dem Brechungsindex von SiO₂ und dem von SiC fein eingestellt werden. Wenn auch siliziumreiches SiOC in die Betrachtung miteinbezogen wird, sind sogar Brechungsindizes bis zu dem von Silizium möglich. Siliziumreiches SiOC ist jedoch aufgrund seines höheren Anteils an Si-H-Bindungen und der daraus erhöhten Absorption im optischen C-Band weniger geeignet für optische Wellenleiter für dieses Band. Die Einstellbarkeit des Brechungsindex ermöglicht einen flexiblen Entwurf von Wellenleitern für verschiedene Anwendungen. Insbesondere ist diese Eigenschaft für die in dieser Arbeit untersuchte Hybridtechnologie von Bedeutung, da die Brechungsindizes von SiOC-Wellenleiterkern und Wellenleitermantel an den Brechungsindex des EO-Polymers angepasst werden können.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit des Brechungsindex von den Gasflussverhältnissen wurden Schichten mit einer Dicke von 70 nm bis 100 nm auf ein Siliziumsubstrat abgeschieden. Dabei betragen die Gasflüsse von SiH₄ und CH₄ bei jeder Abscheidung 5 sccm bzw. 100 sccm. Der Gasfluss von CO₂ wurde variiert. Die Leistung, der Druck und die Temperatur wurden wie bei der Herstellung der Proben für die Untersuchungen mittels FTIR-Spektroskopie auf 100 W, 1000 mTorr und 390 °C eingestellt.

Mit einem Ellipsometer, das bei einer Wellenlänge von 633 nm arbeitet, wurden die Brechungsindizes der einzelnen SiOC-Schichten gemessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.2 dargestellt. Mit

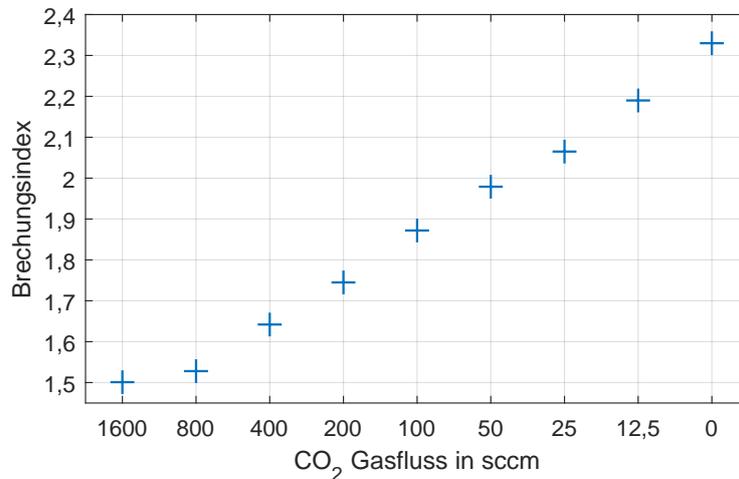


Abbildung 4.2: Ergebnisse der Messungen des Brechungsindex von SiOC-Schichten mit einem Ellipsometer bei 633 nm in Abhängigkeit des bei der Abscheidung verwendeten CO₂-Gasflusses in Standardkubikzentimeter pro Minute (sccm).

zunehmenden CO₂-Gasfluss nimmt der Brechungsindex ab. Dabei zeigt sich im Bereich zwischen 800 sccm und 12,5 sccm ein nahezu exponentieller Zusammenhang. Die Werte des Brechungsindex reichen von 1,5 bis 2,33. Dabei bezieht sich der höchste Wert auf SiC, das bei einem CO₂-Gasfluss von 0 sccm entsteht.

Brechungsindizes, die größer als 2,33 sind, können durch eine Erhöhung des SiH₄/CH₄ Verhältnisses erreicht werden. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass dies zu einem Überschuss an

Silizium führt. Dies wirkt sich wiederum negativ auf die Absorptionseigenschaften im optischen C-Band aus, da die Anzahl an Si-H-Bindungen zunehmen würden. Wenn nur SiH₄ und CO₂ als Prozessgase verwendet werden, kann der Brechungsindex bis auf 1,47 sinken.

Zur Berechnung der Brechungsindizes von SiOC bei 1550 nm aus den Messwerten bei 633 nm wird mit Hilfe der bekannten Dispersionseigenschaften von SiO₂ und SiC eine Formel aufgestellt. Als Ausgangspunkte dienen die Unterschiede des Brechungsindex zwischen 633 nm und 1550 nm Δn_{SiO_2} bei SiO₂ und Δn_{SiC} bei SiC. Sie betragen 0,013 bei SiO₂ und 0,03 bei SiC. Dazu wird angenommen, dass die Unterschiede des Brechungsindex von SiOC zwischen diesen Werten liegen. Durch eine lineare Interpolation wird eine Formel für den Brechungsindex bei 1550 nm n_{1550} in Abhängigkeit des gemessenen Wertes n_{633} aufgestellt.

$$n_{1550} = \frac{\Delta n_{\text{SiC}} - \Delta n_{\text{SiO}_2}}{n_{\text{SiC}} - n_{\text{SiO}_2}} (n_{633} - n_{\text{SiO}_2}) + n_{633} + \Delta n_{\text{SiO}_2}. \quad (4.1)$$

Hierbei sind n_{SiO_2} und n_{SiC} die Brechungsindizes von SiO₂ bzw. SiC bei 633 nm. Sie haben die Werte $n_{\text{SiO}_2} = 1,457$ und $n_{\text{SiC}} = 2,655$.

4.3 Oberflächenrauigkeit

Neben der Absorption ist die Streuung an rauen Grenzflächen zwischen Wellenleiterkern und Wellenleitermantel für die optische Dämpfung eines Wellenleiters von Bedeutung. Während die Seitenwandrauigkeit durch den Lithographie- und den Ätzprozess bedingt ist, hängt die Rauigkeit auf der Oberfläche des Wellenleiterkerns von dem Abscheidungsprozess ab. Zwar lässt sich die Oberflächenrauigkeit durch einen auf die Abscheidung folgenden Lapp-Prozess reduzieren. Jedoch ist es vorteilhaft, wenn die Oberflächenrauigkeit bereits nach dem Abscheidungsprozess ausreichend gering ist.

Zur Bestimmung der Oberflächenrauigkeit der abgeschiedenen Schichten wurden AFM-Messungen am Lehrstuhl für Mikrosystemtechnik der Universität Bochum von Prof. Dr.-Ing. Martin Hoffmann durchgeführt. Schichten mit einer Dicke von 1 µm und fünf verschiedenen Brechungsindizes wurden untersucht. Die Abscheidung erfolgte auf Siliziumwafer bei einem Druck von 1000 mTorr, einer Leistung von 100 W und einer Temperatur von 390 °C. Die Gasflüsse für SiH₄ und für CH₄ waren für jeden Prozess 5 sccm und 100 sccm. Die unterschiedlichen Brechungsindizes wurden über den CO₂-Gasfluss eingestellt. Durch CO₂ Gasflüsse von 1200 sccm, 280 sccm, 90 sccm, 25 sccm und 0 sccm wurden Schichten mit den Brechungsindizes 1,52, 1,68, 1,87, 2,06 und 2,32 bei einer Wellenlänge von 633 nm erreicht.

Anhand der RMS-Rauigkeit lässt sich der Einfluss auf die Wellenleiterdämpfung abschätzen [96]. Die Ergebnisse der AFM-Messungen werden in Abb. 4.3 gezeigt. Den niedrigsten Rauigkeitswert weist die Schicht mit einem Brechungsindex von 1,52 auf. Der höchste Wert ist bei der mit einem Brechungsindex von 1,68 zu finden. Bei den Schichten mit noch höheren Brechungsindizes nimmt die Rauigkeit mit steigendem Brechungsindex wieder ab. Die Rauigkeiten von allen Schichten ist jedoch so gering, dass sie nicht wesentlich zur optischen Dämpfung eines Wellenleiters beiträgt [96]. Aus diesem Grund kann der komplette Bereich der Brechungsindizes für die Realisierung von Wellenleitern berücksichtigt werden.

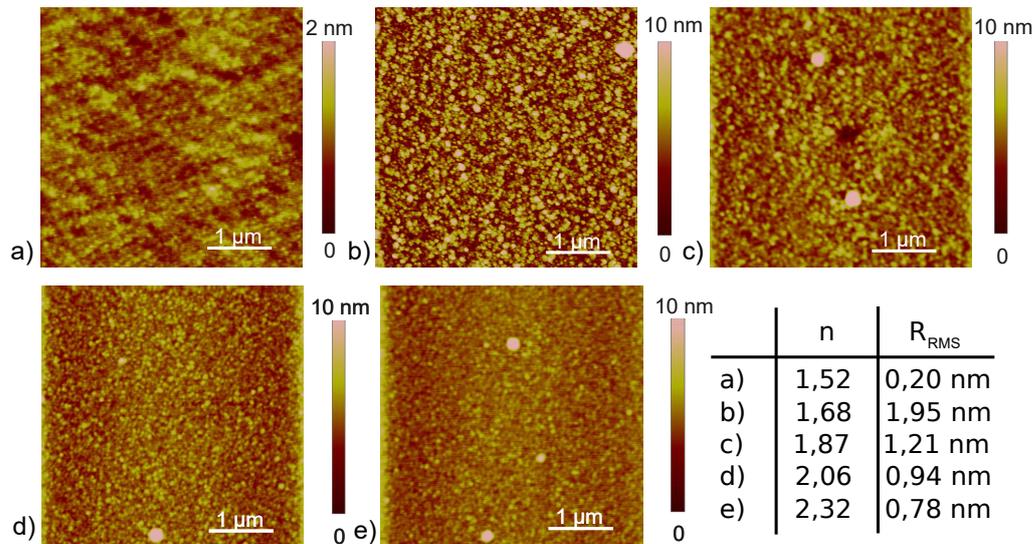


Abbildung 4.3: Ergebnisse der Messungen der Oberflächenrauigkeit von SiOC-Schichten mit einem AFM in Abhängigkeit des Brechungsindex bei 633 nm.

4.4 Wellenleiterdämpfung

4.4.1 Aufbau des Wellenleiterchips

Zur Bestimmung der optischen Dämpfung wurden Wellenleiter mit verschiedenen Längen hergestellt und jeweils deren optischen Verlust gemessen. Das Brechungsindexprofil ist angelehnt an eine vorangegangene Arbeit zu SiON-Wellenleitern, die mit den selben Prozessanlagen hergestellt und den selben Messaufbauten vermessen wurden [35]. Dadurch kann ein direkter Vergleich zwischen SiON und SiOC als Wellenleitermaterial erfolgen. Das Brechungsindexprofil ist in Abb. 4.4 gezeigt. Die Brechungsindizes beziehen sich auf 1550 nm. Wellenleiter mit diesem Brechungsindexprofil weisen zu vernachlässigende Krümmungsverluste bei Krümmungsradien bis 500 µm auf [70] und Faser-Chip Kopplungsverluste unter 0,5 dB bei Stoßkopplung [76].

4.4.2 Herstellungsprozess

Die Prozessabfolge wird in Abb. 4.5 veranschaulicht. Auf einem 100 mm-Wafer mit 10 µm thermischem Oxid wurden zunächst 2 µm SiOC abgeschieden. Die Gasflüsse für SiH₄, CH₄ und CO₂ waren 5 sccm, 100 sccm bzw. 1200 sccm. Der Druck betrug 1200 mTorr, die Leistung 100 W und die Substrattemperatur 390 °C. Mit den Prozessen UV-Lithographie und RIE wurde die abgeschiedene SiOC-Schicht strukturiert. Als Photoresist wurde AR4340 der Firma Allresist verwendet. Im RIE-Prozess kamen die Gase CHF₃, O₂ und Ar mit den Gasflüssen 30 sccm, 3 sccm bzw. 168 sccm zum Einsatz. Die Leistung betrug 120 W, und der Druck 60 mTorr. Bei der Abscheidung der oberen SiOC-Mantelschicht betragen die Gasflüsse für SiH₄, CH₄ und CO₂ 5 sccm, 0 sccm bzw. 1500 sccm. Der Druck war auf 1500 mTorr eingestellt, die Leistung auf 100 W und die Substrattemperatur auf 390 °C. Die Wellenleiterchips wurden mit Hilfe eines

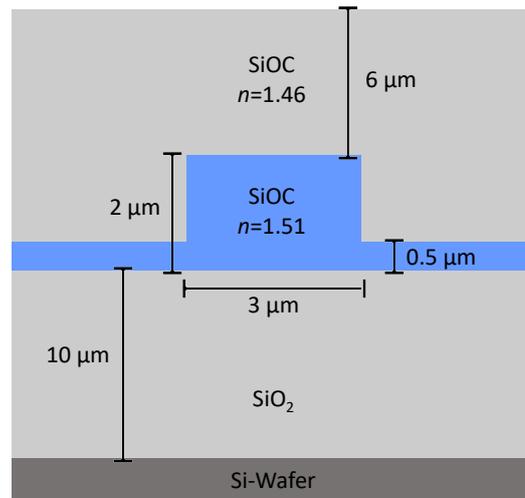


Abbildung 4.4: Brechungsindexprofil der hergestellten Wellenleiter.

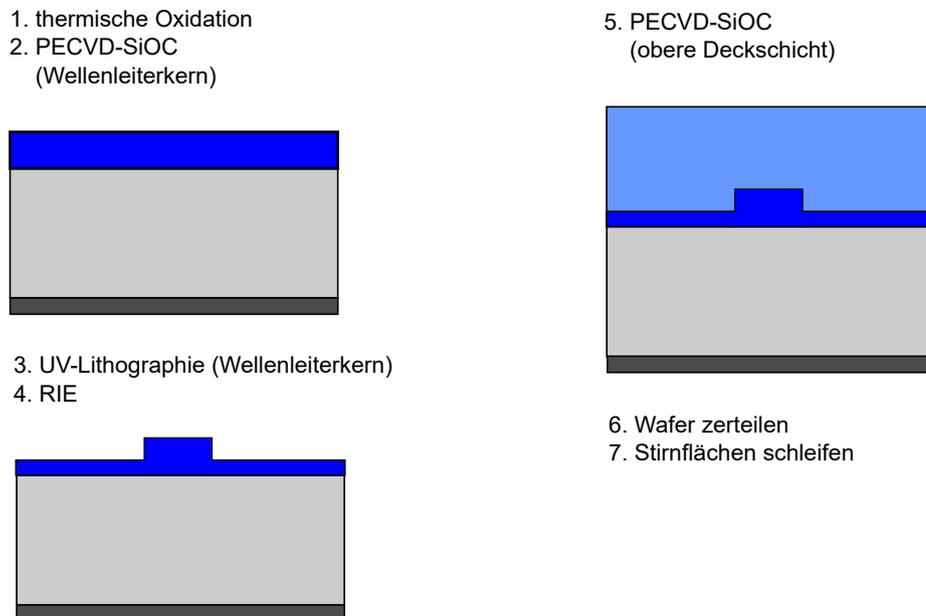


Abbildung 4.5: Sequenz der Prozessschritte zur Herstellung von Wellenleitern zur Bestimmung der Wellenleiterdämpfung.

Diamantritzers aus dem Wafer gebrochen. Abschließend wurden die Stirflächen der Wellenleiterchips geschliffen. Die Zeichnung der Lithographiemaske für die Wellenleiter wurde von Till Stramm im Rahmen seiner Masterarbeit [97] durchgeführt.

4.4.3 Messaufbau

Der Aufbau zur Vermessung der Wellenleiterverluste ist in Abb. 4.6 dargestellt. In diesem Aufbau wird der Wellenleiterchip auf einer Vakuumhalterung fixiert. Zur Einkopplung der op-

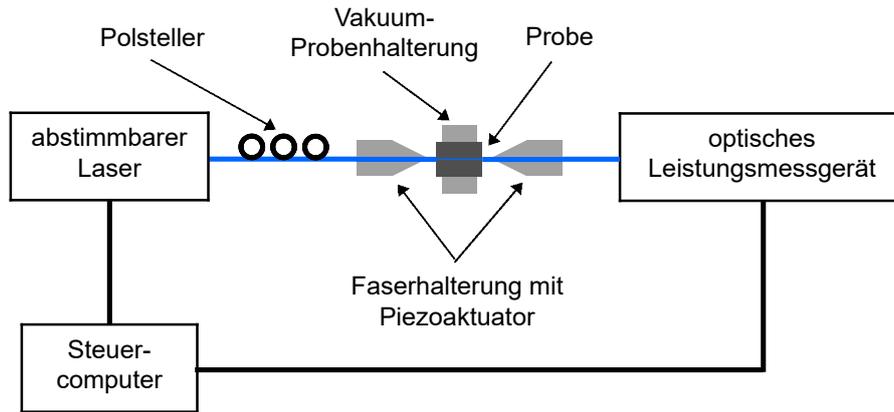


Abbildung 4.6: Aufbau zur Vermessung der optischen Verluste des Wellenleiterchips.

tischen Strahlung werden Nufern UHNA4-Fasern vor die Wellenleiterstirnflächen positioniert. Dabei handelt es sich um Dünnkernfasern mit einer numerischen Apertur von 0.35 und einem Modenfelddurchmesser von $4\ \mu\text{m}$ bei $1550\ \text{nm}$. Die Fasern befinden sich auf Halterungen, die mit Piezoaktuatoren verfahren werden können. Ein abstimmbarer Laser wird als Strahlungsquelle genutzt. An der Ausgangsfaser befindet sich ein optisches Leistungsmessgerät. Über einen Computer werden die Parameter des abstimmbaren Lasers und des optischen Leistungsmessgerätes gesetzt. Die Ergebnisse der Leistungsmessung werden in Abhängigkeit der am Laser eingestellten Wellenlänge vom Computer aufgenommen und gespeichert. Das Spektrum wird dabei automatisiert durchfahren.

4.4.4 Ergebnisse

Infrarotspektren des Wellenleiterkern- und des Wellenleitermantel-Materials

Zur besseren Beurteilung der Verluste durch Absorption wurden Infrarotspektren der Materialien des Wellenleiterkerns und des Wellenleitermantels aufgenommen. Dazu wurden $3\ \mu\text{m}$ dicke Schichten jeweils auf ein Siliziumsubstrat abgeschieden. Die Spektren sind in Abb. 4.7 gezeigt. Das Material des Wellenleitermantels mit einem Brechungsindex von 1,46, das ohne CH_4 abgeschieden wurde, zeigt keine Absorption durch C-H-Bindungen. Im Vergleich zum Material des Wellenleiterkerns mit einem Brechungsindex von 1,51 ist jedoch die Absorption durch Si-O-H-Bindungen ausgeprägter. Mit sinkendem Brechungsindex nimmt erwartungsgemäß die Absorption durch Si-O-Bindungen zu und die Absorption durch Si-C-Bindungen ab. Dies ist auch im Vergleich zu den Spektren in Abb. 4.1 zu erkennen, die von Schichten mit höherem Brechungsindex aufgenommen wurden. Sowohl das Material des Wellenleiterkerns als auch das des Wellenleitermantels weisen Si-H-Bindungen auf und tragen dadurch zur Wellenleiterdämpfung bei.

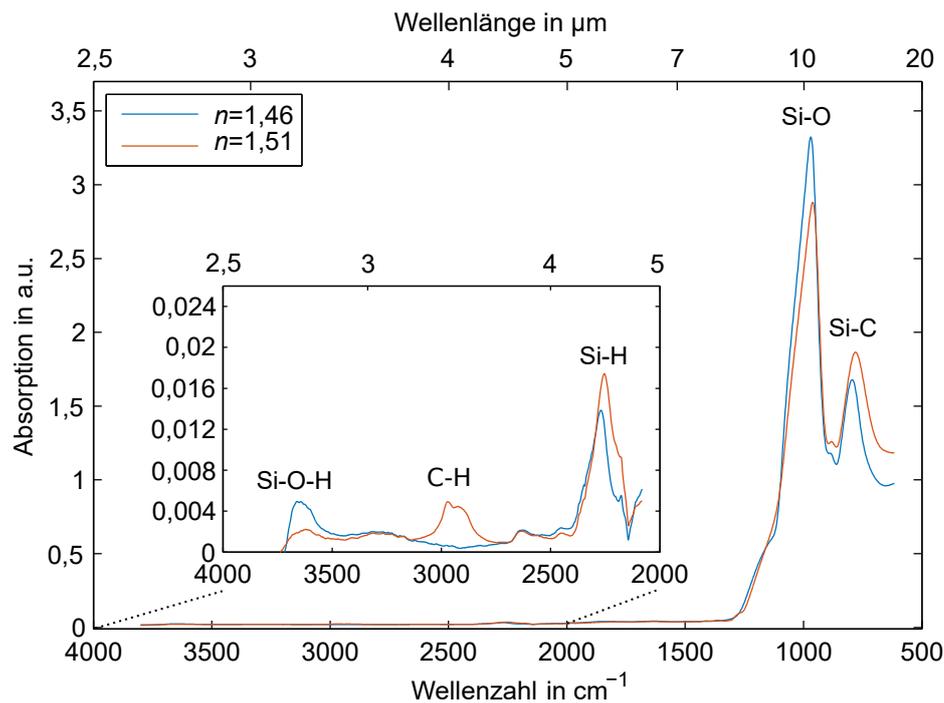


Abbildung 4.7: Infrarotpektren von SiOC-Schichten mit den Brechungsindizes 1,46 und 1,51 bei 1550 nm. Die Schichten wurden mit den Prozessen der Wellenleiterherstellung abgeschieden.

Wellenleiterdämpfung

Zur Bestimmung der Wellenleiterdämpfung wurden die Verluste von Wellenleitern mit vier verschiedenen Längen bestimmt. Diese waren auf einem Chip realisiert, damit vergleichbare Faser-Chip Kopplungsverluste erreicht werden konnten. Ein Foto des Wellenleiterchips auf der Vakuumhalterung mit an den Stirnflächen positionierten Fasern ist in Abb. 4.8 zu sehen. Zu

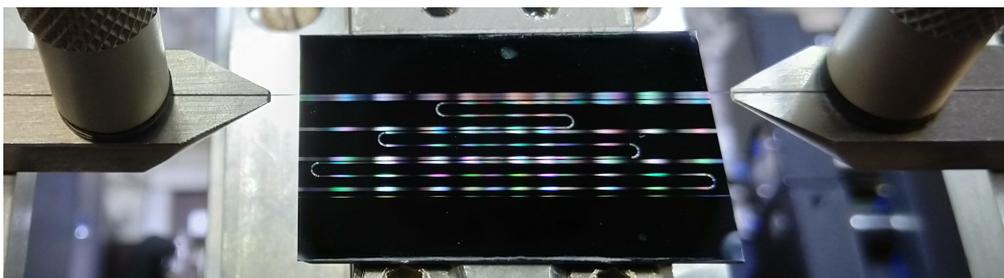


Abbildung 4.8: Foto des vermessenen Wellenleiterchips mit Wellenleitern verschiedener Länge auf der Probenhalterungen mit positionierten Fasern.

sehen sind auch die Wellenleiter mit den vier verschiedenen Längen. Die Längen betragen 25 mm, 45 mm, 59 mm und 71 mm. Die Krümmungsradien wurden mit 500 µm so groß gewählt, dass Krümmungsverluste vernachlässigbar sind.

Die Verluste für die Wellenleiter wurden mit den in Kapitel 4.4.3 beschriebenen Aufbau ge-

messen. Zur Bestimmung des Faser-Chip Kopplungsverlustes wurde für die Verluste bei jeder Wellenlänge eine lineare Regression durchgeführt. Der Versatz der jeweils ermittelten Regressionsgerade entspricht dem jeweiligen Kopplungsverlust. Es zeigt sich ein mittlerer Faser-Chip Kopplungsverlust von 0,7 dB pro Stirnfläche. Eine Wellenlängenabhängigkeit des Faser-Chip Kopplungsverlustes konnte nicht beobachtet werden. Zur Bestimmung der Wellenleiterdämpfung wurde der mittlere Kopplungsverlust von den gemessenen Wellenleiterverlusten subtrahiert. Der resultierenden Verluste wurden durch die jeweiligen Wellenleiterlängen dividiert. Anschließend wurde für jede Wellenlänge der Mittelwert und der Fehler des Mittelwerts berechnet.

Die Ergebnisse der berechneten Wellenleiterdämpfungen, sind in Abb. 4.9 dargestellt. In rot

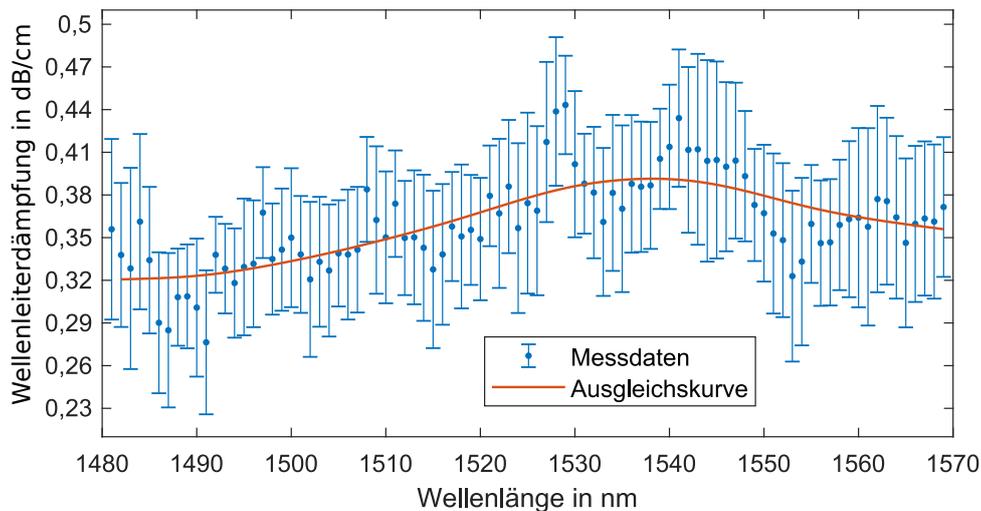


Abbildung 4.9: Ergebnisse der bestimmten Wellenleiterdämpfung in Abhängigkeit der Wellenlänge.

ist eine Ausgleichskurve eingezeichnet. Das Maximum dieser Kurve liegt bei 1537 nm und kann der Absorption durch Si-H-Bindungen zugeordnet werden, da die zweite Oberschwung in diesem Bereich liegt. Wird angenommen, dass im Wellenlängenbereich um 1480 nm der Einfluss der Absorption durch die Si-H-Bindung vernachlässigbar ist, beträgt der Anteil der Absorption an der Dämpfung ungefähr 0,1 dB/cm. Der übrige Anteil von ungefähr 0,3 dB/cm kann der Streuung zugeordnet werden. Die Ursache ist im wesentlichen bei der Seitenwandrauigkeit des Wellenleiters zu finden.

In vorangegangenen Studien zu getemperten SiON-Wellenleitern, die ein vergleichbares Brechungsindexprofil besitzen, wurden Dämpfungswerte zwischen 0,05 dB/cm und 0,6 dB/cm [35, 70, 76] präsentiert. Sie besitzen ein durch N-H-Bindungen verursachtes Dämpfungsmaximum bei 1510 nm. Dadurch sind sie im optischen C-Band dämpfungsärmer. In Untersuchungen zu SiON Wellenleitern, die mit deuterierten Prozessgasen hergestellt wurden, konnte gezeigt werden, dass kein Dämpfungsmaxima im betrachteten Wellenlängenbereich auftritt [77]. Dabei wurde eine konstante Dämpfung von 0,29 dB/cm gemessen, die durch Streuung verursacht war. Der Vorteil der hier untersuchten SiOC-Wellenleiter ist, dass auch ohne den Einsatz von kostenintensiven deuterierten Gasen und ohne einen Hochtemperatur-Temperprozess, der zu mechanischen Problemen führen kann, eine niedrige Dämpfung erreicht wird.

5 Untersuchungen zu optischen Phasenschiebern und Filtern in Hybridtechnologie

In diesem Kapitel werden die experimentellen Untersuchungen zur Realisierung von Phasenschiebern und Filtern in der in Kapitel 2.4.2 vorgestellten Hybridtechnologie präsentiert. Dazu wird zunächst auf den Entwurf und die Optimierung des Phasenschieberquerschnitts in Hinblick auf einen Kompromiss zwischen Spannungslängenprodukt und optischer Dämpfung eingegangen. Anschließend wird beschrieben, wie ein Phasenschieber auf der Basis von EO-Polymeren hergestellt und vermessen wurde. Die Ergebnisse werden präsentiert und eingeordnet. Des Weiteren wird auf die Untersuchungen zu Phasenschiebern auf der Basis von Flüssigkristallen eingegangen. Dabei wird die Herstellung und die Vermessung eines MZIs und eines Filters beschrieben. Anschließend werden auch die Ergebnisse dieser Untersuchung präsentiert und eingeordnet.

5.1 Optische Phasenschieber auf der Basis von elektrooptischen Polymeren

Phasenschieber in Hybridtechnologien auf der Basis von EO-Polymeren wurden in verschiedenen Varianten in vorhergehenden Arbeiten untersucht. Der Wellenleiterkern wurde dabei aus den Materialien Silizium [98, 99], SiON [P1], SiN [100, 101] und auch TiO₂ [102] gefertigt. In dieser Arbeit wird erstmals die Kombination eines EO-Polymeres mit SiOC gewählt. SiOC besitzt im Vergleich zu den bisher untersuchten Materialien den Vorteil, dass sein Brechungsindex, wie in Kapitel 4 gezeigt, über einen weiten Bereich einstellbar ist. Dadurch kann SiOC flexibel auf den Brechungsindex des EO-Polymeres eingestellt werden. Dies ist insbesondere auch in Hinblick auf die Realisierung der in Kapitel 2.4.2 vorgestellten Wellenleiterbrücken von Bedeutung, um optische Verluste an Übergängen zu verhindern.

5.1.1 Entwurf der optischen Phasenschieber in Hybridtechnologie

Optimierung des Phasenschieberquerschnitts

Zunächst wird der Frage nachgegangen, welche Abmessungen der Phasenschieberaufbau haben sollte, damit ein optimaler Kompromiss zwischen Spannungslängenprodukt und optischem Verlust entsteht. Der verwendete prinzipielle Phasenschieber-Querschnitt ist in Abb. 5.1 gezeigt.

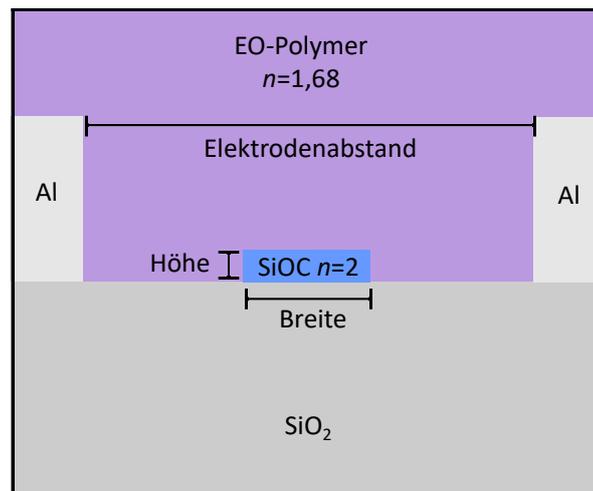


Abbildung 5.1: Querschnitt des Phasenschiebers. Die Höhe und die Breite des Wellenleiterkerns und der Elektrodenabstand werden zur Optimierung variiert.

Der Brechungsindex des Wellenleiterkerns wurde zu 2,0 gewählt. Damit liegt der Brechungsindexkontrast in einem mittleren Bereich. Mit höheren Brechungsindexkontrasten wird die Realisierbarkeit durch Kontaktlithographie immer schwieriger. Zwar ist eine Auflösung von weniger als einem μm unter idealen Bedingungen möglich. Liegt die Wellenleiterbreite jedoch nah an der Auflösungsgrenze, wirken sich Prozessschwankungen relativ gesehen stärker aus. Ein weiterer Grund für die Wahl des Brechungsindexes für den Wellenleiterkern ist, dass ein Kompromiss zwischen einer niedrigen zur Phasenverschiebung benötigten Spannung und der optischen Dämpfung erreicht werden soll. Prinzipiell nimmt die zur Phasenverschiebung notwendige Spannung mit steigendem Brechungsindexkontrast ab, da dies zu einer stärkeren Wellenführung führt, welche in einer weniger weiten Ausdehnung des evaneszenten Feldes resultiert. Damit kann der Elektrodenabstand verringert werden. Jedoch besitzen Wellenleiter mit höherem Brechungsindexkontrast den Nachteil, eine größere Dämpfung verursacht durch Streuung zu besitzen.

Zur Optimierung wird die Gütezahl $V_\pi L \alpha$ genutzt. Anhand dieser wird die Leistungsfähigkeit von Phasenschiebern beurteilt. Sie setzt sich aus dem Produkt der Spannung für eine Phasenverschiebung von π und dem optischen Verlust $L \cdot \alpha$ des Phasenschiebers in dB zusammen. Der Verlust ergibt sich aus der Länge des Phasenschiebers L und der optischen Dämpfung α . Die Gütezahl verdeutlicht den Zusammenhang zwischen Spannung und Verlust. Ein geringer Verlust ließe sich durch eine Reduzierung der Phasenschieberlänge erreichen. Jedoch würde dadurch die Spannung V_π ansteigen. Die Gütezahl $V_\pi L \alpha$ bliebe unverändert. Sie charakterisiert also den Verlust eines Phasenschiebers bei gegebener Spannung V_π .

Die Untersuchungen zur Bestimmung der optimalen Phasenschieberabmessungen basieren auf den vorhergegangenen eigenen Arbeiten, die in [P1] veröffentlicht sind. In diesen wurde das Simulationsprogramm BeamPROP der Firma RSoft in der Version von 2006 verwendet. Darauf aufbauend wurde von Lukas Deinert (Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik der TU Dortmund) das Verfahren zur Bestimmung von $V_\pi L \alpha$ auch mit dem Modenfeldlöser von JCMwave implementiert und durch Automatisierungsfunktionen erweitert. Mit dieser Implementierung wurden die Ergebnisse generiert.

Der Algorithmus zur Bestimmung von $V_{\pi}L\alpha$ ist in Abb. 5.2 anhand eines Ablaufdiagramms veranschaulicht. Der Modenfeldlöser berechnet jeweils den komplexen effektiven Brechungsindex

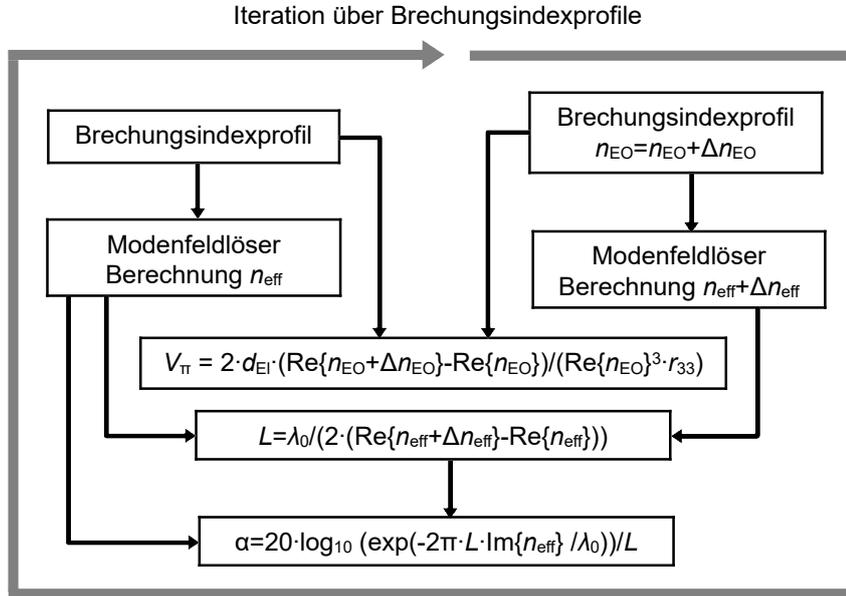


Abbildung 5.2: Diagramm zur Veranschaulichung des Ablaufs des Algorithmus zur Bestimmung der Gütezahl $V_{\pi}L\alpha$.

für zwei Brechungsindexprofile, die bis auf einen geringen Unterschied Δn_{EO} im Brechungsindex des EO-Polymeren n_{EO} gleich sind. Aus dem Imaginärteil des effektiven Brechungsindex n_{eff} lässt sich die optische Dämpfung α bestimmen. Diese ist verursacht durch die Imaginärteile der Brechungsindizes von Wellenleiterkern, EO-Polymer und Aluminium-Elektrode. Aus der Differenz der Realteile der effektiven Brechungsindizes und dem Elektrodenabstand d_{EI} errechnet sich mit dem gegebenen Wert für den elektrooptischen Koeffizienten r_{33} die Spannung V zwischen den Elektroden. Wenn nun die Phasenschieberlänge L über die im Diagramm 5.2 angegebene Gleichung bestimmt wird, gilt $V = V_{\pi}$. Abschließend wird aus den ermittelten Werten das Produkt gebildet, um die Gütezahl $V_{\pi}L\alpha$ zu erhalten. Für r_{33} wurde der Wert 100 pm/V angenommen und für Δn_{EO} der Wert $6 \cdot 10^{-4}$.

Neben einer möglichst niedrigen Gütezahl $V_{\pi}L\alpha$ ist auch die gezielte Anregbarkeit des ersten TE-Moduses des Wellenleiters von Bedeutung. Wenn sich verschiedene Moden überlagern, kommt es aufgrund von unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten zu Signalverzerrungen. Zudem hängt die Stärke der Phasenverschiebung auch vom Modus ab. Die Ausbreitungskonstante der transversalen magnetischen (TM)-Moden kann deutlich geringer durch den Phasenschieber beeinflusst werden als die des TE_1 -Modus, da große Teile des elektrischen Feldes des TE_1 -Modus mit der Orientierung des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden übereinstimmt. Die Wellenleiterabmessungen sollten im Idealfall also so gewählt werden, dass lediglich der TE_1 -Modus ausbreitungsfähig ist.

In Abb. 5.3 wird veranschaulicht, bei welchen Wellenleiterabmessungen welche Moden ausbreitungsfähig sind. Die Kurven stellen Grenzlinien für die Ausbreitungsfähigkeit einzelner Moden dar. Oberhalb einer Kurve ist der jeweils betrachtete Modus ausbreitungsfähig und unterhalb der Kurve nicht. Die Flächen zwischen den Kurven stellen Bereiche dar, in denen bestimmte

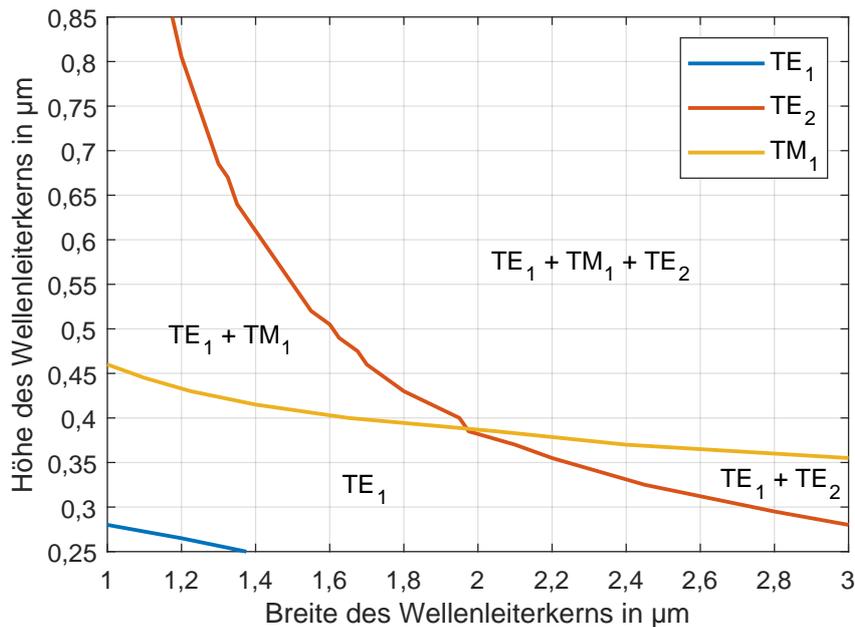


Abbildung 5.3: Ausbreitungsfähigkeit der Moden in Abhängigkeit der Höhe und der Breite des Wellenleiterkerns.

Kombinationen der Moden ausbreitungsfähig sind. Dabei kann auch ein Bereich identifiziert werden, in dem lediglich der TE_1 -Modus ausbreitungsfähig ist.

Zur Ermittlung eines optimalen Aufbaus des Phasenschiebers wurde die Gütezahl $V_\pi L \alpha$ für drei Werte der Dämpfung des Wellenleiterkerns in Abhängigkeit der Abmessungen des Phasenschiebers berechnet. Dabei wurde das in Abb. 5.2 veranschaulichte Verfahren verwendet. Als Ursache der Dämpfung wird optische Absorption berücksichtigt und über den Imaginärteil des Brechungsindex des Wellenleiterkerns simuliert. Die berücksichtigten Dämpfungswerte sind 0,1 dB/cm, 0,4 dB/cm und 1 dB/cm. Dadurch können verschiedene Szenarien abgedeckt werden und auch die Abhängigkeit eines optimalen Aufbaus des Phasenschiebers von der Dämpfung des Wellenleiterkernmaterials verdeutlicht werden. Die Dämpfung des EO-Polymers beträgt in allen drei Fällen 1 dB/cm.

Die Ergebnisse der Simulationen mit einer optischen Dämpfung des Wellenleiterkernmaterials von 0,1 dB/cm sind in Abb. 5.4 dargestellt. Der niedrigste Wert von $V_\pi L \alpha$ liegt bei etwa 2,2 µm Breite und 0,44 µm Höhe des Wellenleiterkerns und beträgt 1,24 V dB. Bei diesem Wert sind jedoch drei Moden ausbreitungsfähig. Wenn die Forderung nach nur einem ausbreitungsfähigen Modus erfüllt werden soll, müssen Höhe bzw. Breite des Wellenleiterkerns reduziert werden. Zum Beispiel wäre bei einem Wellenleiterkern mit einer Höhe von 0,35 µm Höhe und 2 µm Breite nur der TE_1 -Modus ausbreitungsfähig. Die Gütezahl $V_\pi L \alpha$ wäre in diesem Fall 1,42 V dB und damit nur 0,18 V dB höher als im optimalen Fall bei dem jedoch mehrere Moden ausbreitungsfähig sind.

In Abb. 5.5 sind die Ergebnisse der Simulationen mit einer optischen Dämpfung des Wellenleiterkerns von 0,4 dB/cm zu sehen. Es zeigt sich, dass im Vergleich zu den Ergebnissen aus Abb. 5.4 bessere Werte der Gütezahl $V_\pi L \alpha$ bei einer geringeren Höhe und Breite des Wel-

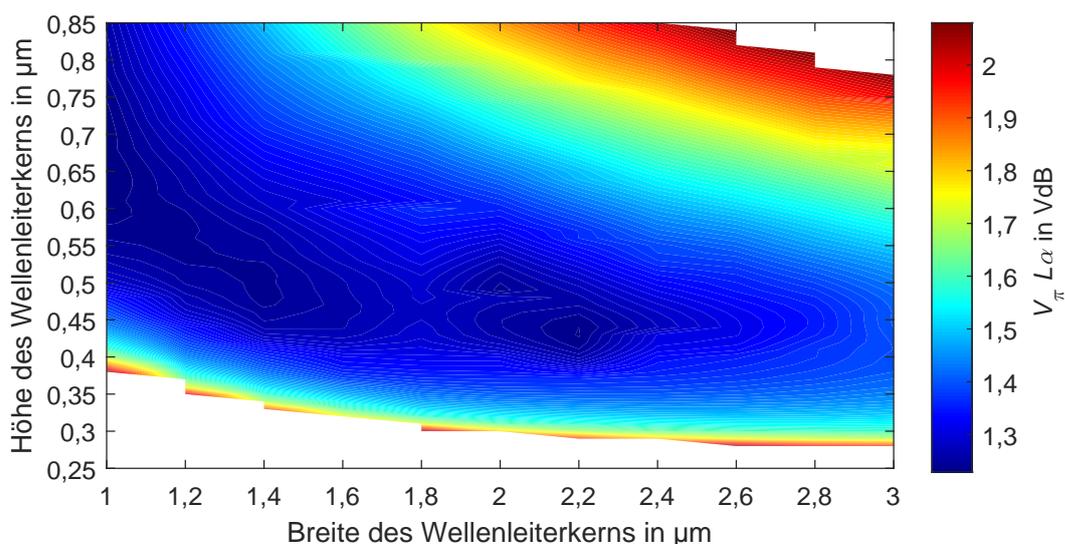


Abbildung 5.4: Ergebnisse der Berechnungen der Gütezahl $V_\pi L_\alpha$ in Abhängigkeit der Breite und Höhe des Wellenleiterkerns für eine optische Dämpfung des Wellenleiterkernmaterials von 0,1 dB/cm.

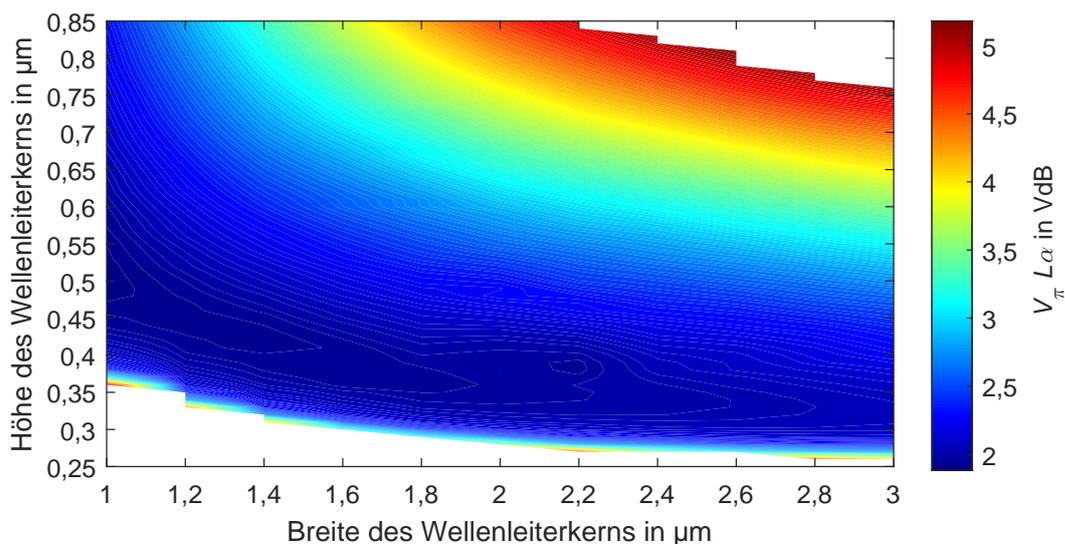


Abbildung 5.5: Ergebnisse der Berechnung der Gütezahl $V_\pi L_\alpha$ in Abhängigkeit der Breite und Höhe des Wellenleiterkerns für eine optische Dämpfung des Wellenleiterkernmaterials von 0,4 dB/cm

lenleiterkerns zu finden sind. Wegen der höheren Dämpfung des Wellenleiterkerns ist ein hoher Anteil des Modenfeldes im Kern des Wellenleiters weniger günstig als in dem Fall mit niedrigerer Dämpfung. Insgesamt ist die Gütezahl $V_\pi L_\alpha$ geringfügig höher als in dem Fall mit niedrigerer optischer Dämpfung. Bei 0,35 μm Höhe und 2 μm Breite beträgt sie 1,97 V dB.

Weitergehend wurden auch eine Dämpfung des Wellenleiterkerns von 1 dB/cm berücksichtigt. Die dazugehörigen Ergebnisse sind in Abb. 5.6 dargestellt. Dem Trend folgend zeigt sich eine

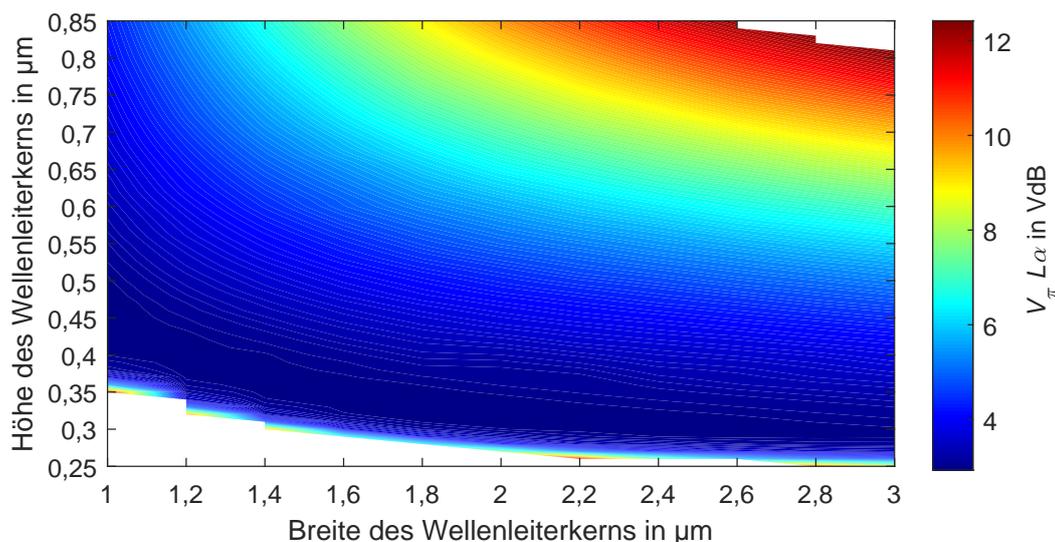


Abbildung 5.6: Ergebnisse der Berechnung der Gütezahl $V_\pi L\alpha$ in Abhängigkeit der Breite und Höhe des Wellenleiterkerns für eine optische Dämpfung des Wellenleiterkerns von 1 dB/cm

weitere Verschiebung der besseren Werte der Gütezahl $V_\pi L\alpha$ zu kleineren Abmessungen des Wellenleiterkerns. Eine Konzentration des Modenfeldes im Bereich des Kerns bringt keine Verbesserung der Dämpfungseigenschaften mehr. Insgesamt steigen die berechneten Werte an. Bei 0,35 μm Höhe und 2 μm Breite beträgt $V_\pi L\alpha$ 3,05 V dB.

Dämpfung durch Wellenleiterkrümmung

Neben der Gütezahl $V_\pi L\alpha$ ist auch die optische Dämpfung durch Wellenleiterkrümmung von Bedeutung, wenn kompakte PICs realisiert werden sollen. Der Modenfeldlöser von JCMwave simuliert die Wellenleiterkrümmung durch eine Transformation des zur Modenfeldberechnung verwendeten Koordinatensystems. Es wird der komplexe effektive Brechungsindex n_{eff} des Wellenleiters berechnet. Aus dem Imaginärteil von n_{eff} wird mit der Formel

$$\alpha = 20 \log_{10}(\exp(-2\pi \cdot L \cdot \text{Im}\{n_{\text{eff}}\}/\lambda_0))/L \quad (5.1)$$

die optische Dämpfung α in dB/cm bestimmt. Dabei wird $L=1$ cm gesetzt und $\lambda_0=1550$ nm. Die Ergebnisse für eine Höhe des Wellenleiterkerns von 0,35 μm und einer Breite von 2 μm sind in Abb 5.7 dargestellt. Es zeigt sich, dass bei Krümmungsradien von 200 μm und mehr eine spürbare durch Wellenleiterkrümmung verursachte optische Dämpfung auftritt, die im Vergleich signifikant kleiner ist als die Materialdämpfung von Wellenleiterkern und EO-Polymer. Bei Krümmungsradien von weniger als 200 μm steigt die Dämpfung jedoch so schnell an, dass eine Berechnung des effektiven Brechungsindex nicht mehr möglich war.

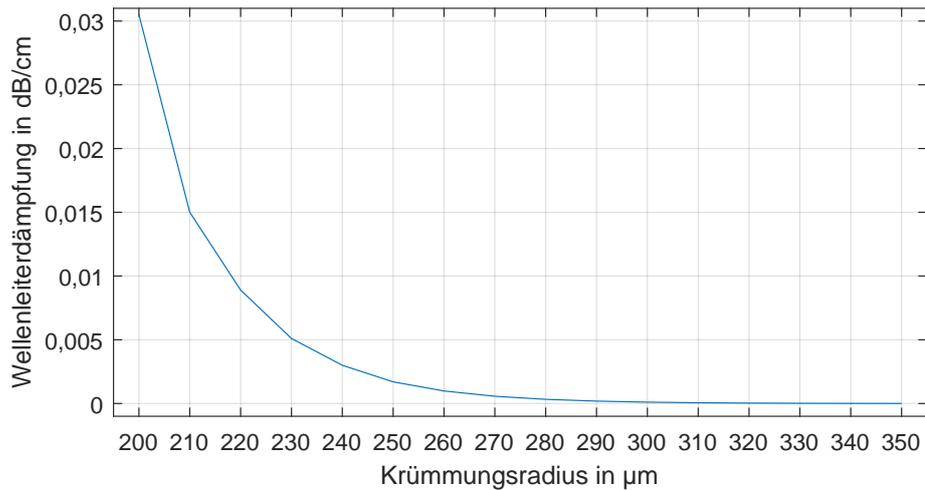


Abbildung 5.7: Ergebnisse der Simulationen zur Bestimmung der Wellenleiterdämpfung von gekrümmten Wellenleitern in Abhängigkeit des Krümmungsradius.

5.1.2 Aufbau des Wellenleiterchips

Zur experimentellen Untersuchung der Phasenschiebereigenschaften wurden Phasenschieber in einer MZI-Struktur hergestellt. Der Querschnitt des Phasenschieberbereichs mit Bemaßung ist in Abb. 5.8 dargestellt. Eine schematische Zeichnung der hergestellten Struktur in Draufsicht ist in Abb. 5.9 gezeigt.

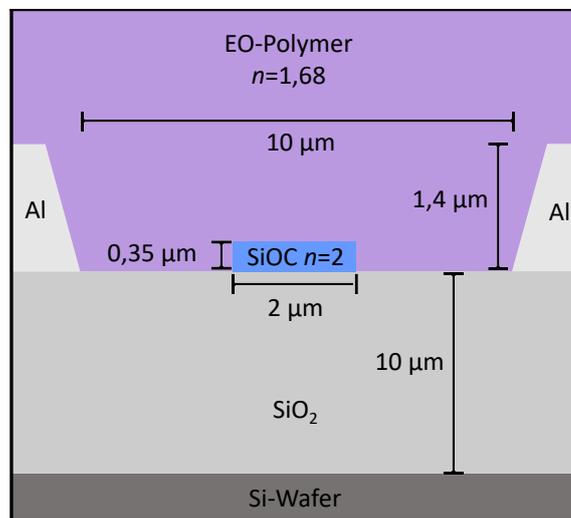


Abbildung 5.8: Schematischer Querschnitt der hergestellten auf EO-Polymeren basierenden optischen Phasenschiebers in Hybridtechnologie.

Das hergestellte MZI hat in den Armen einen meanderförmigen Verlauf der Wellenleiter. Dadurch kann die Wellenleiterlänge in den Armen des MZI vergrößert werden, ohne die Abmessungen des Chips zu vergrößern. Die Zeichnung der Lithographiemaske dieser MZI-Struktur

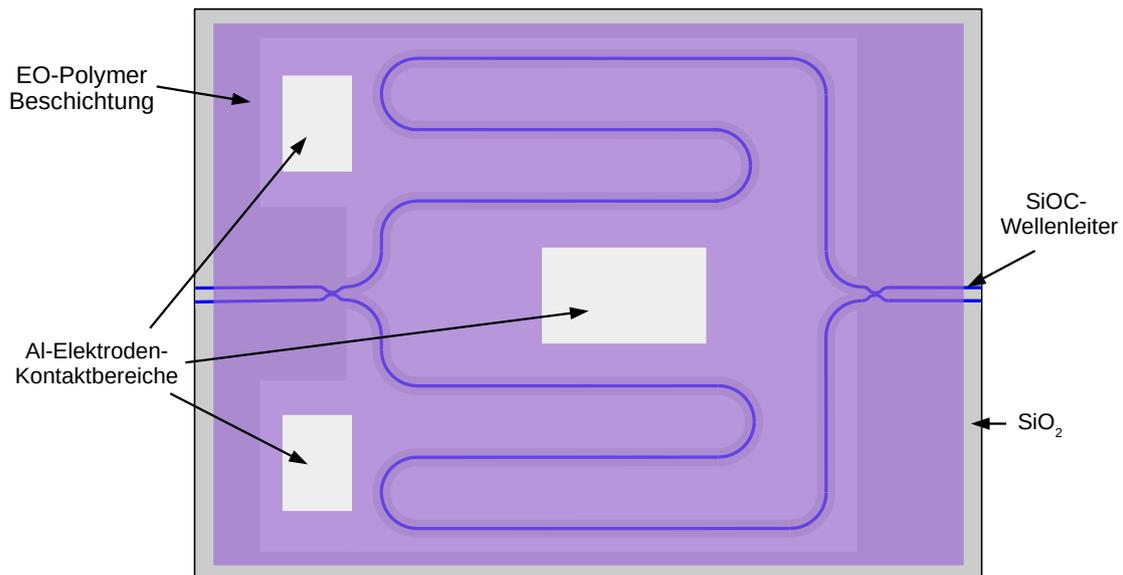


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung des MZI in Draufsicht, welches zur Untersuchung der auf EO-Polymeren basierenden Phasenschieber in Hybridtechnologie hergestellt wurde.

ist abgeleitet von einer Zeichnung, die Lukas Deinert im Rahmen seiner Masterarbeit [103] angefertigt hat.

5.1.3 Herstellungsprozess

Die Prozessabfolge ist in Abb. 5.10 veranschaulicht. Auf einem 100 mm-Wafer mit 10 μm thermischem Oxid wurde mittels PECVD 0,35 μm SiOC abgeschieden. Die Gasflüsse für SiH_4 , CH_4 und CO_2 waren 5 sccm, 100 sccm bzw. 45 sccm. Der Druck betrug 1000 mTorr, die Leistung 100 W und die Substrattemperatur 390 $^\circ\text{C}$. Mit den Prozessen UV-Lithographie und RIE wurde die abgeschiedene SiOC-Schicht strukturiert, um den Wellenleiterkern zu bilden. Als Photoresist wurde AR4340 der Firma Allresist verwendet. Im RIE-Prozess kamen die Gase CHF_3 , O_2 und Ar mit den Gasflüssen 30 sccm, 4 sccm bzw. 168 sccm zum Einsatz. Die Leistung betrug 80 W, und der Druck 50 mTorr. Die Elektroden wurden mit einem Lift-Off-Prozess erzeugt. Dazu wurde zunächst der Photoresist AR4340 in einem Lithographieprozess strukturiert. Anschließend wurde eine 1,5 μm dicke Aluminiumschicht mittels Elektronenstrahlverdampfung abgeschieden. In einem Phosphorsäurebad wurden 100 nm Aluminium isotrop geätzt. Durch das nasschemische Ätzen des Aluminiums kann eine über den gesamten Wafer homogene Abrisskante erreicht werden. Wenn im Lift-Off Prozess Schichten im μm Bereich abgeschieden werden und keine ausreichende Anisotropie bei der Abscheidung möglich ist, kann ein solcher nasschemischer Ätzprozess vorteilhaft sein. Der Photoresist und die auf ihm abgeschiedene Aluminiumschicht wurde in einem Removerbad entfernt. Der Wafer wurde in Wellenleiterchips zerteilt und auf die Eingangs- und Ausgangssektionen wurde mittels PECVD bei 170 $^\circ\text{C}$ eine SiOC-Schicht mit einem Brechungsindex von 1,46 abgeschieden. Diese Schicht verringert die Ein- und Auskopplungsverluste und verringert die Häufigkeit des Auftretens von Wellenleiterabbrüchen beim Schleifen der Stirnflächen. Bei der Erzeugung dieser Schicht wurde eine Maskierung aus Poly-

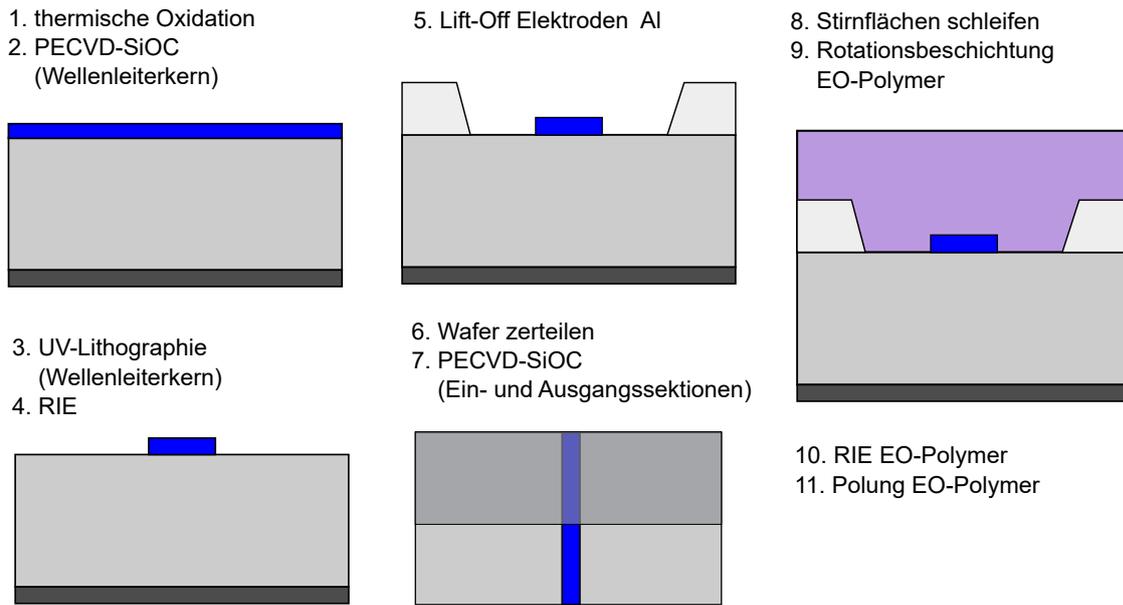


Abbildung 5.10: Sequenz der Prozessschritte zur Herstellung eines MZIs mit Phasenschiebern auf der Basis von EO-Polymeren.

imid verwendet. Die Gasflüsse für SiH_4 , CH_4 und CO_2 waren 5 sccm, 0 sccm bzw. 500 sccm. Der Druck betrug 600 mTorr und die Leistung 150 W. Die Wellenleiterchips wurden mit einem Schutzlack beschichtet und die Stirflächen geschliffen. Anschließend wurde der Schutzlack wieder entfernt und die Wellenleiterchips mit dem EO-Polymer SEO120 des Herstellers Soluxra beschichtet. Das EO-Polymer wurde 24 h in einer Vakuumkammer bei 70°C ausgehärtet. Die Kontaktbereiche werden in einem RIE-Prozess unter Verwendung einer Maskierung aus PMMA freigeätzt. Dabei kamen die Gase O_2 und Ar mit den Gasflüssen 5 sccm bzw. 168 sccm zum Einsatz. Die Leistung betrug 80 W, und der Druck 50 mTorr. Die Polung des EO-Polymers erfolgte auf einer Heizplatte, die mit einer Rampe von $10^\circ\text{C}/\text{min}$ auf 135°C geheizt wurde. Währenddessen war eine Polungsspannung von 800 V an den Elektroden angelegt. Nach einer Abkühlung auf Raumtemperatur wurde die Polungsspannung ausgeschaltet.

Der Polungsprozess ist bei der Herstellung ein besonders kritischer Schritt, da es leicht zu elektrischen Durchschlägen kommen kann. Die größtmögliche Spannung hat bei einem Elektrodenabstand von $10\ \mu\text{m}$ 800 V betragen. Die empfohlene Spannung bei diesem Elektrodenabstand ist jedoch 1000 V. Dass diese Spannung nicht erreicht werden konnte, kann mit dem Aufbau der Phasenschieber erklärt werden. An der Grenzfläche zum EO-Polymer können Oberflächenzustände eine erhöhte elektrische Leitfähigkeit verursachen, die die Wahrscheinlichkeit für einen elektrischen Durchschlag erhöht. Dieses Problem ist insbesondere relevant, wenn mehrere Phasenschieber gleichzeitig gepolt werden müssen, was bei adaptiven optischen Filtern der Fall ist. Bereits ein elektrischer Durchschlag bei einem der Phasenschieber macht das gesamte Filter unbrauchbar. Die Durchschlagswahrscheinlichkeit muss in diesem Fall durch eine Verringerung der Polungsspannung reduziert werden. Dies wirkt sich jedoch negativ auf das Spannungslängenprodukt des Phasenschiebers aus.

In Abb. 5.11 werden zwei Rasterelektronenmikroskop (REM) Aufnahmen der hergestellten MZI-Struktur vor der Beschichtung mit dem EO-Polymer gezeigt. Im linken Bild ist der Wellenlei-

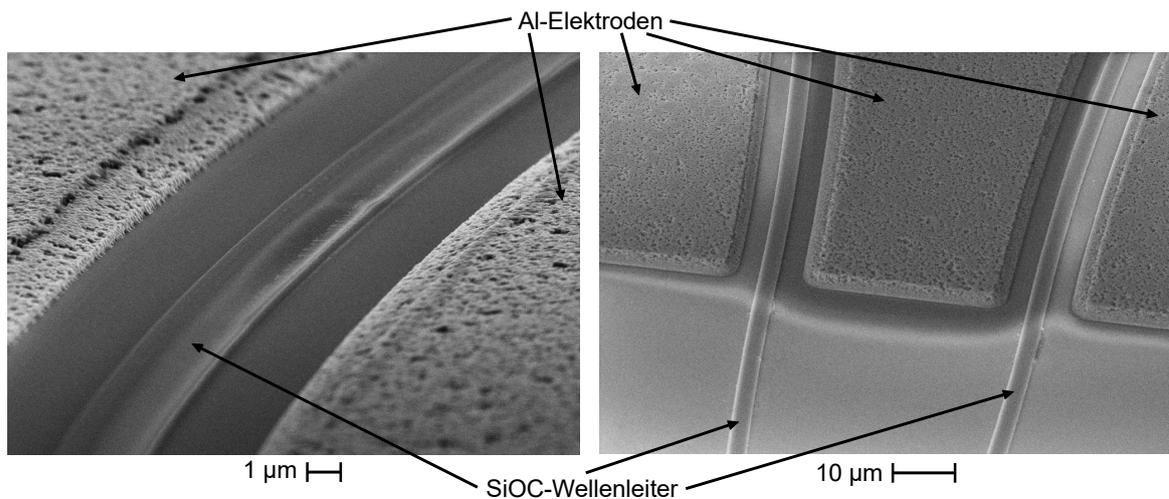


Abbildung 5.11: REM-Aufnahme des Phasenschieberbereichs und des Übergangs zum Phasenschieberbereich.

terkern in einer Kurve mit den lateral positionierten Elektroden zu sehen. Die Rauigkeit der Elektroden ist verursacht durch den unterstützenden Ätzprozess beim Lift-Off. Dieser verhindert das Auftreten von Abrisskanten.

5.1.4 Messaufbau

Der Aufbau zur Vermessung der Eigenschaften des Wellenleiterchips mit auf EO-Polymeren basierenden Phasenschiebern ist in Abb. 5.12 gezeigt. Der Wellenleiterchip wurde auf einen Va-

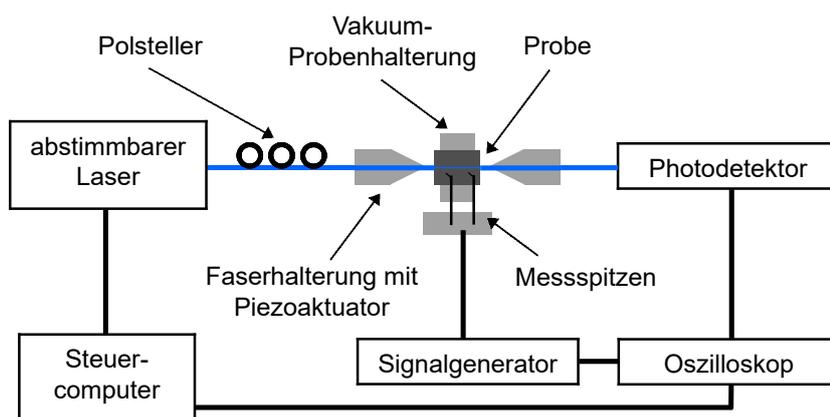


Abbildung 5.12: Messaufbau zur Bestimmung der Eigenschaften des Wellenleiterchips mit auf EO-Polymeren basierenden Phasenschiebern.

kuumhalter fixiert. Vor die Wellenleiterstirnflächen wurden UHNA4-Fasern mit Piezoaktuatoren positioniert. Über einen Polsteller wurde der Polarisationszustand durch eine Maximierung des Modulationsgrads eingestellt. Mit Mikronadeln wurden die Elektroden des Wellenleiterchips

kontaktiert. An diese wurde eine sinusförmige Treibersignal-Spannung angelegt. Dieses Signal geht auch an den Trigger-Eingang eines Oszilloskops. Das Eingangssignal des Wellenleiterchips wurde von einem abstimmbaren Laser bei 1550 nm erzeugt. Ein Photodetektor wandelt das optische Ausgangssignal des Wellenleiterchips in ein elektrisches Signal, das anschließend zu dem Oszilloskop geführt wird. Über den Steuercomputer werden die Parameter des Lasers und des Oszilloskops eingestellt und die Messdaten des Oszilloskops gespeichert.

5.1.5 Ergebnisse

In Abb. 5.13 ist die Treibersignal-Spannung und die durch einen Transimpedanzverstärker erzeugte Ausgangsspannung des Photodetektors gezeigt. Beide Spannungen wurden am Oszillo-

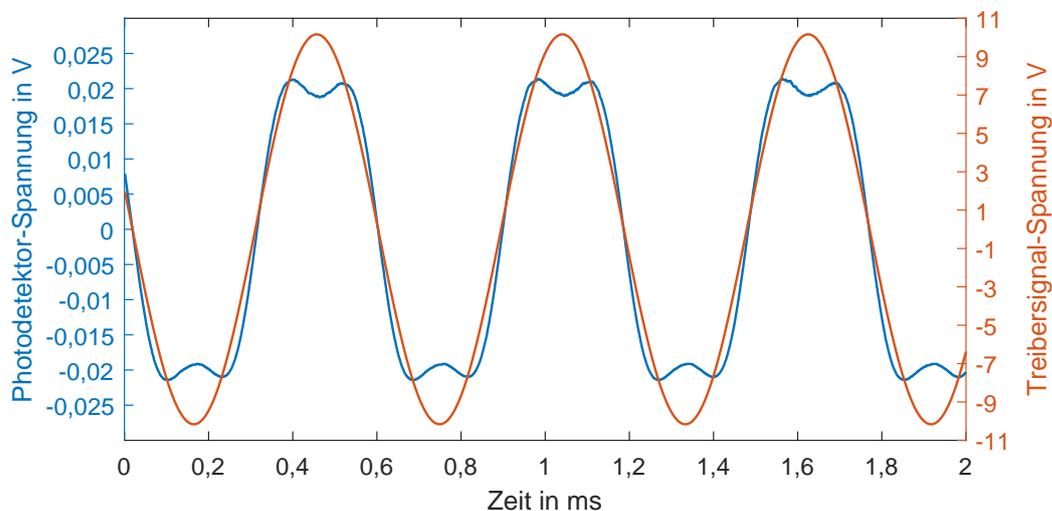


Abbildung 5.13: Ergebnisse der Messung zur Bestimmung der Spannung V_π von auf EO-Polymeren basierenden Phasenschiebern.

skop mit kapazitiver Kopplung gemessen. Mit einer Vorspannung der Treibersignal-Spannung von 6,3 V wurde ein symmetrisches Ausgangssignal am Photodetektor erreicht. Der Spitze-Spitze-Wert der Treibersignal-Spannung ist so eingestellt, dass er geringfügig größer als V_π ist. Dadurch entstehen paarweise auftretende Minima bzw. Maxima an den Orten, an denen die Phasenverschiebung zwischen den Signalen im MZI 0 bzw. π entspricht. Die Spannung V_π kann aus der Differenz zwischen der Treibersignal-Spannung am Ort dieser Maxima und der am Ort dieser Minima abgelesen werden. Sie beträgt 17 V. Zusammen mit der Phasenschieberlänge von 2,5 cm ergibt sich so ein Spannungs-Längen-Produkt $V_\pi L \approx 42 \text{ Vcm}$. Die Einfügedämpfung des Wellenleiterchips wurde zu 19 dB bestimmt. Jedoch kann dieser hohe Wert darauf zurückgeführt werden, dass keine Ein- und Ausgangs-Taper eingesetzt wurden.

Die zur Phasenverschiebung benötigte Spannung ist bereits ausreichend gering, um Phasenschieber dieser Art in adaptiven optischen Filtern einzusetzen. Insbesondere eignen sich FIR-Filter, bei denen die Phasenschieberlänge großzügiger gewählt werden kann. In IIR-Filtern, in denen aufgrund der Ringstruktur Phasenschieberlängen von weniger als einem mm notwendig sind, ist der Einsatz schwierig, da es zu Steuerungsspannungen von mehreren hundert

Volt kommen würde. Eine Verbesserung des Spannungslängenproduktes ließe sich durch eine Verringerung des Elektrodenabstands und einer Verbesserung der Polung des EO-Polymers erreichen. Für die Verringerung des Elektrodenabstands ist es notwendig, die Ausrichtung der Lithographiemaske der Elektroden zu den Wellenleitern zu verbessern. Dies ist in erster Linie abhängig von dem verwendeten Lithographiesystem. Für die Verbesserung der Polung sollte in weiterführenden Untersuchungen zum einen die Elektrodenform optimiert werden, zum anderen müssen die Ursachen von leitfähigen Pfaden zwischen den Elektroden identifiziert und wenn möglich verhindert werden. Zudem könnte eine zusätzliche Messung des Stromflusses während des Polungsprozesses dazu beitragen, dass drohende Spannungsüberschläge vorzeitig erkannt werden. Die Polungsspannung könnte so abhängig von dem zu polenden Phasenschieber optimiert eingestellt werden. Dadurch wäre es möglich, die Wahrscheinlichkeit für einen elektrischen Durchschlag zu reduzieren und so mit höheren Polungsspannungen zu arbeiten. Dies würde zu niedrigeren Spannungslängenprodukten führen.

5.2 Optische Phasenschieber und Filter auf der Basis von Flüssigkristallen

Neben den Untersuchungen zu Phasenschiebern auf der Basis von EO-Polymeren wurden auch Phasenschieber auf der Basis von Flüssigkristallen untersucht. Im Vergleich zu EO-Polymeren können ihre elektrooptischen Eigenschaften auch ohne einen Polungsprozess ausgenutzt werden. Dadurch ist es möglich, die Funktionsfähigkeit der entworfenen integrierten optischen Schaltungen zu zeigen. Flüssigkristalle ermöglichen die Realisierung besonders effizienter Phasenschieber, die insbesondere für komplexe Strukturen mit kompakten Abmessungen notwendig sind. Jedoch ist ihre Reaktionszeit im ms-Bereich für viele Anwendungen zu gering. In vorhergehenden Studien zu Phasenschiebern dieser Art wurde der Wellenleiterkern aus Si [104] oder SiN [31] gefertigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals ein Phasenschieber und ein Filter in der Materialkombination mit SiOC untersucht [P3]. Die weite Einstellbarkeit des Brechungsindex von SiOC stellt einen bedeutenden Vorteil gegenüber den Materialien in den vorhergegangenen Untersuchungen dar. Dadurch können die in Kapitel 2.4.2 vorgestellten Wellenleiterbrücken und Ein- bzw. Ausgangswellenleiter mit einem auf den Flüssigkristall angepassten Brechungsindex hergestellt werden. Mit den Untersuchungen dieses Kapitels wird die prinzipielle Realisierbarkeit von adaptiven optischen Filtern in der vorgestellten Hybridtechnologie nachgewiesen. Dabei kommen Flüssigkristalle zum Einsatz, da Probleme bei der Polung der EO-Polymere noch keine Realisierungen von Strukturen mit mehreren Phasenschiebern zugelassen haben.

5.2.1 Aufbau der Wellenleiterchips

Zur Untersuchung der Phasenschieber auf der Basis von Flüssigkristallen wird, wie bei der Untersuchung der Phasenschieber auf der Basis von EO-Polymeren, eine MZI-Struktur hergestellt. Der Querschnitt des Phasenschieberbereichs mit Bemaßung ist in Abb. 5.14 dargestellt. Der Brechungsindex des SiOC-Wellenleiterkerns wurde zu 1,85 gewählt und der Brechungsindex der SiOC-Deckschicht zu 1,55. Damit ist der Brechungsindexsprung zwischen der Wellenleiterdeckschicht und dem Wellenleiterkern mit dem der auf EO-Polymeren basierenden Phasenschiebern vergleichbar. Eine schematische Darstellung der MZI-Struktur in Draufsicht ist in

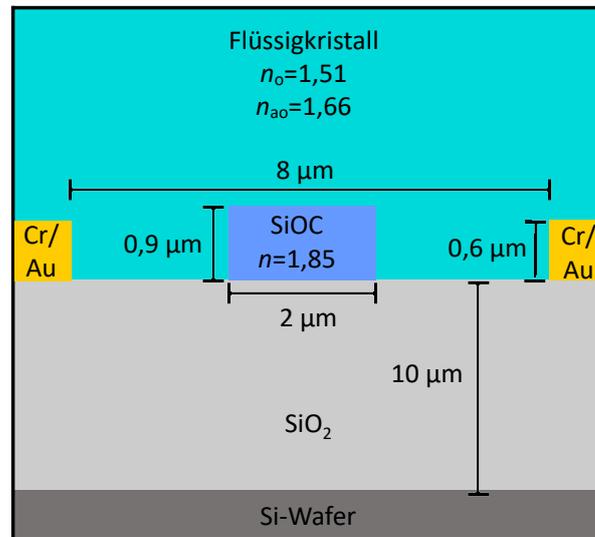


Abbildung 5.14: Schematischer Querschnitt der hergestellten auf EO-Polymeren basierenden optischen Phasenschiebers in Hybridtechnologie.

Abb. 5.15 zeigt. Für diese Untersuchung wurde keine Meander-Struktur in den Armen des

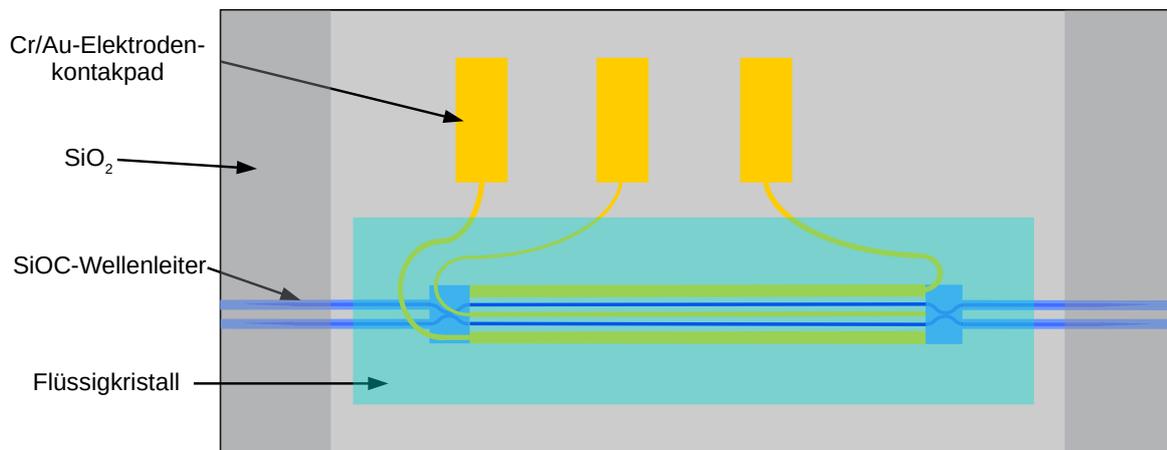


Abbildung 5.15: Schematische Darstellung des hergestellten MZI in Draufsicht, mit dem auf Flüssigkristallen basierende Phasenschieber in Hybridtechnologie untersucht wurden.

MZI verwendet, da Flüssigkristalle eine sehr geringe Spannung V_{π} ermöglichen. Die Länge der Arme der MZI-Struktur betragen 5,7 mm. Als Koppler werden Zweimodeninterferenzkoppler eingesetzt.

Neben der MZI-Struktur wurde auch ein FIR-Filter erster Ordnung realisiert. Dieses ist schematisch in Abb. 5.16 dargestellt. Das Filter besteht aus einem symmetrischen und einem asymmetrischen MZI. Durch die Phasenschieber im symmetrischen MZI wird das Verhältnis der

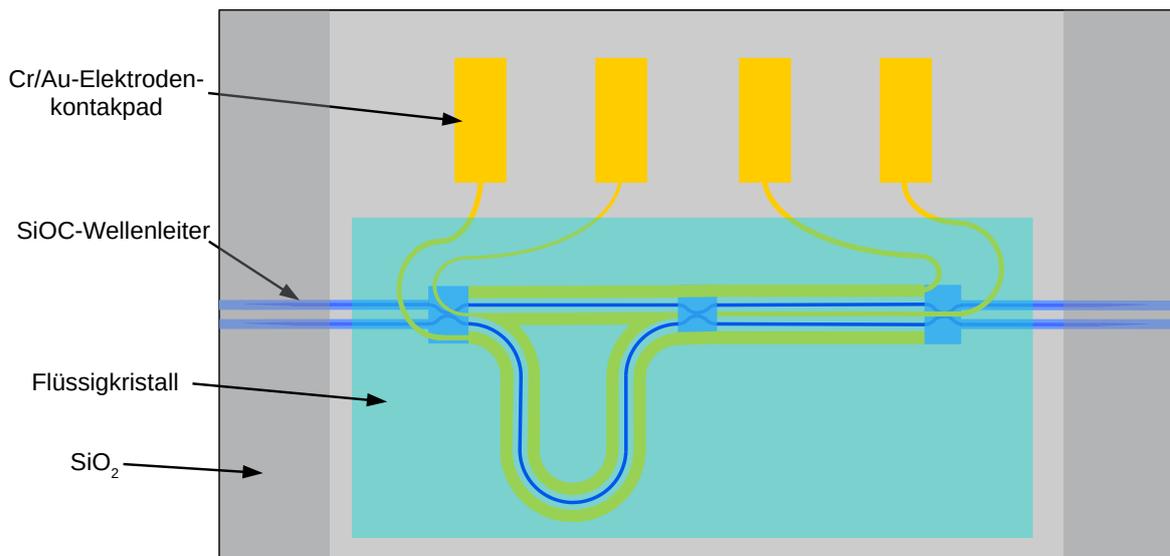


Abbildung 5.16: Schematische Darstellung des hergestellten FIR-Filters erster Ordnung, an dem die adaptive Einstellbarkeit der Transmissionseigenschaften untersucht wurde.

Amplituden zwischen verzögertem zu nicht verzögertem Signal eingestellt. Die Phasenschieber im asymmetrischen MZI bestimmen die Phase zwischen verzögertem und nicht verzögertem Signal.

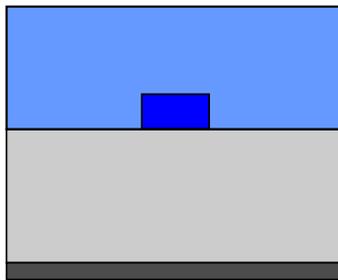
5.2.2 Herstellungsprozess

Die ersten Schritte der Prozessabfolge sind in Abb. 5.17 veranschaulicht. Auf einem 100 mm-Wafer mit 10 μm thermischem Oxid wurde 0,9 μm SiOC abgeschieden. Die Gasflüsse für SiH_4 , CH_4 und CO_2 waren 5 sccm, 100 sccm bzw. 45 sccm. Der Druck betrug 1000 mTorr, die Leistung 100 W und die Substrattemperatur 390 $^\circ\text{C}$. Mit den Prozessen Kontaktlithographie und RIE wurde die abgeschiedene SiOC-Schicht strukturiert, um den Wellenleiterkern zu bilden. Als Photoresist wurde AR4340 der Firma Allresist verwendet. Im RIE-Prozess kamen die Gase CHF_3 , O_2 und Ar mit den Gasflüssen 30 sccm, 4 sccm bzw. 168 sccm zum Einsatz. Die Leistung betrug 80 W, und der Druck 50 mTorr. Eine weitere SiOC-Schicht wurde mit Gasflüssen für SiH_4 , CH_4 und CO_2 von 5 sccm, 100 sccm bzw. 100 sccm abgeschieden. Der Druck betrug 830 mTorr, die Leistung 100 W und die Temperatur 390 $^\circ\text{C}$. Zur Strukturierung der SiOC-Schicht aus Schritt fünf wurde Kontaktlithographie und RIE eingesetzt. Wieder kam der Photoresist AR4340 zum Einsatz. Die Gasflüsse im RIE-Prozess waren 30 sccm, 1 sccm bzw. 168 sccm für die Gase CHF_3 , O_2 und Ar. Die Leistung betrug 120 W und der Druck 50 mTorr. Die Elektroden wurden mit einem Lift-Off-Prozess erzeugt. Dazu wurde zunächst der Photoresist AR4340 in einem Lithographieprozess strukturiert. Anschließend wurden eine etwa 50 nm dicke Schicht aus Chrom und eine 450 nm dicke Schicht aus Gold mit Elektronenstrahlverdampfen abgeschieden. Die folgenden Schritte der Prozessabfolge sind in Abb. 5.18 veranschaulicht. Der Wafer wurde zu Wellenleiterchips zerteilt und auf die Eingangs- und Ausgangssectionen wurde mittels PECVD bei 170 $^\circ\text{C}$ eine SiOC-Schicht mit einem Brechungsindex von 1,46 abgeschieden. Die Gasflüsse für SiH_4 , CH_4 und CO_2 waren 5 sccm, 0 sccm bzw. 500 sccm. Der

1. thermische Oxidation
2. PECVD-SiOC
(Wellenleiterkern)



3. UV-Lithographie (Wellenleiterkern)
4. RIE
5. PECVD-SiOC
(obere Deckschicht)



6. UV-Lithographie (Phasenschieberbereiche/
Ein- und Ausgangswellenleiter)
7. RIE
8. Lift-Off Elektroden und Kontaktpads Cr/Au

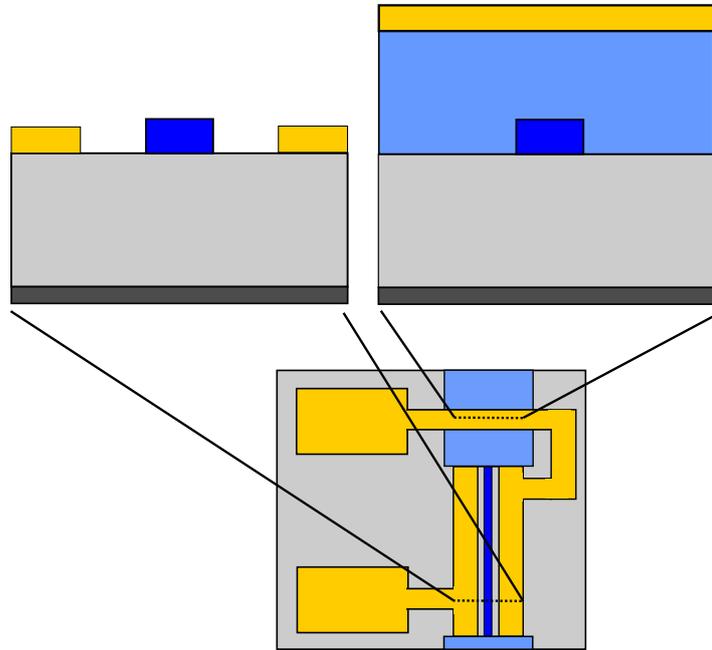
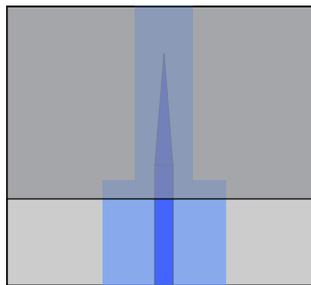


Abbildung 5.17: Sequenz der ersten Prozessschritte zur Herstellung eines MZIs und eines Filters mit Phasenschiebern auf der Basis von Flüssigkristallen.

9. Wafer zerteilen
10. PECVD-SiOC
(Ein- und Ausgangssektionen)



11. Stirnflächen schleifen
12. Applikation Flüssigkristall

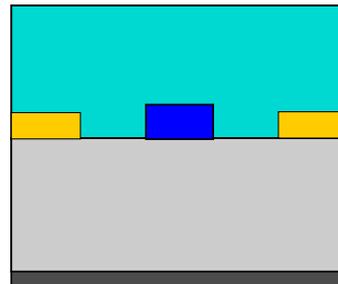


Abbildung 5.18: Sequenz der letzten Prozessschritte zur Herstellung eines MZIs und eines Filters mit Phasenschiebern auf der Basis von Flüssigkristallen.

Druck betrug 600 mTorr und die Leistung 150 W. Dabei wurde eine Maskierung aus Polyimid verwendet. Die Wellenleiterchips wurden mit einem Schutzlack beschichtet und die Stirnflächen geschliffen. Nach der Entfernung des Schutzlacks wurde der Flüssigkristall 5CB auf den Wellenleiterchip mit einer Pipette appliziert. Die Topographie des Wellenleiterkerns verursacht eine Ausrichtung der Moleküle des Flüssigkristalls in Oberflächennähe zum Wellenleiter [105].

5.2.3 Messaufbau

Der Aufbau zur Vermessung der Eigenschaften des Wellenleiterchips mit auf Flüssigkristallen basierenden Phasenschiebern ist in Abb. 5.19 gezeigt. Der Wellenleiterchip wurde auf einem

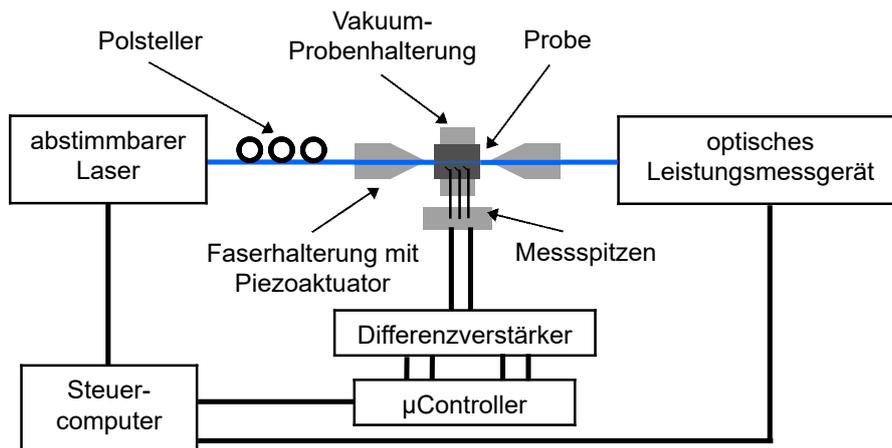


Abbildung 5.19: Messaufbau zur Bestimmung der Eigenschaften der Wellenleiterchips mit auf Flüssigkristallen basierenden Phasenschiebern.

Vakuumpaltenhalterung fixiert. Vor die Wellenleiterstirnflächen wurden UHNA4-Fasern mit Piezoaktuatoren positioniert. Mit einem Polsteller wurde der Polarisationszustand durch eine Maximierung des Modulationsgrades eingestellt. Mit Mikronadeln wurden die Kontaktpads des Wellenleiterchips kontaktiert. Das Treibersignal wird mit einem Mikrocontroller und einem Differenzverstärker erzeugt. Der Differenzverstärker ist mit einem Operationsverstärker aufgebaut und verstärkt die Differenz der Eingangssignale. Zur Messung der Übertragungseigenschaften wurde ein abstimmbarer Laser in Kombination mit einem optischen Leistungsmessgerät eingesetzt. Ein Steuercomputer setzt die Parameter für den abstimmbaren Laser und die Signalerzeugung durch den Mikrocontroller. Zudem speichert er die Werte der optischen Leistungsmessung in Abhängigkeit der eingestellten Wellenlänge.

Bei dem Treibersignal kommt, wie in [106] vorgeschlagen, duobinäre Pulsweitenmodulation zum Einsatz. Der Vorteil gegenüber einem Signal mit DC-Anteil ist der, dass ein Ionendrift innerhalb des Flüssigkristalls verhindert wird. Ein Ionendrift würde das durch die angelegte elektrische Spannung erzeugte elektrische Feld im Flüssigkristall abschwächen. Die Signalerzeugung ist in Abb. 5.20 veranschaulicht. Zunächst erzeugt ein Mikrocontroller zwei um eine halbe Periode versetzte pulsweitenmodulierte Signale mit dem gleichen Tastgrad und der Frequenz von 100 kHz. Der Tastgrad ist definiert als Verhältnis zwischen Impulsdauer und Periodendauer. Die Signale werden in einem Differenzverstärker von einander subtrahiert und verstärkt. Der Tastgrad D des so entstandenen Signals entspricht dem doppelten Tastgrad der Ausgangssignale des Mikrocontrollers.

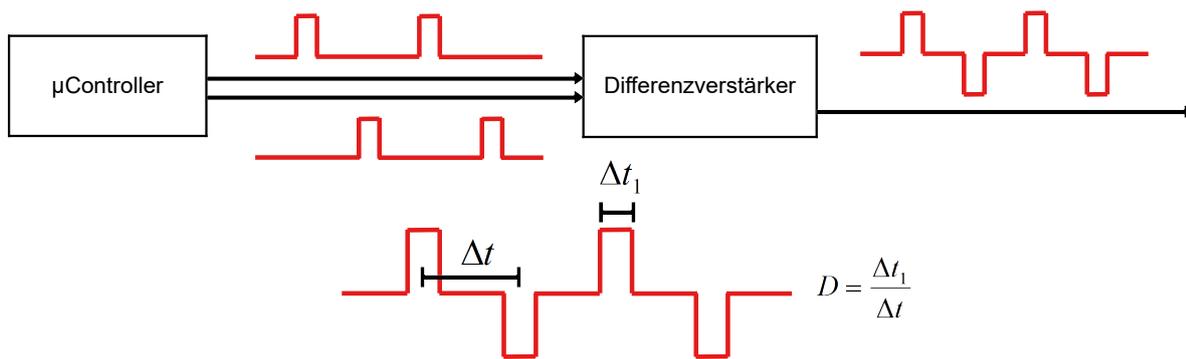


Abbildung 5.20: Erzeugung des duobinären Treibersignals für auf Flüssigkristalle basierende Phasenschieber mit $\mu\text{Controller}$ und Differenzverstärker.

5.2.4 Ergebnisse

Die Ergebnisse der Messungen zur Bestimmung der Phasenverschiebung in Abhängigkeit der RMS-Treibersignalspannung sind in Abb. 5.21 gezeigt. Der Tastgrad lag bei 100% und die Am-

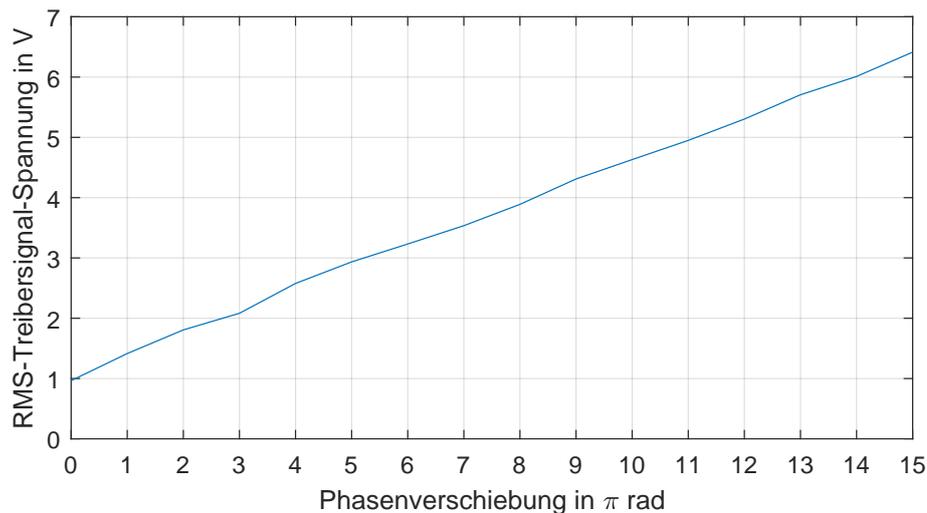


Abbildung 5.21: Ergebnisse der Messungen zur Bestimmung der Spannung V_π von auf Flüssigkristallen basierenden Phasenschiebern.

plitude des Treibersignals wurde variiert. Das Signal entspricht einem mittelwertfreiem Rechtecksignal. Zur Bestimmung der Phasenverschiebung wurden die Umkehrpunkte der optischen Leistung bei steigender RMS-Treibersignal-Spannung bestimmt. Es zeigt sich ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen RMS-Treibersignal-Spannung und der Phasenverschiebung. Die mittlere Spannung $V_{\pi\text{RMS}}$ beträgt 0,37 V. Zusammen mit der Länge des Phasenschiebers von 5,7 mm ergibt sich das Spannungs-Längen-Produkt $V_{\pi\text{RMS}}L = 2,1 \text{ Vmm}$.

Bei den Messungen zur Bestimmung der Transmissionseigenschaften des FIR-Filters wurde die Amplitude des Treibersignals auf 2 V gesetzt und der Tastgrad variiert. Ein Mikroskopbild ist in Abb. 5.22 gezeigt. In der linken Hälfte des Bildes befindet sich das asymmetrische MZI in

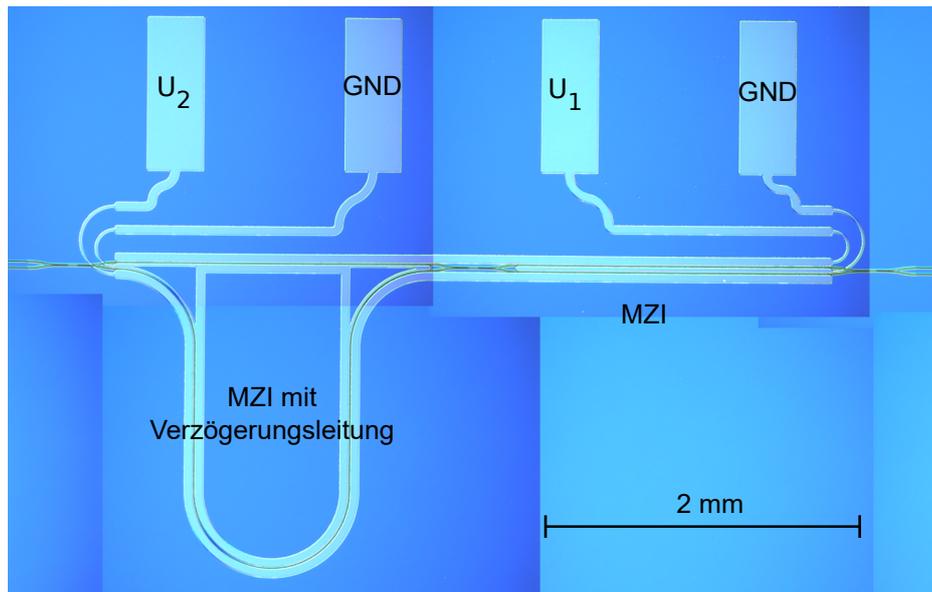


Abbildung 5.22: Mikroskopbild des hergestellten FIR-Filters erster Ordnung.

der rechten Hälfte das symmetrische. Die Elektroden sind mit Kontaktpads verbunden. Diese sind in der Mikroskopaufnahme beschriftet, damit veranschaulicht wird, wie Spannungssignale U_1 und U_2 angelegt werden.

Die Transmissionsspektren des Filters für verschiedene Tastgrade D_{U_1} und D_{U_2} der Spannungssignale U_1 bzw. U_2 sind in Abb. 5.23 gezeigt. Die Längendifferenz des asymmetrischen MZI führt

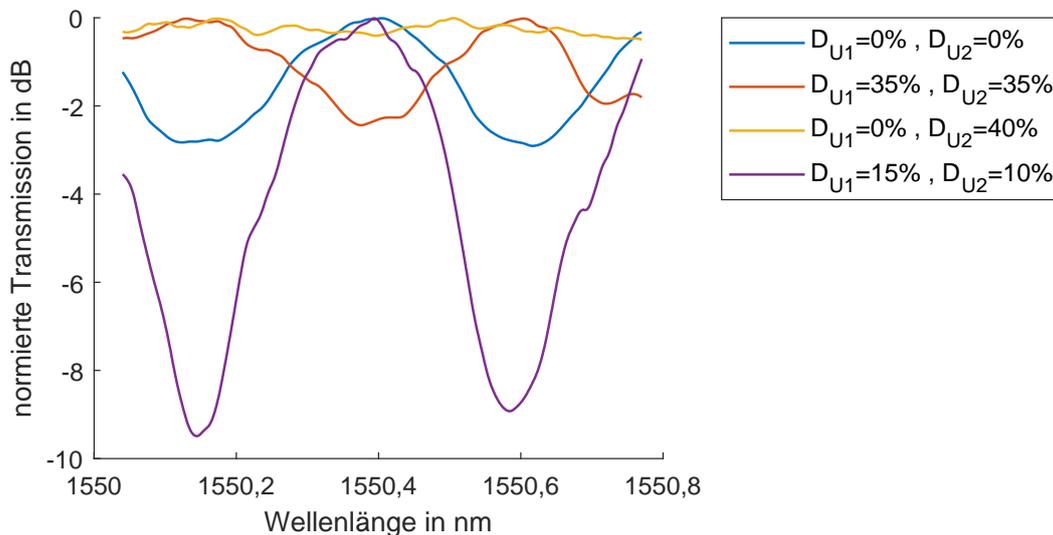


Abbildung 5.23: Transmissionsspektren des optischen FIR-Filters erster Ordnung für verschiedene Tastgrade der Treibersignale.

zu einem freien Spektralbereich von 55 GHz. Durch die Einstellungen des Tastgrades der Puls-

weitenmodulation wurden die Transmissionseigenschaften verändert. Frequenzabhängig kann die Transmission um bis zu 9 dB abgesenkt werden. Zudem kann der Ort der Extrema kontinuierlich verschoben werden. Die Faser-zu-Faser-Einfügeverluste betragen im Fall der maximalen Transmission des Filters 5 dB.

Sowohl ein MZI als auch ein FIR-Filter mit kompakten Ausmaßen und Phasenschiebern mit einem niedrigen Spannungslängen-Produkt von $V_{\pi\text{RMS}}L = 2,1 \text{ Vmm}$ konnten erfolgreich in einer auf SiOC und Flüssigkristallen basierenden Hybridtechnologie hergestellt werden. Dadurch wurde die prinzipielle Realisierbarkeit von adaptiven optischen Filtern in dieser Technologie nachgewiesen. Für eine Anwendung in der adaptiven Kanalverzerrung reicht die Reaktionszeit im ms-Bereich jedoch nicht aus. Auch mit speziellen ferroelektrischen Flüssigkristallen können Reaktionszeiten im ns Bereich nicht erreicht werden [104]. Im Vergleich zu anderen Untersuchungen zu Phasenschiebern auf der Basis von Flüssigkristallen in einer Hybridtechnologie [31, 104] ermöglicht die weite Einstellbarkeit des Brechungsindex von SiOC die Realisierung der in Kapitel 2.4.2 beschriebenen Wellenleiterbrücken und Ein- und Ausgangswellenleiter mit einem auf den Flüssigkristall angepassten Brechungsindex. Dadurch war es in dieser Arbeit möglich, einen niedrigen Faser-zu-Faser-Verlust von 5 dB zu erreichen.

6 Fazit und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden zum einen in simulativen Untersuchungen die Leistungsfähigkeit von optischen Entzerrern in Abhängigkeit von ihrer Konfiguration analysiert. Dabei wurden verschiedene Fehlerkriterien, Filtertypen und Regelungsalgorithmen verglichen. Aus den Simulationsergebnissen konnten insbesondere auch Anforderungen an die notwendige Geschwindigkeit der Einstellbarkeit von adaptiven optischen Filtern in optischen Entzerrern abgeleitet werden. Zum anderen wurde eine Hybridtechnologie zur Realisierung von adaptiven optischen Filtern neu konzipiert und diese in experimentellen Studien untersucht. Dazu wurde zunächst die Eignung von SiOC als Material für optische Wellenleiter geprüft. Mit den Methoden FTIR-Spektroskopie, Ellipsometrie und AFM wurden die für optische Wellenleiter relevanten Eigenschaften Absorption, Brechungsindex und Oberflächenrauigkeit in Abhängigkeit der Abscheideparameter untersucht. Zudem wurden Wellenleiter hergestellt und deren optische Dämpfung vermessen. Aufbauend auf diesen Ergebnissen wurden optische Phasenschieber in einer Hybridtechnologie realisiert, die auf SiOC und EO-Polymeren basiert. Zudem wurden auch optische Phasenschieber und ein Filter auf der Basis von SiOC und Flüssigkristallen hergestellt und die Einstellbarkeit ihrer Transmissionseigenschaften vermessen.

Durch die simulativen Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass in Übertragungssystemen mit einer mittleren DGD von 11 ps optische Entzerrer mit FIR- und IIR-Filter mit jeweils 5 Filterkoeffizienten eine vergleichbare Leistungsfähigkeit aufweisen. FIR-Filter sind für diesen Anwendungsfall zu bevorzugen, da sie leichter als IIR-Filter zu implementieren sind. IIR-Filter können ihre Stärke ausspielen, wenn eine höhere Anzahl an Filterkoeffizienten notwendig ist. Mit IIR-Filtern ab der sechsten Filterordnung (13 Filterkoeffizienten) ist es möglich, Filterkoeffizienten im Vergleich zu FIR-Filtern einzusparen. Um eine möglichst effiziente Methode zur Regelung von adaptiven optischen Filtern zu finden, wurden zwei verschiedene stochastische Gradientenverfahren mit einem neuen modifizierten Simplexverfahren verglichen. Es konnte gezeigt werden, dass das modifizierte Simplexverfahren weniger Auswertungen des Fehlerkriteriums bei einem sich ändernden Übertragungskanal benötigt als die stochastischen Gradientenverfahren und damit potenziell schneller auf Veränderungen des Übertragungskanals reagieren kann. In dieser Arbeit wurde ein neues Konzept vorgelegt, um eine endlose Einstellbarkeit von adaptiven optischen Filtern zu ermöglichen. Dazu wurden zum einen bestehende Konzepte von endlos einstellbaren Phasenschiebern [44] auf adaptive optische Filter übertragen. Zum anderen wurde ein neues Konzept präsentiert, bei dem IQ-Modulatoren zum Einstellen der Filterkoeffizienten eingesetzt werden. Dieses Konzept hat den Vorteil, dass eine echte endlose Phasenverschiebung ohne ein Zurücksetzen möglich ist. Zudem müssen die konkreten Phasenschieberwerte der Ansteuerung nicht bekannt sein, was bei den endlosen Phasenschiebern mit Zurücksetzen der Fall ist. Die präsentierten Konzepte können zu vorhergegangenen Arbeiten zu endlos einstellbaren Polstellern [45, 46, 88] dadurch abgegrenzt werden, dass innerhalb der integrierten optischen Schaltung nicht gezielt die Kopplung zwischen TE- und TM-Modus eingestellt wird, sondern lediglich die Phase eines Ausbreitungsmodus. Aus diesem Grund kann das in dieser

Arbeit vorgestellte Konzept ohne Weiteres auch auf optische MIMO-Entzerrer übertragen werden, die nicht nur das Übersprechen zwischen Polarisationsmoden kompensieren, sondern auch das Übersprechen zwischen räumlichen Moden.

Die Untersuchungen zu SiOC als Material für optische Wellenleiter haben gezeigt, dass es möglich ist, mit SiOC-Wellenleitern mit niedriger optischer Dämpfung ohne einen problematischen Hochtemperaturprozess herzustellen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals Messergebnisse zu Wellenleitern aus diesem Material veröffentlicht. Für Wellenleiter mit einem Brechungsindexkontrast von 0,05 konnten Dämpfungswerte von ungefähr 0,4 dB/cm bei 1550 nm gemessen werden. Dabei wurde der Einfluss der Absorption auf 0,1 dB/cm abgeschätzt. Im Vergleich zu der Dämpfung von vergleichbaren Wellenleitern aus getemperten SiON [70, 76] liegen die gemessenen Werte um etwa 0,3 dB/cm höher. Dafür ist bei der Herstellung von SiOC-Wellenleitern kein Hochtemperaturprozess notwendig, der zu mechanischen Problemen wie Rissen führen kann. Auch im Vergleich zu SiON-Wellenleitern, die mit deuterierten Gasen ohne Hochtemperaturprozess realisiert wurden [77], ist die Dämpfung höher. Bei diesem Vergleich haben SiOC-Wellenleiter den Vorteil, dass sie nicht mit kostenintensiven Prozessgasen hergestellt werden. Zudem liegt auch ein Vorteil von SiOC im Vergleich zu SiON in der Realisierbarkeit von höheren Brechungsindizes, wodurch kompaktere Wellenleiterschaltungen möglich sind.

Bei den Untersuchungen zur Hybridtechnologie konnten erfolgreich Phasenschieber in MZI-Strukturen sowie ein FIR-Filter hergestellt werden. Erstmals wurden PICs in der Materialkombination SiOC/EO-Polymer und SiOC/Flüssigkristall realisiert. Dabei wurde mit dem auf EO-Polymeren basierenden Phasenschieber ein Spannungs-Längen-Produkt von 42 Vcm erreicht. Dieser Wert befindet sich schon in einem Bereich, in dem FIR-Filter mit praktikablen Steuerungsspannungen betrieben werden können. Im Vergleich zu anderen auf EO-Polymeren basierenden Phasenschiebern, mit vergleichbarem Phasenschieberquerschnitt, ist dieser Wert allerdings um eine Größenordnung höher [100, 101]. Dies ist auf einen vergleichsweise großen Elektrodenabstand und eine nicht optimale Polung des EO-Polymers zurückzuführen. Der Phasenschieber auf der Basis von Flüssigkristallen wies ein Spannungs-Längen-Produkt von 2,1 Vmm auf. Dieser Wert ist so gering, dass auch sehr kleine Phasenschieber mit Längen von weniger als einem mm mit einer niedrigen Steuerungsspannung betrieben werden können. Auf der Basis von Flüssigkristallen wurde auch ein FIR-Filter realisiert und dessen adaptive Einstellbarkeit demonstriert. Für den Einsatz in einem optischen MIMO-Entzerrer besitzen die auf Flüssigkristallen basierenden Phasenschieber jedoch eine zu hohe Reaktionszeit im ms-Bereich. Der Einsatz von Flüssigkristallen bietet jedoch die Möglichkeit, auf vergleichsweise einfache Art, die prinzipielle Funktionsfähigkeit von entworfenen Filterstrukturen zu untersuchen. Die Faser-zu-Faser-Verluste der untersuchten Strukturen waren im besten Fall kleiner als 5 dB. Im Vergleich zu PICs auf der Basis von Wellenleitern aus reinem Silizium ist dies ein signifikant niedrigerer Wert.

In zukünftigen Arbeiten zum Aufbau und zur Regelung von adaptiven optischen Filtern sollte ein Fokus auf die Steigerung der Regelungsgeschwindigkeit gelegt werden. Experimentelle Ergebnisse aus vorangegangenen Arbeiten zu regelbaren Polstellern [92] und auch die simulativen Ergebnisse zu adaptiven optischen Filtern aus dieser Arbeit deuten darauf hin, dass die Nachverfolgung einer Änderung des Übertragungskanal bei der sich der Stokes-Vektor schneller als 100 krad/s bewegt, eine große Herausforderung darstellt. Änderungen mit diesen Geschwindigkeiten kommen in der Praxis jedoch durch mechanische und elektromagnetische Einflüsse vor [20–23]. Zudem nimmt die Geschwindigkeit der Änderung eines Übertragungskanal mit stei-

gender Anzahl von koppelnden Kanälen zu [24, 25]. Das Problem tritt also in verschärfter Form in SDM-Übertragungssystemen auf, die sowieso schon den Nachteil besitzen, dass die Kanalverzerrung auf Grund ihrer höheren Anzahl an zu optimierenden Freiheitsgraden im Vergleich zu der Kanalverzerrung in einem Einmodenübertragungssystem langsamer reagiert. Eine weitere Herausforderung stellen hohe DMGD-Werte im Übertragungskanal für den Entwurf von adaptiven optischen Filtern dar. In Mehrmodenfasern mit einer Länge von mehr als hundert km können bereits DMGD-Werte von mehreren ns auftreten [107]. Um einer solchen DMGD mit optischen Verzögerungsleitungen zu begegnen, ist eine akkumulierte Länge der Verzögerungsleitungen von mehreren hundert mm bis mehr als einem m notwendig. Konzepte zur Realisierung von PICs mit Wellenleitern dieser Länge müssen erstellt und evaluiert werden. Dabei können insbesondere auch variable Verzögerungsleitungen von Bedeutung sein. Auf diesem Weg kann es möglich sein, die Anzahl an notwendigen Filterstufen zu verringern.

In weiteren Arbeiten zu SiOC-Wellenleitern sollten die Dämpfungseigenschaften von Wellenleitern mit höherem Brechungsindexkontrast und geringeren Wellenleiterabmessungen untersucht werden. Diese Untersuchungen sind notwendig, um die Abhängigkeit der Absorption vom Brechungsindex besser zu verstehen. Mit steigendem Brechungsindex nimmt wegen der höheren Anzahl an Si-H-Bindungen potenziell auch die Dämpfung zu. Reproduzierbare Faser-Chip-Kopplungsverluste konnten für Wellenleiter mit höherem Brechungsindexkontrast am Lehrstuhl noch nicht erreicht werden. Dadurch war es bisher auch nicht möglich, verlässliche Werte für die Dämpfung von solchen Wellenleitern zu bestimmen. Für den Erfolg dieser Messungen ist es notwendig, den Lithographieprozess besser zu kontrollieren und auch die Präparation der Chip-Stirnflächen zu optimieren.

Zukünftige Arbeiten zu Phasenschiebern und Filtern in Hybridtechnologie für optische Entzerrer sollten sich mit der weiteren Optimierung des Spannungslängenprodukts beschäftigen. Dies kann durch eine Verringerung des Elektrodenabstands passieren. Dazu ist es jedoch notwendig, die Lithographiemaske μm -genau zu den Wellenleitern auszurichten, was eine Herausforderung bei der Kontaktlithographie darstellt. Zudem sollte weitergehend untersucht werden, ob es möglich ist, den Phasenschieberaufbau und die Herstellungsprozesse dahingehend zu optimieren, dass ein Polungsprozess reproduzierbar unter den vom Hersteller des EO-Polymeren empfohlenen Bedingungen durchgeführt werden kann. In dieser Arbeit konnte nur maximal 80% der empfohlenen Polungsspannung erreicht werden. Der Großteil der hergestellten Phasenschieber hatten bereits bei niedrigeren Polungsspannungen einen elektrischen Durchschlag. Wenn eine hohe Ausbeute bei großen Filtern mit einer hohen Anzahl an Phasenschiebern erzielt werden soll, müsste die Spannung noch weiter gesenkt werden. Dabei sollte unterstützend eine Strommessung durchgeführt werden, die es erleichtert drohende Durchschläge im Vorfeld zu erkennen. Auch in anderen Arbeiten, in denen Phasenschieber mit einem vergleichbaren Querschnitt untersucht wurden, wurde nur maximal 90% der empfohlenen Polungsspannung erreicht [101]. Aus diesem Grund sollte genauer untersucht werden, wie die Abhängigkeit der Ausbeute von der Polungsspannung ist, und ob die laterale Elektrodenkonfiguration ein prinzipielles Problem darstellt, da elektrische Durchschläge auch durch Grenzflächenzustände verursacht sein könnten.

Auch die optischen Verluste von optischen Phasenschiebern auf der Basis von EO-Polymeren sollte in zukünftigen Arbeiten weiter untersucht werden. Wie im Ausblick zu SiOC-Wellenleitern beschrieben, konnten für Wellenleiter mit hohem Brechungsindexkontrast noch keine verlässlichen Dämpfungswerte aufgrund der Schwankungen der Faser-Chip Kopplungsverluste gemes-

sen werden. Es konnte nur der Gesamtverlust der hergestellten Strukturen bestimmt werden. EO-Polymere weisen jedoch schon eine Materialdämpfung von ≥ 1 dB/cm auf [82]. Deswegen hängen die Verluste eines Phasenschiebers maßgeblich von der weiteren Entwicklung im Bereich der EO-Polymer-Forschung ab. Es zeigt sich jedoch die Tendenz, dass mit steigender Stärke des elektrooptischen Effektes auch die optische Dämpfung ansteigt, da durch den Einsatz von längeren effizienteren Chromophoren oder einer höheren Beladung des EO-Polymers mit Chromophoren der optische Streuquerschnitt ansteigt [82]. Monokristalline elektrooptische Materialsysteme haben in dieser Hinsicht nicht den Nachteil der erhöhten Dämpfung durch Streuung. Insbesondere konnten in der Lithiumniobat-Dünnschicht-Technologie bereits Dämpfungen von 0,2 dB/cm erreicht werden [108]. Zusammen mit einem Spannungslängenprodukt von 2,3 Vcm ist daher auch die Lithiumniobat-Dünnschicht-Technologie ein Kandidat für die Realisierung von adaptiven optischen Filtern für optische MIMO-Entzerrer.

Die wichtigsten Beiträge zum Stand der Forschung können wie folgt zusammengefasst werden. Es wurden Konzepte für endlos einstellbare adaptive optische Filter entwickelt. Diese können von bisherigen Arbeiten [45, 46, 88] dadurch abgegrenzt werden, dass sie auch in MIMO-Entzerrern für SDM-Systeme einsetzbar sind, in denen räumliche Moden koppeln. Es wurde ein neuer auf dem Simplexverfahren beruhender Algorithmus zur Regelung von adaptiven optischen Filtern entwickelt [P4]. In Simulationen benötigt der vorgestellte Algorithmus signifikant weniger Auswertungen des Fehlerkriteriums pro Änderung des Übertragungskanals als stochastische Gradientenverfahren. Dies ermöglicht dem optischen MIMO-Entzerrer potenziell auf schnellere Änderungen des Übertragungskanals zu reagieren. Erstmals wurden im Rahmen dieser Arbeit Messergebnisse zu mittels PECVD abgeschiedenem SiOC als Material für optische Wellenleiter veröffentlicht [P2]. Es konnte gezeigt werden, dass die hergestellten Wellenleiter bei 1550 nm eine geringe Dämpfung von 0,4 dB/cm aufweisen. Vergleichbare Wellenleiter aus SiON besitzen eine um ca. 0,3 dB/cm niedrigere Dämpfung [70, 76]. Die Vorteile von SiOC bestehen darin, dass der Brechungsindex in einem um mehr als 0,3 größeren Bereich einstellbar ist und dass keine kostenintensiven deuterierten Gase notwendig sind, um einen problematischen Hochtemperaturprozess zu umgehen. Erstmals wurden auf SiOC und EO-Polymeren basierende Phasenschieber entworfen, hergestellt und vermessen. Das Spannungslängenprodukt von 42 Vcm ist bereits in einem Bereich, der den Einsatz solcher Phasenschieber in FIR-Filtern bei praktikablen Steuerungsspannungen ermöglicht. Eine weitere Optimierung des Herstellungsprozesses besitzt das Potenzial, auch die niedrigeren Spannungslängenprodukte von Phasenschiebern aus anderen Materialkombinationen mit vergleichbarem Wellenleiterquerschnitt [100, 101] zu erreichen. Ein MZI und ein FIR-Filter erster Ordnung wurden erstmals durch die Kombination von SiOC mit einem Flüssigkristall hergestellt und vermessen [P3]. Dabei konnte ein geringer Faser-zu-Faser-Verlust von 5 dB und ein Spannungs-Längen-Produkt von 2,1 Vmm erreicht werden. Durch die Technik, Flüssigkristalle anstelle von EO-Polymeren einzusetzen, kann die prinzipielle Funktionsweise von komplexen Strukturen im Rahmen der Hybridtechnologie untersucht werden, ohne dass ein herausfordernder Polungsprozess durchgeführt werden muss. Aufgrund ihrer Reaktionszeit im ms-Bereich ist ihr Einsatz jedoch nur in optischen Entzerrern sinnvoll, die auf langsame Änderungen des Übertragungskanals reagieren müssen.

Eigene Publikationen

- [P1] L. Baudzus und P. M. Krummrich, “Low loss electro-optic polymer based fast adaptive phase shifters realized in silicon nitride and oxynitride waveguide technology”, *MDPI Photonics*, Jg. 3, Nr. 3, S. 49, 2016.
- [P2] L. Baudzus und P. M. Krummrich, “Low-loss planar optical waveguides based on plasma deposited silicon oxycarbide”, *Optical Materials Express*, Jg. 9, Nr. 7, S. 2797–2805, 2019.
- [P3] L. Baudzus und P. M. Krummrich, “Efficient low-loss adaptive optical filters based on silicon oxycarbide-liquid crystal hybrid technology”, *Proceedings Optical Fiber Communication Conference*, Th2A–3, 2019, San Diego, Kalifornien, USA.
- [P4] L. Baudzus und P. M. Krummrich, “Modified downhill simplex method for fast adaption of optical filters in optical communication systems”, *Electronics Letters*, Jg. 55, Nr. 8, S. 471–473, 2019.

Literaturverzeichnis

- [1] P. J. Winzer und D. T. Neilson, “From scaling disparities to integrated parallelism: A decathlon for a decade”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 35, Nr. 5, S. 1099–1115, 2017.
- [2] L. Belkhir und A. Elmehri, “Assessing ICT global emissions footprint: Trends to 2040 & recommendations”, *Journal of Cleaner Production*, Jg. 177, S. 448–463, 2018.
- [3] B. S. G. Pillai, B. Sedighi, K. Guan, N. P. Anthapadmanabhan, W. Shieh, K. J. Hinton und R. S. Tucker, “End-to-end energy modeling and analysis of long-haul coherent transmission systems”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 32, Nr. 18, S. 3093–3111, 2014.
- [4] K. Takiguchi, K. Jinguji, K. Okamoto und Y. Ohmori, “Variable group-delay dispersion equalizer using lattice-form programmable optical filter on planar lightwave circuit”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Jg. 2, Nr. 2, S. 270–276, 1996.
- [5] C. Madsen, G. Lenz, A. Bruce, M. Cappuzzo, L. Gomez, T. Nielsen, L. Adams und I. Brenner, “An all-pass filter dispersion compensator using planar waveguide ring resonators”, *Proceedings Optical Fiber Communication Conference and the International Conference on Integrated Optics*, Jg. 4, S. 99–101, 1999, San Diego, Kalifornien, USA.
- [6] M. Bohn, W. Rosenkranz und P. M. Krummrich, “Adaptive distortion compensation with integrated optical finite impulse response filters in high bitrate optical communication systems”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Jg. 10, Nr. 2, S. 273–280, 2004.
- [7] P. Oswald, C. K. Madsen und R. L. Konsbruck, “Analysis of scalable PMD compensators using FIR filters and wavelength-dependent optical power measurements”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 22, Nr. 2, S. 647, 2004.
- [8] C. Madsen, M. Cappuzzo, E. Laskowski, E. Chen, L. Gomez, A. Griffin, A. Wong-Foy, S. Chandrasekhar, L. Stulz und L. Buhl, “Versatile integrated PMD emulation and compensation elements”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 22, Nr. 4, S. 1041, 2004.
- [9] L. Kull, D. Luu, P. A. Francese, C. Menolfi, M. Braendli, M. Kossel, T. Morf, A. Cevrero, I. Oezkaya, H. Yueksel u. a., “CMOS ADCs towards 100 GS/s and beyond”, *Proceedings IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium*, S. 1–4, 2016, Austin, Texas, USA.
- [10] D. Suzuki, K. Harako, T. Hirooka und M. Nakazawa, “Single-channel 5.12 Tbit/s (1.28 Tbaud) DQPSK transmission over 300 km using non-coherent Nyquist pulses”, *Optics Express*, Jg. 24, Nr. 26, S. 29 682–29 690, 2016.

- [11] C. R. Doerr, S. Chandrasekhar, P. Winzer, A. Chraplyvy, A. Gnauck, L. Stulz, R. Pafchek und E. Burrows, “Simple multichannel optical equalizer mitigating intersymbol interference for 40-Gb/s nonreturn-to-zero signals”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 22, Nr. 1, S. 249–256, 2004.
- [12] P. M. Krummrich, “Optical amplification and optical filter based signal processing for cost and energy efficient spatial multiplexing”, *Optics Express*, Jg. 19, Nr. 17, S. 16 636–16 652, 2011.
- [13] M. Westhäuser, M. Finkenbusch, C. Remmersmann, S. Pachnicke und P. M. Krummrich, “Optical filter-based mitigation of group delay ripple-and PMD-related penalties for high-capacity metro networks”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 29, Nr. 16, S. 2350–2357, 2011.
- [14] N. K. Fontaine, C. R. Doerr, M. A. Mestre, R. R. Ryf, P. J. Winzer, L. L. Buhl, Y. Sun, X. Jiang und R. Lingle, “Space-division multiplexing and all-optical MIMO demultiplexing using a photonic integrated circuit”, *Proceedings Optical Fiber Communication Conference*, S. 1–3, 2012, Los Angeles, Kalifornien, USA.
- [15] F. Morichetti, A. Annoni, S. Grillanda, N. Peserico, M. Carminati, P. Ciccarella, G. Ferrari, E. Guglielmi, M. Sorel und A. Melloni, “4-channel all-optical MIMO demultiplexing on a silicon chip”, *Proceedings Optical Fiber Communication Conference*, Th3E–7, 2016, Anaheim, Kalifornien, USA.
- [16] H. Bulow, “Optical-mode demultiplexing by optical MIMO filtering of spatial samples”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Jg. 24, Nr. 12, S. 1045–1047, 2012.
- [17] R. Tang, T. Tanemura, S. Ghosh, K. Suzuki, K. Tanizawa, K. Ikeda, H. Kawashima und Y. Nakano, “Reconfigurable all-optical on-chip MIMO three-mode demultiplexing based on multi-plane light conversion”, *Optics Letters*, Jg. 43, Nr. 8, S. 1798–1801, 2018.
- [18] X. Li, H. Xu, X. Xiao, Z. Li, Y. Yu und J. Yu, “Fast and efficient silicon thermo-optic switching based on reverse breakdown of pn junction”, *Optics Letters*, Jg. 39, Nr. 4, S. 751–753, 2014.
- [19] O. Moriwaki und K. Suzuki, “Fast Switching of 84 μ s for Silica-based PLC Switch”, *Proceedings Optical Fiber Communication Conference*, Th3B–5, 2020, San Diego, Kalifornien, USA.
- [20] P. Krummrich, E.-D. Schmidt, W. Weiershausen und A. Mattheus, “Field trial results on statistics of fast polarization changes in long haul WDM transmission systems”, *Proceedings Optical Fiber Communication Conference*, OThT6, 2005, Anaheim, Kalifornien, USA.
- [21] P. M. Krummrich und K. Kotten, “Extremely fast (microsecond timescale) polarization changes in high speed long haul WDM transmission systems”, *Proceedings Optical Fiber Communication Conference*, FI3, 2004, Anaheim, Kalifornien, USA.
- [22] P. M. Krummrich, D. Ronnenberg, W. Schairer, D. Wienold, F. Jenau und M. Herrmann, “Demanding response time requirements on coherent receivers due to fast polarization rotations caused by lightning events”, *Optics Express*, Jg. 24, Nr. 11, S. 12 442–12 457, 2016.

-
- [23] D. Charlton, S. Clarke, D. Doucet, M. O’Sullivan, D. L. Peterson, D. Wilson, G. Wellbrock und M. Bélanger, “Field measurements of SOP transients in OPGW, with time and location correlation to lightning strikes”, *Optics Express*, Jg. 25, Nr. 9, S. 9689–9696, 2017.
- [24] K. Choutagunta, R. Ryf, N. Fontaine, S. Wittek, J. C. Alvarado-Zacarias, M. Mazur, H. Chen, R.-J. Essiambre, R. Amezcua-Correa, T. Hayashi u. a., “Modal dynamics in spatially multiplexed links”, *Proceedings Optical Fiber Communications Conference*, S. 1–3, 2019, San Diego, Kalifornien, USA.
- [25] G. Rademacher, R. Ryf, N. K. Fontaine, H. Chen, B. J. Puttnam, R. S. Luis, Y. Awaji, H. Furukawa und N. Wada, “Channel Dynamics in Few-Mode Fiber Transmission under Mechanical Vibrations”, *Proceedings Optical Fiber Communications Conference*, S. 1–3, 2020, San Diego, Kalifornien, USA.
- [26] N. Hosseini, R. Dekker, M. Hoekman, M. Dekkers, J. Bos, A. Leinse und R. Heideman, “Stress-optic modulator in TriPleX platform using a piezoelectric lead zirconate titanate (PZT) thin film”, *Optics Express*, Jg. 23, Nr. 11, S. 14 018–14 026, 2015.
- [27] W. Jin, R. G. Polcawich, P. A. Morton und J. E. Bowers, “Piezoelectrically tuned silicon nitride ring resonator”, *Optics Express*, Jg. 26, Nr. 3, S. 3174–3187, 2018.
- [28] C. Wang, M. Zhang, B. Stern, M. Lipson und M. Lončar, “Nanophotonic lithium niobate electro-optic modulators”, *Optics Express*, Jg. 26, Nr. 2, S. 1547–1555, 2018.
- [29] S. Abel, T. Stöferle, C. Marchiori, D. Caimi, L. Czornomaz, M. Stuckelberger, M. Sousa, B. J. Offrein und J. Fompeyrine, “A hybrid barium titanate–silicon photonics platform for ultraefficient electro-optic tuning”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 34, Nr. 8, S. 1688–1693, 2016.
- [30] J. Luo und A. K.-Y. Jen, “Highly efficient organic electrooptic materials and their hybrid systems for advanced photonic devices”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Jg. 19, Nr. 6, S. 42–53, 2013.
- [31] S. R. Davis, S. D. Rommel, G. Farca und M. H. Anderson, “A new electro-optic waveguide architecture and the unprecedented devices it enables”, *Proceedings Enabling Photonics Technologies for Defense, Security, and Aerospace Applications IV*, Jg. 6975, S. 697 503, 2008, Orlando, Florida, USA.
- [32] A. Friedman, H. Nejadriahi, R. Sharma und Y. Fainman, “Demonstration of the DC-Kerr effect in silicon-rich nitride”, *Optics Letters*, Jg. 46, Nr. 17, S. 4236–4239, 2021.
- [33] M. Takenaka, J.-H. Han, F. Boeuf, J.-K. Park, Q. Li, C. P. Ho, D. Lyu, S. Ohno, J. Fujikata, S. Takahashi u. a., “III–V/Si hybrid MOS optical phase shifter for Si photonic integrated circuits”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 37, Nr. 5, S. 1474–1483, 2019.
- [34] A. L. Giesecke, A. Prinzen, H. Fueser, C. Porschatis, H. Lerch, J. Bolten, S. Suckow, B. Chmielak und T. Wahlbrink, “Ultra-efficient interleaved depletion modulators by using advanced fabrication technology”, *Proceedings of the European Conference on Optical Communication*, S. 1–3, 2016, Düsseldorf, Deutschland.
- [35] M. Fadel, “Hochbrechende integriert-optische Siliciumoxinitrid-Wellenleiter für faseroptische Systemanwendungen”, *Dissertation, Shaker Verlag*, 2006.

- [36] E. L. Wooten, K. M. Kissa, A. Yi-Yan, E. J. Murphy, D. A. Lafaw, P. F. Hallemeier, D. Maack, D. V. Attanasio, D. J. Fritz, G. J. McBrien u. a., “A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Jg. 6, Nr. 1, S. 69–82, 2000.
- [37] F. Eltes, C. Mai, D. Caimi, M. Kroh, Y. Popoff, G. Winzer, D. Petousi, S. Lischke, J. E. Ortmann, L. Czornomaz u. a., “A BaTiO₃-Based electro-optic pockels modulator monolithically integrated on an advanced silicon photonics platform”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 37, Nr. 5, S. 1456–1462, 2019.
- [38] S. Abel, T. Stöferle, C. Marchiori, D. Caimi, L. Czornomaz, M. Stuckelberger, M. Sousa, B. J. Offrein und J. Fompeyrine, “A hybrid barium titanate–silicon photonics platform for ultraefficient electro-optic tuning”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 34, Nr. 8, S. 1688–1693, 2016.
- [39] D. Korn, M. Jazbinsek, R. Palmer, M. Baier, L. Alloatti, H. Yu, W. Bogaerts, G. Lepage, P. Verheyen, P. Absil u. a., “Electro-optic organic crystal silicon high-speed modulator”, *IEEE Photonics Journal*, Jg. 6, Nr. 2, S. 1–9, 2014.
- [40] R. Palmer, S. Koeber, D. L. Elder, M. Woessner, W. Heni, D. Korn, M. Lauermann, W. Bogaerts, L. Dalton, W. Freude u. a., “High-speed, low drive-voltage silicon-organic hybrid modulator based on a binary-chromophore electro-optic material”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 32, Nr. 16, S. 2726–2734, 2014.
- [41] S.-K. Kim, H. Zhang, D. Chang, C. Zhang, C. Wang, W. Steier und H. Fetterman, “Electrooptic polymer modulators with an inverted-rib waveguide structure”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Jg. 15, Nr. 2, S. 218–220, 2003.
- [42] C. T. DeRose, R. Himmelhuber, D. Mathine, R. A. Norwood, J. Luo, A.-Y. Jen und N. Peyghambarian, “High Δn strip-loaded electro-optic polymer waveguide modulator with low insertion loss”, *Optics Express*, Jg. 17, Nr. 5, S. 3316–3321, 2009.
- [43] T. Baehr-Jones, B. Penkov, J. Huang, P. Sullivan, J. Davies, J. Takayesu, J. Luo, T.-D. Kim, L. Dalton, A. Jen u. a., “Nonlinear polymer-clad silicon slot waveguide modulator with a half wave voltage of 0.25 V”, *Applied Physics Letters*, Jg. 92, Nr. 16, S. 147, 2008.
- [44] C. R. Doerr, “Proposed architecture for MIMO optical demultiplexing using photonic integration”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Jg. 23, Nr. 21, S. 1573–1575, 2011.
- [45] R. Noé, H. Heidrich und D. Hoffmann, “Endless polarization control systems for coherent optics”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 6, Nr. 7, S. 1199–1208, 1988.
- [46] R. Noé, B. Koch und V. Mirvoda, “LiNbO₃-based endless optical polarization control”, in *Proceedings European Conference on Networks and Optical Communications*, IEEE, 2016, Düsseldorf, Deutschland, S. 162–167.
- [47] M. S. Faruk und S. J. Savory, “Digital signal processing for coherent transceivers employing multilevel formats”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 35, Nr. 5, S. 1125–1141, 2017.
- [48] L. Palmieri, “Coupling mechanism in multimode fibers”, *Proceedings Next-Generation Optical Communication: Components, Sub-Systems, and Systems III*, 90090G, 2014, San Francisco, USA.

-
- [49] M. Yoshida, T. Hirooka und M. Nakazawa, “Mode coupling measurement at a splice point between few-mode fibers using a synchronous multi-channel OTDR”, *Proceedings Optical Fiber Communication Conference*, Th1J-4, 2016, Anaheim, Kalifornien, USA.
- [50] A. A. Juarez, E. Krune, S. Warm, C. A. Bunge und K. Petermann, “Modeling of mode coupling in multimode fibers with respect to bandwidth and loss”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 32, Nr. 8, S. 1549–1558, 2014.
- [51] J. Vuong, P. Ramantanis, Y. Frignac, M. Salsi, P. Genevaux, D. F. Bendimerad und G. Charlet, “Mode coupling at connectors in mode-division multiplexed transmission over few-mode fiber”, *Optics Express*, Jg. 23, Nr. 2, S. 1438–1455, 2015.
- [52] A. Steinkamp, “Wechselwirkung von Polarisationsmodendispersion und polarisationsabhängiger Dämpfung in faseroptischen Systemen”, *Dissertation, Bibliothek TU Dortmund*, 2008.
- [53] M. Westhäuser, “Untersuchung und Kompensation linearer Störeffekte in stochastischen optischen Übertragungssystemen”, *Dissertation, Bibliothek TU Dortmund*, 2013.
- [54] P. J. Winzer, H. Chen, R. Ryf, K. Guan und S. Randel, “Mode-dependent loss, gain, and noise in MIMO-SDM systems”, *Proceedings of the European Conference on Optical Communication*, S. 1–3, 2014, Cannes, Frankreich.
- [55] J. Gordon und H. Kogelnik, “PMD fundamentals: Polarization mode dispersion in optical fibers”, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, Jg. 97, Nr. 9, S. 4541–4550, 2000.
- [56] S. Ö. Arik, K.-P. Ho und J. M. Kahn, “Group delay management and multiinput multioutput signal processing in mode-division multiplexing systems”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 34, Nr. 11, S. 2867–2880, 2016.
- [57] M. Bohn, “Adaptive Entzerrung des Glasfaser-Übertragungskanal mit optischen Filterstrukturen in hochbitratigen Übertragungssystemen”, *Dissertation, Shaker Verlag*, 2005.
- [58] G. Garfinkel und A. Eyal, “Study of PMD and PDL Equalization Via a Nonunitary FIR Lattice Filter”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Jg. 20, Nr. 8, S. 542–544, 2008.
- [59] C. Madsen und P. Oswald, “Optical filter architecture for approximating any 2×2 unitary matrix”, *Optics Letters*, Jg. 28, Nr. 7, S. 534–536, 2003.
- [60] P. Sillard, M. Bigot-Astruc und D. Molin, “Few-mode fibers for mode-division-multiplexed systems”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 32, Nr. 16, S. 2824–2829, 2014.
- [61] C. R. Doerr, N. Fontaine, M. Hirano, T. Sasaki, L. Buhl und P. Winzer, “Silicon photonic integrated circuit for coupling to a ring-core multimode fiber for space-division multiplexing”, *Proceedings of the European Conference and Exposition on Optical Communications*, Th-13, 2011, Genf, Schweiz.
- [62] C. K. Madsen und J. H. Zhao, “Optical filter design and analysis”, *Wiley New York*, 1999.
- [63] P. Oswald und C. K. Madsen, “Deterministic analysis of endless tuning of polarization controllers”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 24, Nr. 7, S. 2932, 2006.
- [64] X. Zhang, L. Yu, Y. Zheng, Y. Shen, G. Zhou, L. Chen, L. Xi, T. Yuan, J. Zhang und B. Yang, “Two-stage adaptive PMD compensation in a 10 Gbit/s optical communication system using particle swarm optimization algorithm”, *Optics Communications*, Jg. 231, Nr. 1-6, S. 233–242, 2004.

- [65] J. C. Spall, “An overview of the simultaneous perturbation method for efficient optimization”, *Johns Hopkins apl Technical Digest*, Jg. 19, Nr. 4, S. 482–492, 1998.
- [66] J. A. Nelder und R. Mead, “A simplex method for function minimization”, *The Computer Journal*, Jg. 7, Nr. 4, S. 308–313, 1965.
- [67] H. Ou, “Different index contrast silica-on-silicon waveguides by PECVD”, *Electronics Letters*, Jg. 39, Nr. 2, S. 212–213, 2003.
- [68] A. Himeno, K. Kato und T. Miya, “Silica-based planar lightwave circuits”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Jg. 4, Nr. 6, S. 913–924, 1998.
- [69] B. Little, “A VLSI photonics platform”, *Proceedings Optical Fiber Communication Conference*, ThD1, 2003, Atlanta, Georgia, USA.
- [70] G.-L. Bona, R. Germann und B. J. Offrein, “SiON high-refractive-index waveguide and planar lightwave circuits”, *IBM Journal of Research and Development*, Jg. 47, Nr. 2.3, S. 239–249, 2003.
- [71] D. J. Blumenthal, R. Heideman, D. Geuzebroek, A. Leinse und C. Roeloffzen, “Silicon nitride in silicon photonics”, *Proceedings of the IEEE*, Jg. 106, Nr. 12, S. 2209–2231, 2018.
- [72] P. Dumon, W. Bogaerts, V. Wiaux, J. Wouters, S. Beckx, J. Van Campenhout, D. Tailaert, B. Luyssaert, P. Bienstman, D. Van Thourhout u. a., “Low-loss SOI photonic wires and ring resonators fabricated with deep UV lithography”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Jg. 16, Nr. 5, S. 1328–1330, 2004.
- [73] G.-H. Duan, C. Jany, A. Le Liepvre, A. Accard, M. Lamponi, D. Make, P. Kaspar, G. Levaufre, N. Girard, F. Lelarge u. a., “Hybrid III–V on Silicon Lasers for Photonic Integrated Circuits on Silicon”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Jg. 20, Nr. 4, S. 158–170, 2014.
- [74] M. Hoffmann, “Plasmaabgeschiedene integriert optische Wellenleiter auf Silizium für die faseroptische Kommunikationstechnik”, *Dissertation, VDI Verlag*, 1997.
- [75] R. B. Gentemann, “Automatisierte Präzisionsmontage faseroptischer Komponenten”, *Dissertation, Bibliothek TU Dortmund*, 2008.
- [76] M. Fadel, M. Bülters, M. Niemand, E. Voges und P. M. Krummrich, “Low-loss and low-birefringence high-contrast silicon-oxynitride waveguides for optical communication”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 27, Nr. 6, S. 698–705, 2009.
- [77] T. Hiraki, T. Aihara, H. Nishi und T. Tsuchizawa, “Deuterated SiN/SiON waveguides on Si platform and their application to C-band WDM filters”, *IEEE Photonics Journal*, Jg. 9, Nr. 5, S. 1–7, 2017.
- [78] F. G. Johnson, O. S. King, J. V. Hryniewicz, L. G. Joneckis, S. T. Chu und D. M. Gill, “Use of deuterated gases for the vapor deposition of thin films for low-loss optical devices and waveguides”, *US Patent 6,771,868*, Aug. 2004.
- [79] F. G. Johnson, O. S. King, D. M. Gill, T. J. Davidson und W. P. Berk, “Silicon-oxycarbide high index contrast, low-loss optical waveguides and integrated thermo-optic devices”, *US Patent 7,043,133*, Mai 2006.
- [80] M. J. Loboda und J. A. Seifferly, “Method for producing hydrogenated silicon oxycarbide films having low dielectric constant”, *US Patent 6,159,871*, Dez. 2000.

-
- [81] M. Bazylenko und M. Gross, “Reactive ion etching of silica structures”, *US Patent App. 09/254,532*, Aug. 2002.
- [82] C. T. DeRose, “Electro-optic polymers: Materials and devices”, *Dissertation, The University of Arizona*, 2009.
- [83] J.-g. Chen, T. Zhang, J.-s. Zhu, X.-y. Zhang, J.-l. Zhou, J.-f. Fan und G.-h. Hu, “Low-loss planar optical waveguides fabricated from polycarbonate”, *Polymer Engineering & Science*, Jg. 49, Nr. 10, S. 2015–2019, 2009.
- [84] J. Tan, A.-D. Li, X.-Z. Fan, W.-C. Liu, Z.-X. Xu, Y. Lin, H.-T. Wang, D. Wu und N. Ming, “Effects of processing on all-optical poling characteristics of guest-host azo-dye polymer thin films”, *Physica Status Solidi*, Jg. 204, Nr. 4, S. 1114–1122, 2007.
- [85] C. Teng, M. Mortazavi und G. Boudoughian, “Origin of the poling-induced optical loss in a nonlinear optical polymeric waveguide”, *Applied Physics Letters*, Jg. 66, Nr. 6, S. 667–669, 1995.
- [86] H. Chen, B. Chen, D. Huang, D. Jin, J. Luo, A.-Y. Jen und R. Dinu, “Broadband electro-optic polymer modulators with high electro-optic activity and low poling induced optical loss”, *Applied Physics Letters*, Jg. 93, Nr. 4, S. 043 507, 2008.
- [87] C. R. Doerr, N. K. Fontaine und L. L. Buhl, “PDM-DQPSK silicon receiver with integrated monitor and minimum number of controls”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Jg. 24, Nr. 8, S. 697–699, 2012.
- [88] B. Koch, R. Noé, D. Sandel und V. Mirvoda, “Versatile endless optical polarization controller/tracker/demultiplexer”, *Optics Express*, Jg. 22, Nr. 7, S. 8259–8276, 2014.
- [89] K. Cushon, P. Larsson-Edefors und P. Andrekson, “Low-Power 400-Gbps Soft-Decision LDPC FEC for Optical Transport Networks”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 34, Nr. 18, S. 4304–4311, 2016.
- [90] S. Wehrhausen, “Design und Simulation von integrierten optischen Filtern zur Kompensation von Störeffekten in optischen Übertragungssystemen”, *Diplomarbeit, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik, TU-Dortmund*, 2016.
- [91] R. Fletcher, “Practical Methods Of Optimization: Vol. 1 Unconstrained Optimization”, *John Wiley & Sons*, 1980.
- [92] B. Koch, R. Noé, V. Mirvoda und D. Sandel, “100 krad/s endless polarisation tracking with miniaturised module card”, *Electronics letters*, Jg. 47, Nr. 14, S. 813–814, 2011.
- [93] J. Chiles, N. Nader, D. D. Hickstein, S. P. Yu, T. C. Briles, D. Carlson, H. Jung, J. M. Shainline, S. Diddams, S. B. Papp u. a., “Deuterated silicon nitride photonic devices for broadband optical frequency comb generation”, *Optics Letters*, Jg. 43, Nr. 7, S. 1527–1530, 2018.
- [94] F. A. Memon, F. Morichetti, C. Somaschini, G. Iseni und A. Melloni, “Experimental analysis of silicon oxycarbide thin films and waveguides”, *Proceedings Integrated Optics: Physics and Simulations III*, S. 1 024 212, 2017, Prag, Tschechien.
- [95] S. Gallis, V. Nikas, E. Eisenbraun, M. Huang und A. E. Kaloyeros, “On the effects of thermal treatment on the composition, structure, morphology, and optical properties of hydrogenated amorphous silicon-oxycarbide”, *Journal of Materials Research*, Jg. 24, Nr. 8, S. 2561–2573, 2009.

- [96] T. Barwicz und H. A. Haus, “Three-dimensional analysis of scattering losses due to sidewall roughness in microphotonic waveguides”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 23, Nr. 9, S. 2719, 2005.
- [97] T. Stramm, “Entwicklung eines Plasmaätzprozesses zur Erzeugung von Stirnflächen bei optischen Wellenleitern”, *Masterarbeit, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik, TU-Dortmund*, 2018.
- [98] F. Qiu, H. Sato, A. M. Spring, D. Maeda, M.-a. Ozawa, K. Odoi, I. Aoki, A. Otomo und S. Yokoyama, “Ultra-thin silicon/electro-optic polymer hybrid waveguide modulators”, *Applied Physics Letters*, Jg. 107, Nr. 12, S. 92–1, 2015.
- [99] R. Himmelhuber, O. D. Herrera, R. Voorakaranam, L. Li, A. M. Jones, R. A. Norwood, J. Luo, A. K.-Y. Jen und N. Peyghambarian, “A Silicon-polymer hybrid modulator—design, simulation and proof of principle”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 31, Nr. 24, S. 4067–4072, 2013.
- [100] B. A. Block, T. R. Younkin, P. S. Davids, M. R. Reshotko, P. Chang, B. M. Polishak, S. Huang, J. Luo und A. K. Jen, “Electro-optic polymer cladding ring resonator modulators”, *Optics Express*, Jg. 16, Nr. 22, S. 18 326–18 333, 2008.
- [101] B. Block, S. Liff, M. Kobrinsky, M. Reshotko, R. Tseng, I. Ban und P. Chang, “A low power electro-optic polymer clad Mach-Zehnder modulator for high speed optical interconnects”, *Proceedings Silicon Photonics VIII*, 86290Z, 2013, San Francisco, Kalifornien, USA.
- [102] F. Qiu, A. M. Spring, D. Maeda, M.-a. Ozawa, K. Odoi, I. Aoki, A. Otomo und S. Yokoyama, “A straightforward electro-optic polymer covered titanium dioxide strip line modulator with a low driving voltage”, *Applied Physics Letters*, Jg. 105, Nr. 7, S. 130–1, 2014.
- [103] L. Deinert, “Optische Phasenschieber auf Basis von elektrooptischen Polymeren mit optimiertem Elektrodendesign”, *Masterarbeit, Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik, TU-Dortmund*, 2018.
- [104] A. Kato, K. Nakatsuhara und T. Nakagami, “Wavelength tunable operation in Si waveguide grating that has a ferroelectric liquid crystal cladding”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 31, Nr. 2, S. 349–354, 2012.
- [105] H. Desmet, K. Neyts und R. Baets, “Liquid crystal orientation on patterns etched in Silicon on Insulator”, *Proceedings Integrated Optics, Silicon Photonics, and Photonic Integrated Circuits*, 61831Z, 2006, Straßburg, Frankreich.
- [106] Y. Xing, T. Ako, J. P. George, D. Korn, H. Yu, P. Verheyen, M. Pantouvaki, G. Lepage, P. Absil, A. Ruocco u. a., “Digitally controlled phase shifter using an SOI slot waveguide with liquid crystal infiltration”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Jg. 27, Nr. 12, S. 1269–1272, 2015.
- [107] P. Sillard, D. Molin, M. Bigot-Astruc, A. Amezcua-Correa, K. de Jongh und F. Achten, “50 μm multimode fibers for mode division multiplexing”, *Journal of Lightwave Technology*, Jg. 34, Nr. 8, S. 1672–1677, 2016.
- [108] C. Wang, M. Zhang, X. Chen, M. Bertrand, A. Shams-Ansari, S. Chandrasekhar, P. Winzer und M. Lončar, “Integrated lithium niobate electro-optic modulators operating at CMOS-compatible voltages”, *Nature*, Jg. 562, Nr. 7725, S. 101–104, 2018.

Abkürzungsverzeichnis

- ADC** Analog-Digital-Umsetzer (analog-to-digital converter)
- AFM** Rasterkraftmikroskopie (atomic force microscopy)
- ASIC** anwendungsspezifische integrierte Schaltung (application specific integrated circuit)
- ATR** gedämpfte Totalreflexion (attenuated total reflection)
- BER** Bitfehlerquotient (bit error ratio)
- BFGS** Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno
- CD** chromatische Dispersion
- CM** konstanter Betrag (constant modulus)
- DAC** Digital-Analog-Umsetzer (digital-to-analog converter)
- DGD** differentielle Gruppenlaufzeit (differential group delay)
- DMGD** differentielle modenabhängige Gruppenlaufzeit (differential mode group delay)
- DSCM** Simplex-Regelungsverfahren (downhill simplex control method)
- DSP** digitale Signalverarbeitung (digital signal processing)
- EVM** Fehlervektorbetrag (error-vector-magnitude)
- FDSA** stochastische Abschätzung durch finite Differenzen (finite differences stochastic approximation)
- FEC** Vorwärtsfehlerkorrektur (forward error correction)
- FFT** schnelle Fourier-Transformation (fast Fourier transform)
- FIR** endliche Impulsantwort (finite impulse response)
- FMF** Wenigmodenfaser (few-mode fiber)
- FTIR** Fourier-Transformations-Infrarot
- HF** Hochfrequenz
- HNAF** Faser mit hoher numerischer Apertur (high numerical aperture fiber)
- IIR** unbegrenzte Impulsantwort (infinite impulse response)
- LMK** lineare Modenkopplung

- LMS** kleinste mittlere Quadrate (least-mean-squares)
- LP** linear polarisiert
- MCF** Mehrkernfaser (multi-core fiber)
- MDG** modenabhängiger Gewinn (mode dependent gain)
- MDL** modenabhängiger Verlust (mode dependent loss)
- MIMO** mehrere Eingänge und mehrere Ausgänge (multiple-input and multiple-output)
- MMF** Mehrmodenfaser
- MZI** Mach-Zehnder-Interferometer
- OSNR** optisches Signal-Rausch-Verhältnis (optical signal to noise ratio)
- PC** Polycarbonat
- PDL** polarisationsabhängiger Verlust (polarization dependent loss)
- PDM** Polarisationsmultiplex (polarization-division multiplexing)
- PECVD** plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung (plasma-enhanced chemical vapor deposition)
- PIC** photonische integrierte Schaltung (photonic integrated circuit)
- PM** ausgezeichnete Modus (principal mode)
- PMD** Polarisationsmodendispersion
- PMMA** Polymethylmethacrylat
- PSO** Partikelschwarmoptimierung
- PSP** ausgezeichnete Polarisationszustand (principal state of polarization)
- QAM** Quadraturamplitudenmodulation
- QPSK** Quadraturphasenumtastung (quadrature phase shift keying)
- RCF** Ringkernfaser (ring-core fiber)
- REM** Rasterelektronenmikroskop
- RIE** reaktives Ionenätzen (reactive-ion etching)
- RLS** rekursive kleinste Quadrate (recursive-least-squares)
- RMS** quadratischer Mittelwert (root-mean-square)
- RMSE** quadratischer Mittelwert des Fehlers (root-mean-square error)
- RRC** root-raised-cosine
- RZ** Rückkehr zur Null (return-to-zero)

SA simulierte Abkühlung

SDM Raummultiplex (space-division multiplexing)

SiN Siliziumnitrid

SiON Siliziumoxinitrid

SPSA stochastische Abschätzung durch gleichzeitige Störung (simultaneous perturbation stochastic approximation)

SSMF Standard-Einmodenfaser (standard single-mode fiber)

TE transversal elektrisch

TIA Transimpedanzverstärker (transimpedance amplifier)

TM transversal magnetisch

WDM Wellenlängenmultiplex (wavelength-division multiplexing)

