

**Integration von optischen Wellenleitern
und optischen Bauelementen in
konventionelle und planare
Leitungssätze in Kraftfahrzeugen**



Integration von optischen Wellenleitern
und optischen Bauelementen in konventionelle
und planare Leitungssätze in Kraftfahrzeugen



Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
der Universität Ulm

von

Thomas Eduard Kibler

aus Biberach a.d. Riß

1. Gutachter: Prof. Dr. K.J. Ebeling
2. Gutachter: Prof. Dr. H. Heinecke
Amtierender Dekan: Prof. Dr.-Ing. H.-J. Pfeleiderer
Datum der Promotion: 18. März 2005

2005

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2005

Zugl.: Ulm, Univ., Diss., 2005

ISBN 3-86537-429-8

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2005

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2005

Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-429-8

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Optische Datenbusse im Kraftfahrzeug	4
2.1	Optische Netzwerke auf Basis von Polymerfasern	4
2.1.1	Polymerfasern	4
2.1.2	Sender und Empfänger für PMMA Netzwerke	6
2.1.3	Systembetrachtungen	8
2.1.4	MOST und Byteflight Netzwerke	10
2.2	Zukünftige optische Netzwerke	12
3	Vertikallaserdioden als optische Sendeelemente	14
3.1	VCSEL-Bauformen und Eigenschaften	14
3.2	Temperaturabhängigkeit	16
3.3	Transversalmoden in VCSEL	18
3.4	Modulationsverhalten	23
4	Optoelektronische Empfangselemente	27
4.1	Bauformen und Eigenschaften	27
4.2	Detektionsempfindlichkeit	33
5	Glasfasern mit Polymermantel	37
5.1	Modenanregung in PCS-Fasern	38
5.1.1	Wellentheoretische Beschreibung	38
5.1.2	Berechnung der Feldverteilung	41
5.1.3	Strahlenoptische Beschreibung	46
5.1.4	Messung der Faseranregung	48
5.2	Modenkopplung in PCS-Fasern	51
5.2.1	Leistungsflussgleichung	51
5.3	Pulsverzögerung	55
5.4	Faser-Faser-Kopplung	57
5.4.1	Koppeffizienz bei Versatz	57
5.4.2	Modenrauschen	59
5.5	Biegeempfindlichkeit von PCS-Fasern	61

6	Integration von PCS und VCSEL basierten Netzwerken	64
6.1	PCS-Kabel	64
6.2	PCS-Stecker	68
6.3	Transceivermodule für MOST Netzwerke	69
6.3.1	Ansteuerung von VCSEL Transmittern	69
6.3.2	Kopplung zwischen VCSEL und PCS-Faser mit Linse	72
6.3.3	Augensicherheit	73
6.3.4	Zuverlässigkeit von VCSEL-Bauelementen	74
6.4	Pegelbudgetbetrachtung	75
7	Integration in Folienleitungen und -schaltungen	77
7.1	Integration von optischen PCS-Fasern in Folienleitungen	78
7.2	Integration von Wellenleiterstrukturen in Folienschaltungen	79
7.2.1	Herstellung planarer Wellenleiter	80
7.2.2	Planare Sternkoppler	83
7.3	Koppelkonzepte an planare Strukturen	93
7.3.1	Steckerkonzepte für planare Strukturen	94
7.3.2	Kopplung von aktiven Bauelementen an planare Wellenleiter	97
8	Zusammenfassung	107
	Literaturverzeichnis	118
	Vorveröffentlichungen	119
	Verzeichnis der Formelzeichen	120
	Index	126
A	Anhang	126
A.1	Berechnung der maximal erlaubten Strahlleistung für Laserklasse 1	126
A.2	Koppelverluste bei Stoßkopplung einer PCS-Faser mit planarem Wellenleiter	128
A.3	Berechnung der Dimensionen des zweistufigen Spiegelsystems	129

Kapitel 1

Einleitung

Im Automobil werden immer mehr Elektroniksysteme zur Verbesserung von Komfort, Sicherheit und Antriebssteuerung eingesetzt. Während der vergangenen 30 Jahre ist ihr Wertschöpfungsanteil am Kraftfahrzeug auf 20 % bis 40 % angestiegen [1], [2]. Über 50 mit Mikrocontrollern ausgestattete Steuergeräte werden gegenwärtig in Oberklassefahrzeugen verbaut [3] und sind mit bis zu sieben unterschiedlichen Netzwerken untereinander verbunden [4]. Anfang der 80er Jahre wurde der erste elektrische Datenbus CAN (Controller Area Network) [5], [6] entwickelt und erstmals 1992 serienmäßig für das Motormanagement zur Emissionsreduzierung in Kraftfahrzeugen eingesetzt. Das CAN-Netzwerk hat sich mittlerweile weltweit als Standard-Netzwerk für die gesamte Automobilindustrie etabliert. Momentan werden jährlich über 150 Millionen CAN Schnittstellen in Kraftfahrzeugen verbaut [7]. Heute vernetzen bis zu drei CAN-Netzwerke mit unterschiedlichen Datenraten von 125 kBps bis zu 500 kBps sowohl Funktionen wie Sitzsteuergeräte und Fensterheber als auch zeitkritische Anwendungen wie das Anti-Blockier-System (ABS) oder die Traktionshilfe Electronic-Stability-Program (ESP). Viele Komfortfunktionen wie das automatische Einschalten des Scheinwerferlichts bei Dunkelheit oder des Scheibenwischers bei Regen entlasten den Fahrer. Zur Verbesserung der Sicherheit im Straßenverkehr werden im Kraftfahrzeug zunehmend intelligente Assistenzsysteme wie Automatische Abstandsregelung (Active Cruise Control) und Unfallverhinderungssysteme eingesetzt. Mit steigender Anzahl an vernetzten Komponenten steigt gleichzeitig die erforderliche Bandbreite der Netzwerke. Vor allem komplexe Sensornetzwerke für Sicherheitsfunktionen sowie Infotainment¹ und Telematiksysteme² beanspruchen schnelle und hochbitratige Datenbusse.

Aufgrund der erhöhten elektromagnetischen Störempfindlichkeit bei Datenraten über 1 MBps müssen elektrische Datenleitungen aufwändig geschirmt werden oder es werden komplexe Treiberschaltungen benötigt, was sich in Automobilanwendungen oft als zu teuer und unpraktikabel erweist. Dagegen sind optische Datenleitungen gegen elektromagnetische Störeinstrahlung (electromagnetic interference, EMI) unempfindlich und einfacher in Kraftfahrzeugen zu verbauen. Aus diesem Grund werden optische Datenbusse in Kraftfahrzeugen immer häufiger eingesetzt. Nachdem im Jahr 1998 der D²B (Domestic Digital Bus) [8] als erster optischer

¹Information und Entertainment

²Telekommunikation und Informatik

Datenbus in Mercedes-Benz Fahrzeugen eingeführt wurde, wird mittlerweile von mehreren Automobilherstellern das Nachfolgesystem MOST (Media Oriented System Transport) [9], [10] für Telematik- und Infotainment-Anwendungen eingesetzt. Das MOST Netzwerk basiert auf einer Ringbus-Architektur mit 1 mm Polymerfasern (polymer optical fiber, POF) und rot emittierenden Leuchtdioden (light emitting diodes, LED). Die Datenrate des Systems liegt bei 22.5 MBps und erlaubt die Übertragung von Sprache, Audio, Video und Kontrolldaten. Aktuell werden mehr als 30 Baureihen unterschiedlicher Fahrzeughersteller mit dem MOST Datenbus ausgestattet. Darüberhinaus wurde im Jahr 2001 der ByteFlight Bus [11] für die Airbag-Ansteuerung in BMW Fahrzeugen eingeführt. Für dieses Netzwerk werden ebenso rote LEDs und 1 mm Polymerfasern verwendet, die Steuergeräte sind jedoch nicht im Ring, sondern über eine aktive Stern-Topologie miteinander verbunden [12].

Neben den bereits erwähnten optischen Netzwerken werden in den kommenden Jahren neuartige Datenbusse für Anwendungen, wie z.B. Sensorsysteme für Sicherheitsanwendungen, Motorsteuerung, X-by-Wire Systeme (z.B. Steer-by-Wire oder Brake-by-Wire) und videobasierte Fahrerassistenzsysteme, erwartet [13]. Für derartige Anwendungen eignen sich die momentan eingesetzten Technologien und Systeme nicht, vor allem aufgrund deren begrenzter thermischer Belastbarkeit, der geringen Systemreserve und der maximal erreichbaren Datenraten. Zukünftige Anwendungen erfordern eine temperaturstabile physikalische Busschicht bis zu 125 °C, ausreichende Systemreserven zur Realisierung von passiv gekoppelten Netzwerken und Datenraten größer 100 MBps zur Übertragung von Videodaten in Echtzeit für sicherheitskritische Anwendungen. Darüberhinaus muss die Kompatibilität zu elektrischen Verbindungskonzepten und Fahrzeuginstallationsprozessen, eine einfache Erweiterbarkeit (Plug-and-Play) zur nachträglichen Installation von Komponenten und eine einfache Wartung gewährleistet werden. Die Entwicklung von geeigneten optoelektronischen Modulen und Wellenleiterelementen für den Einsatz in Kraftfahrzeugen ist daher Gegenstand aktueller Forschungs- und Entwicklungsprogramme.

Bedingt durch die immer größer werdende Anzahl an Steuergeräten und einem zunehmenden Vernetzungsgrad kann in den letzten Jahren ein sprunghafter Anstieg von Volumen und Gewicht der Verkabelung im Kraftfahrzeug beobachtet werden. In einem Oberklassefahrzeug befinden sich heute über 4 km Gesamtleitungslänge mit ca. 4000 elektrischen Kontakten. Sowohl die Herstellung eines Leitungssatzes bei den Zulieferbetrieben, als auch der Installationsprozess in das Fahrzeug ist bis heute nicht automatisiert und wird noch von Hand durchgeführt. Bei der Vernetzung von Steuergeräten in Kraftfahrzeugen zeichnet sich deshalb ein Trend ab, welcher in den kommenden Jahren an Bedeutung gewinnen wird. Der konventionelle Leitungssatz wird durch Flachleiter (flat flexible cable, FFC) und gedruckte Schaltungen (flat printed circuits, FPC) ersetzt, um Gewicht und Bauraum einzusparen [14], [15]. Die Gewichtersparnis beträgt ersten Abschätzungen zufolge über 20 %. Aufgrund der besseren Wärmeabfuhr von Flachleitern wird eine größere Strombelastbarkeit erreicht, womit die Leitungsquerschnitte kleiner gewählt werden können. Durch die definierte Lage der elektrischen Leitungen in einem Flachleiterverbund können Simulationen der elektrischen Eigenschaften des Leitungssatzes vereinfacht und bei der Herstellung Verdrahtungsfehler vermieden werden. Wird ein konventioneller Leitungssatz noch von Hand aufgebaut, lassen sich Leitungssätze

aus Flachleitern automatisiert fertigen.

Ersten Abschätzungen zufolge lassen sich zwei Drittel des konventionellen Leitungssatzes durch Flachleiter ersetzen [15]. Dabei lassen sich Stromversorgungsleitungen und Datenleitungen bis max. 500 kbps relativ einfach in Flachleiter integrieren. Die Einbettung einer Schirmung für hochbitratige Datenleitungen könnte durch das Einbetten spezieller leitfähiger Kunststoffe oder flacher Drahtgeflechte realisiert werden, was jedoch zu Lasten der Biegsamkeit und des Gewichts geht. Optische Leitungen könnten sich aufgrund ihrer Flexibilität und geringen Größe besser für die Integration in Folienleiter eignen. Die Integration von optischen Wellenleitern, Koppellementen oder optoelektronischen Bauelementen in elektrische Folienleitungssätze ist im Hinblick auf eine automatisierte und somit kostengünstige Herstellung von Leitungssätzen im Kraftfahrzeug daher von besonderem Interesse.

In der vorliegenden Arbeit werden Lösungsansätze für neue leistungsfähige optische Netze für den Einsatz im Kraftfahrzeug untersucht. Schwerpunkte der Arbeit sind hierbei neue optische Netze auf Basis von Glasfasern mit optischem Polymermantel (polymer cladded silica, PCS) mit 200 μm Kerndurchmesser und vertikalemittierenden Laserdioden (vertical-cavity surface-emitting laser, VCSEL), die Integration von PCS-Fasern und 200 μm Wellenleitern in elektrische Folienleitungssätze und Koppelkonzepte zwischen optoelektronischen Bauelementen und integrierten Wellenleitern. In Kapitel 2 wird zunächst der Stand der Technik optischer Fahrzeugnetze, deren Limitierung und die Anforderungen an neue optische Netze im Kraftfahrzeug beschrieben. Davon ausgehend wird in den folgenden Kapiteln eine neue physikalische Busschicht auf Basis von polymerbeschichteten Glasfasern (polymer cladded silica, PCS) und vertikal-emittierenden Laserdioden (vertical cavity surface emitting laser, VCSEL) vorgestellt. In Kapitel 3 werden grundsätzliche Eigenschaften von VCSEL als Sendeelemente, vor allem deren Temperatur-, Abstrahl- und Modulationsverhalten und in Kapitel 4 optische Empfänger beschrieben. Kapitel 5 beschäftigt sich mit der Charakterisierung von 200 μm PCS-Fasern. Dabei wird besonders die Modenanregung in Kombination mit VCSEL als Sendeelemente behandelt. In Kapitel 6 werden Aspekte zur Integration von VCSEL und PCS basierten Netzwerken in Kraftfahrzeuge aufgezeigt und erste Prototypen von MOST-Komponenten mit integrierten VCSEL-Bauelementen demonstriert. Für planare optische Verbindungen werden in Kapitel 7 zunächst Technologien zur Herstellung von 200 μm Wellenleitern vorgestellt und auf die Eigenschaften von direkt geschriebenen planaren Wellenleitern und Wellenleiterstrukturen eingegangen. Ferner werden Möglichkeiten zur Integration von Wellenleitern und optoelektronischen Bauelementen in Folienleitungen beschrieben und Koppelkonzepte für integrierte Wellenleiter vorgestellt. Den Abschluss der Arbeit bildet eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

Kapitel 2

Optische Datenbusse im Kraftfahrzeug

2.1 Optische Netzwerke auf Basis von Polymerfasern

Für optische Datenbusse werden im Automobilbereich derzeit polymeroptische Fasern (POF) aus Polymethylmethacrylat (PMMA) mit 1 mm Kerndurchmesser als Übertragungsmedium, lichtemittierende Dioden (LEDs) als kostengünstige Sender und Silizium PIN Photodioden als Empfänger verwendet. Die Betriebswellenlänge liegt bei 650 nm. In den folgenden Abschnitten soll die physikalische Busschicht, basierend auf Polymerlichtwellenleitern, beschrieben und ihre Grenzen für zukünftige Fahrzeuganwendungen gezeigt werden.

2.1.1 Polymerfasern

Seit den späten 60er Jahren sind die Eigenschaften unterschiedlicher Kern- und Mantelmaterialien von Polymerfasern für verschiedenste Anwendungen untersucht worden [16]. Fasern aus einem Polymethylmethacrylat (PMMA) Kern und einem darauf extrudierten fluorierten Acrylat mit geringerer Brechzahl werden sowohl als Lichtleiter zur Beleuchtung [17], als auch für Kurzstreckenübertragungssysteme unter 100 m [18] verwendet. Polymerfasern haben gegenüber Glasfasern Vorteile. Durch die gute Flexibilität des Polymermaterials sind Fasern mit großen Kerndurchmessern von z.B. 1 mm bei gleichzeitig guter Biegebarkeit realisierbar und durch die geeignete Wahl von Kern- und Claddingmaterial kann eine hohe numerische Apertur von z.B. 0.5 erreicht werden. Ein großer Kerndurchmesser und eine hohe numerische Apertur der Faser erhöht die Koppeltoleranz zwischen Fasern, bzw. die Koppeleffizienz zwischen Fasern und Leuchtdioden (light emitting diodes, LEDs). Dadurch können Sende- und Empfangsmodule (Transceiver) und Steckverbinder in Spritzgusstechnik günstig gefertigt werden, was den Einsatz im Automobil attraktiv macht [19], [20]. Vor allem im Kraftfahrzeug zeigen Kurzstreckenverbindungen unter 20 m auf Basis von Polymerfasern ein gutes Preis-Leistungs-Verhältnis, da die Systemkosten im Wesentlichen vom Preis der Steckverbinder und Transceiver aber auch vom Aufwand bei der Installation und Wartung bestimmt werden.

Bild 2.1 vergleicht die spektrale Dämpfung verschiedener Polymerfasern. Das Dämpfungsspektrum der Standard Stufenindex (step-index, SI) PMMA Faser besitzt im sichtbaren Wellenlängenbereich drei Minima bei 520 nm, 570 nm und 650 nm. Für kommerzielle Anwen-

dungen wird vorwiegend das Fenster im roten Wellenlängenbereich genutzt. Dort beträgt das Dämpfungsminimum 0.14 dB/m. Die Absorptionsbanden und die zunehmende Dämpfung im infraroten (IR) Bereich werden durch die Resonanz von CH-Verbindungen verursacht [21]. Bei perfluorierten Gradientenindex Fasern (perfluorinated graded index POF, PFGI-POF) werden diese Absorptionsbanden durch Substitution der Wasserstoffatome durch Fluor in den fernen IR-Wellenlängenbereich verschoben [22]. Bild 2.1 zeigt auch das Dämpfungsspektrum einer PFGI-POF [23]. Diese Fasern wurden in den vergangenen Jahren intensiv erforscht [24], [25], [26] und werden gegenwärtig zum Massenprodukt entwickelt [27]. Der Temperatureinsatzbereich dieser Fasern ist jedoch auf ca. 70 °C beschränkt.

Der Einsatz von Standard PMMA Fasern ist bis zu einer Temperatur von 85 °C zulässig. Der Glasübergang von PMMA ist bei 115 °C [28], jedoch treten bereits ab 85 °C irreversible Veränderungen im Polymermaterial auf. Aus diesem Grund ist für Automobilanwendungen der Einsatz von Standard PMMA Fasern auf den Fahrzeuginnenraum beschränkt und sie können nicht im Bereich des Motors oder des Dachhimmels verwendet werden, wo höhere Temperaturen auftreten. Polycarbonat (PC) Fasern wurden für höhere Temperaturanforderungen entwickelt und können mit bis zu 135 °C belastet werden. Allerdings ist die Dämpfung dieser Fasern höher und beträgt im Minimum bei 780 nm um 0.6 dB/m [16].

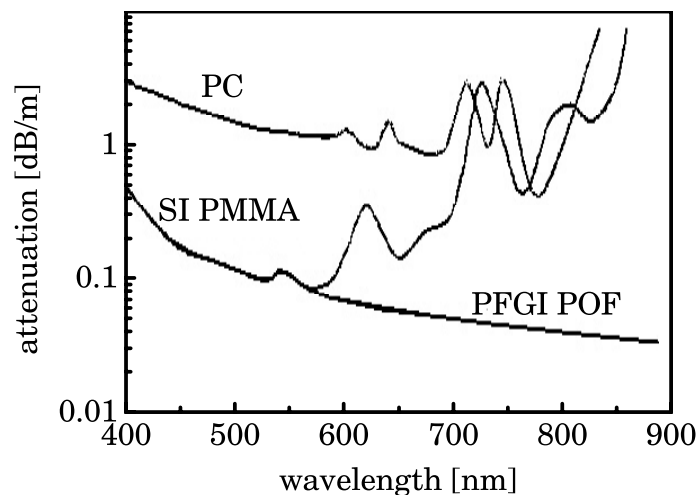


Bild 2.1: Vergleich der spektralen Dämpfung verschiedener Polymerfasern: SI PMMA (Stufenindex Polymethylmethacrylat), PC (Polycarbonat) und PFGI POF (perfluorinated graded index POF).

Die Bandbreite von Stufenindexfasern ist durch die Modendispersion, d.h. durch Pulsverschmierung, die sich aus dem Laufzeitunterschied zwischen den Lichtstrahlen mit unterschiedlichen Weglängen in der Faser ergibt, beschränkt. Mit Hilfe von speziellen Anregungsbedingungen (Anregung niedriger Moden, Ausnutzung von Modenmischungs- oder Modendämpfungseffekten) können Datenraten bis zu 10 MHz·km übertragen werden [29], [30], [31]. Für Anwendungen im Kraftfahrzeug lassen sich speziell abgestimmte Anregungsbedingungen nur schwer realisieren, womit sich für eine Standard-POF mit einer NA von 0.5 und einer Kernbrechzahl von 1.5 ein maximales Bandbreiten-Längenprodukt von 1.6 MHz·km ergibt. In Abschnitt 5.3 wird noch genauer auf die Berechnung des Bandbreiten-Längenprodukts ein-

gegangen. Für heutige Fahrzeugnetze ist das Bandbreiten-Längenprodukt von 1.6 MHz·km noch ausreichend, da die Leitungslängen 20 m praktisch nicht übersteigen und somit 80 MHz Bandbreite zur Verfügung stehen.

2.1.2 Sender und Empfänger für PMMA Netzwerke

Leuchtdioden (light emitting diodes, LEDs) mit einer Emissionswellenlänge von 520 nm, 570 nm und 650 nm sind für kostengünstige PMMA-Netzwerke mit geringer Datenrate attraktive Sendeelemente. Die Modulationsbandbreite von kommerziell erhältlichen Leuchtdioden beträgt aufgrund des spontanen Rekombinationsprozesses maximal 50 MHz bis 100 MHz und die externe Quanteneffizienz liegt bei 4 %. Die Bandbreite kann durch Erhöhung der Dotierkonzentration in der aktiven Schicht, was eine geringere Ladungsträgerlebensdauer zur Folge hat, erhöht werden [32]. Allerdings wird durch die Störstellen die Effizienz weiter verringert. Eine andere Möglichkeit zur Bandbreitenerhöhung ist das sogenannte Peaking. Dabei wird der Treiberstrom zu Beginn eines Datenpulses überhöht, womit eine hohe Flankensteilheit erreicht wird. Jedoch werden hierfür aufwändige Ansteuerschaltungen benötigt. Offensichtlich lassen sich Bandbreite und Effizienz nicht gleichzeitig optimieren.

In den frühen neunziger Jahren wurden erstmals resonante Leuchtdioden (resonant cavity light emitting diodes, RCLEDs) vorgestellt [33], [34]. In RCLEDs wird die aktive Schicht zwischen einen kurzen Resonator eingebettet, wodurch eine Erhöhung der Effizienz und der Modulationsbandbreite erreicht werden kann. Damit lassen sich Bauelemente mit Bandbreiten von 100-500 MHz [35], [36] und mit Quanteneffizienzen von 5 % [37], [38] bis 10 % [39] realisieren. Gegenüber der Lambert'schen Abstrahlcharakteristik von LEDs lassen sich durch die gerichtete Leistungsemission Koppeleffizienzen zu 1 mm Polymerfasern von bis zu 25 % erreichen [40].

Bild 2.2 stellt die Temperaturabhängigkeit verschiedener Sender, einer rot [41] und einer grün [42] emittierenden LED und verschiedener RCLED Typen, dar. Die Leistungsvariation im Temperaturbereich von -40 °C bis +85 °C beträgt bei der roten LED ca. 2 dB und ca. 1 dB bei der grünen LED. Im Gegensatz zu konventionellen Leuchtdioden wird die Leistungsvariation in RCLEDs nicht nur durch die Verringerung der Quanteneffizienz im Halbleitermaterial, sondern auch durch die relative Lage zwischen dem Emissionsspektrum und der Resonanzwellenlänge beeinflusst. Dadurch können sich hohe Leistungsschwankungen, wie bei der RCLED vom Typ I [43] gemessen, von bis zu 10 dB ergeben. Im Falle einer günstigen Wahl der Emissions- und der Resonatorwellenlänge kann die Variation auf 3 dB verringert werden, wie es bei der RCLED II [44] in Bild 2.2 dargestellt ist.

Aufgrund ihrer hohen Effizienz und der Modulationsbandbreite von weit über 500 MHz würden sich rote Laserdioden sehr gut für PMMA-Netze eignen. Bild 2.3 zeigt auf der linken Seite gemessene Leistungskennlinien eines kommerziell erhältlichen Vertikalemitters (vertical cavity surface emitting diode, VCSEL) bei 670 nm und auf der rechten Seite eines Kantemitters (edge emitting laser, EEL) bei 650 nm in Abhängigkeit vom Laserstrom und der

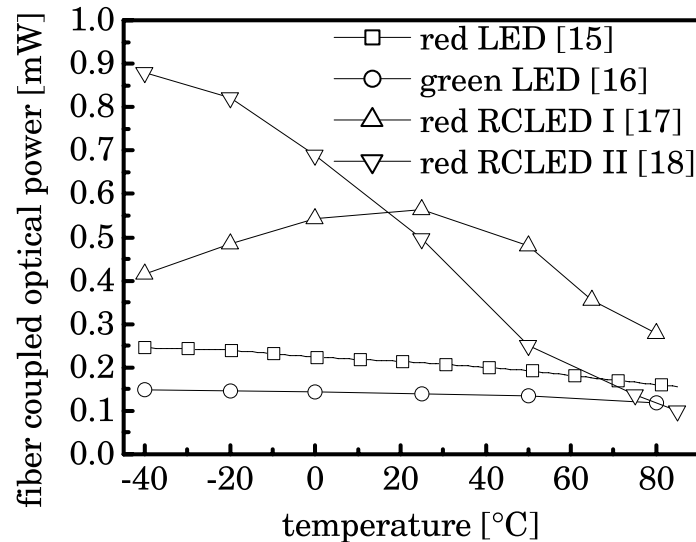


Bild 2.2: Temperaturabhängigkeit verschiedener Sender für POF-Netzwerke. Der Diodenstrom beträgt für alle Bauelemente $I = 30 \text{ mA}$.

Umgebungstemperatur. Die Leistungskennlinien zeigen für beide Bauelemente eine sehr starke Temperaturabhängigkeit des Schwellstroms und der differentiellen Effizienz, was durch eine temperaturgeregelte Laseransteuerung kompensiert werden muss [45]. Außerdem ist zurzeit die zulässige Umgebungstemperatur von verfügbaren Kantenemittern auf 70 °C und von roten Vertikalemittlern auf 50 °C beschränkt [46], [47], so dass deren Verwendung eine aktive Bauelementkühlung notwendig machen würde.

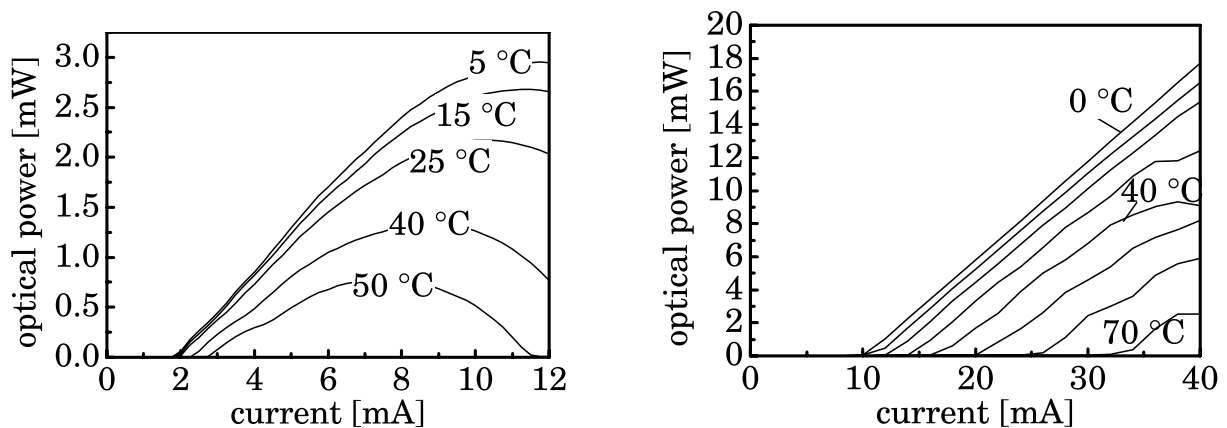


Bild 2.3: Optische Leistung eines 670 nm Vertikalemitters [48] (links) und eines 650 nm Kantenemitters [49].

Zur Wandlung optischer in elektrische Signale werden im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 1100 nm Silizium PIN Photodioden als kostengünstige Empfängerbauelemente verwendet. Die Empfindlichkeit steigt nahezu linear von 0.32 A/W bei 500 nm bis 0.7 A/W bei 900 nm an. Bei 650 nm beträgt die Empfindlichkeit ca. 0.47 A/W . Um Licht von PMMA-Fasern mit einem Kerndurchmesser von 1 mm effizient zu wandeln, werden großflächige Photodioden benötigt. Allerdings bedeutet eine große Empfängerfläche gleichzeitig eine hohe Kapazität,

was wiederum die Bandbreite reduziert. Silizium PIN Photodioden mit einer Fläche von 1 mm^2 haben eine typische Bandbreite von ca. 100 MHz. Wird eine Photodiode mit einem Durchmesser der aktiven Fläche von $400 \text{ }\mu\text{m}$ verwendet, kann eine Bandbreite von bis zu 1.5 GHz erreicht werden, allerdings treten durch die kleinere Fläche Verluste auf. Mit einer Linse lässt sich das Licht von der Faser auf die kleinere Fläche fokussieren [45], die Verluste bei einer solchen Kopplung betragen dabei um die 5 dB [50].

2.1.3 Systembetrachtungen

Die Temperaturabhängigkeit der Ausgangsleistung und des Emissionsspektrums von LEDs hat einen starken Einfluss auf die Leistungsreserve des Übertragungssystems. Bild 2.4 zeigt einen Ausschnitt des Dämpfungsspektrums einer PMMA-Faser zwischen 600 nm und 700 nm und das Emissionsspektrum einer roten LED bei unterschiedlichen Temperaturen. Mit steigender Temperatur nimmt die optische Leistung ab und die Mittenwellenlänge λ_0 verschiebt sich mit ca. 0.16 nm/K zu höheren Wellenlängen. Aufgrund dieser Wellenlängendrift und der spektralen Breite $\Delta\lambda$ von ca. 30 nm muss für die Systembetrachtung eine höhere effektive Faserdämpfung α_{eff} gemäß

$$\alpha_{eff} = \frac{\int \alpha(\lambda)P(\lambda)d\lambda}{P(\lambda)d\lambda} \quad (2.1)$$

angenommen werden.

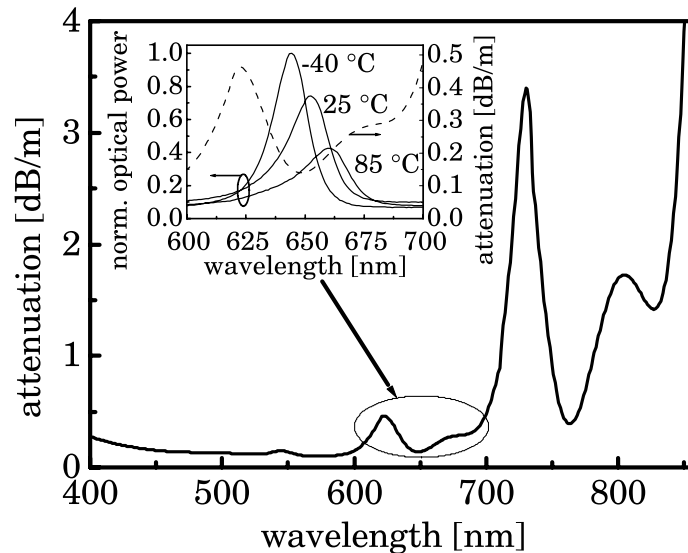


Bild 2.4: Spektrale Dämpfung einer PMMA-POF und spektrale Ausgangsleistung einer roten LED bei unterschiedlichen Temperaturen.

Bild 2.5 zeigt auf der linken Seite die effektive Faserdämpfung einer PMMA-Faser in Abhängigkeit von der Temperatur, berechnet für LEDs mit einer Mittenwellenlänge bei Raumtemperatur von 640 nm, 650 nm, 660 nm und 520 nm. Die effektive Dämpfung beträgt bei

einer 640 nm LED bei $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis zu 0.31 dB/m . Berücksichtigt man zusätzliche Dämpfungserhöhung infolge von Alterung, resultiert eine effektive Dämpfung von bis zu 0.4 dB/m . Die Berechnung zeigt, dass aufgrund des breiten Dämpfungsminimums bei 520 nm die Wellenlängendrift bei einer grünen LED kaum einen Einfluss auf die effektive Faserdämpfung von ca. 0.12 dB/m hat. Die rechte Seite in Bild 2.5 zeigt einen Vergleich zwischen der effektiven PMMA-Faserdämpfung bei Verwendung einer LED und einer RCLED als Sender. Für beide Sender wurde aufgrund Fertigungstoleranzen ein Mittenwellenlängenbereich von $\pm 10\text{ nm}$ angenommen. Aufgrund der geringeren spektralen Breite von ca. 10 nm und der geringeren Mittenwellenlängenverschiebung von 0.07 nm/K verringert sich die effektive Faserdämpfung mit einer RCLED als Sender lediglich auf ca. 0.28 dB/m .

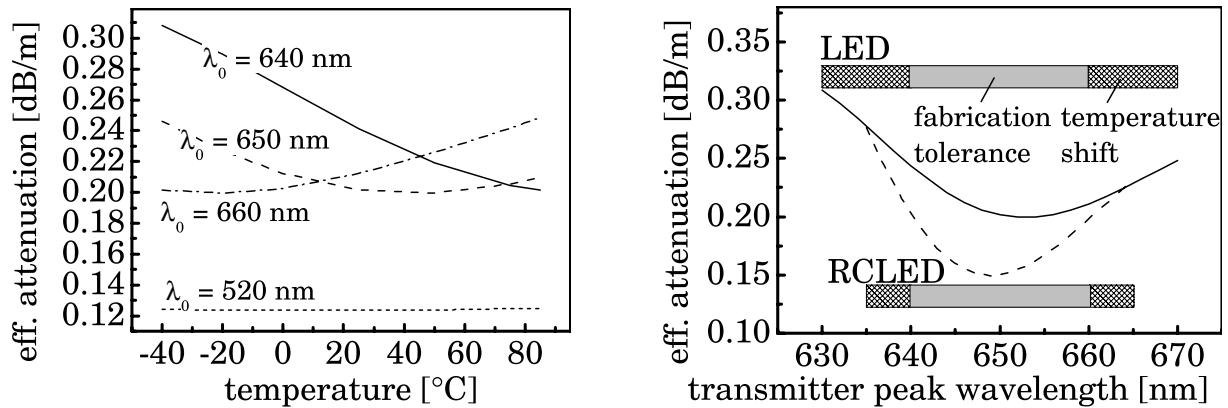


Bild 2.5: Effektive Faserdämpfung als Funktion der temperaturabhängigen Emissionswellenlängenverschiebung, berechnet für eine LED mit einer Mittenwellenlänge von λ_0 bei Raumtemperatur von 640 nm , 650 nm , 660 nm und 520 nm (links). Effektive Faserdämpfung in Abhängigkeit der Mittenwellenlänge für eine LED und eine RCLED. Die spektrale Breite beträgt bei der LED Quelle $\Delta\lambda = 30\text{ nm}$, bzw. $\Delta\lambda = 10\text{ nm}$ bei der RCLED (rechts).

Aufgrund der geringeren Faserdämpfung und des breiteren Dämpfungsminimums bei 520 nm und 570 nm stellen grüne LEDs eine attraktive Alternative zu roten LEDs dar. Obwohl die Empfindlichkeit von Silizium PIN Photodioden im grünen Wellenlängenbereich geringer ist, ergeben sich schon bei kurzen Leitungslängen bessere Leistungsreserven, wie in Bild 2.6 dargestellt ist. Der Photostrom ist als Funktion der Faserlänge für Sender unterschiedlicher Mittenwellenlänge aber gleicher Ausgangsleistung berechnet. Eine temperaturstabile rote LED mit einem schmalen Emissionsspektrum (resultiert in einer effektiven Faserdämpfung von 0.14 dB/m) erzeugt bis zu einer Faserlänge von 17 m einen höheren Photostrom als eine grüne LED bei 570 nm (Kurven c und b). Berücksichtigt man eine effektive Faserdämpfung von 0.4 dB/m (Kurve d) verringert sich die Länge auf 2.5 m mit einer 570 nm LED (Kurve b), bzw. auf 5 m mit einer 520 nm LED (Kurve a). Wird eine 650 nm RCLED mit einer doppelt so hohen fasergekoppelten Leistung verwendet, erhöht sich die Länge auf ca. 20 m . Sowohl grüne LEDs, als auch rote RCLEDs stellen für PMMA-Netzwerke attraktive Sendeelemente dar, falls sie in hoher Qualität kommerziell verfügbar sind. Außerdem sind grüne LEDs interessant für bestimmte Anwendungen, wie bidirektionale Transceivermodule [51], [52] oder Wellenlängenmultiplexsysteme (wide wavelength division multiplex, WWDM) [53], [54].

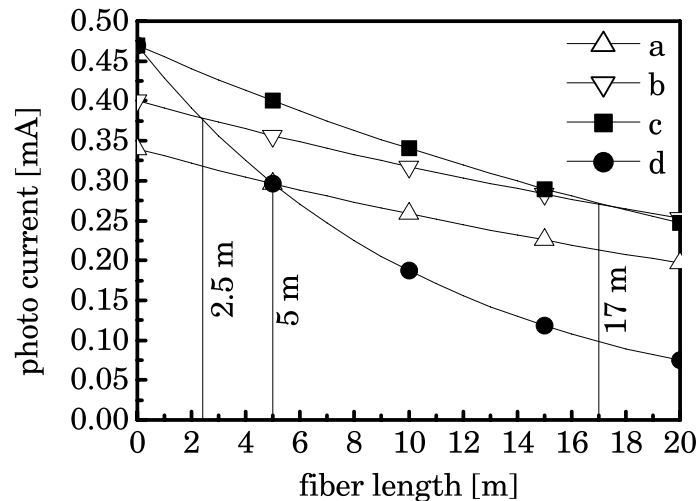


Bild 2.6: Photostrom einer SI PIN Photodiode als Funktion der Faserlänge zwischen Sender und Empfänger, berechnet für eine Quelle bei $\lambda \approx 520 \text{ nm}$ (a), $\lambda \approx 570 \text{ nm}$ (b), $\lambda \approx 650 \text{ nm}$ (c) und $\lambda = 630 \dots 685 \text{ nm}$ (d).

2.1.4 MOST und Byteflight Netzwerke

Bild 2.7 zeigt schematisch die Topologien von aktuell verwendeten optischen Netzwerken in Kraftfahrzeugen. Die Infotainment- und Telematikbusse D²B und MOST basieren auf einer unidirektionalen Ringbusarchitektur, welche sich mit einfachen Punkt-zu-Punkt-Verbindungen realisieren lässt. Ein Nachteil ist, dass der Ausfall eines einzelnen Geräts den Ausfall des Gesamtsystems zur Folge hat. Für sicherheitskritische Anwendungen eignen sich Sterntopologien, wie beim Byteflight System eingesetzt, besser. Bei dieser Topologie sind alle Teilnehmer an einen zentralen Verteiler oder Stern angeschlossen. Byteflight nutzt eine aktive Sternkomponente, welche die optische Signale elektrisch wandelt und elektronisch weiterverarbeitet. Diese Architektur ist tolerant gegenüber Fehlern einzelner Teilnehmer, der Ausfall des zentralen Sterns ist für das Gesamtsystem jedoch ebenso kritisch.

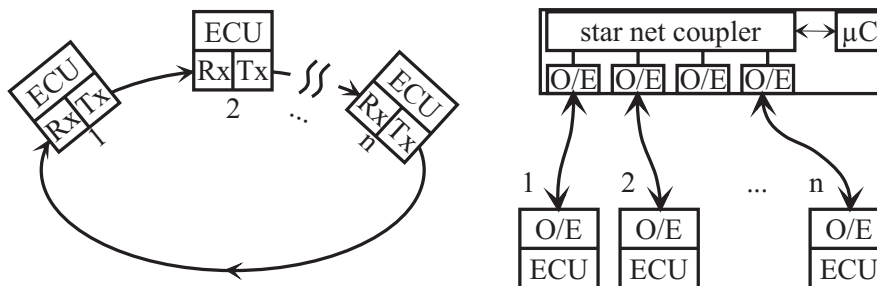


Bild 2.7: Schematische Darstellung einer D²B, bzw. MOST Ringbusstruktur (links) und einer aktiven Sterntopologie des Byteflight-Systems (rechts).

Tabelle 2.1 zeigt wichtige Spezifikationspunkte beider Physikalischen Busschichten. Die großen Wertebereiche von z.B. der fasergekoppelten Leistung oder der Emissionswellenlänge sind durch die Temperaturabhängigkeit und die Fabrikationstoleranzen der eingesetzten Bauelemente begründet. Aufgrund der geringeren Datenrate des Byteflight-Systems kann eine um

3 dB höhere Leistung der LED als beim MOST-Datenbus erreicht werden. Die angegebenen Werte gelten im Temperaturbereich zwischen -40 °C bis +85 °C und unter allen Einflüssen, wie Feuchte, Alterung, Vibration, chemische Beständigkeit und elektromagnetische Empfindlichkeit.

Tabelle 2.1: *Spezifikation der Physikalischen Busschicht von MOST [55] und Byteflight [56] Netzwerken.*

		MOST	Byteflight
Sender			
Mittenwellenlänge	nm	630...650...685	640...650...660
Spektrale Breite	nm	<30	<30
Fasergekoppelte Leistung	dBm	-10...-1.5	-7...-0.5
Anstiegszeit	ns	<6	35
Abfallzeit	ns	<6	35
Datenrate	MBps	4...22.6...25	10
Empfänger			
Empfängerempfindlichkeit	dBm	-23...-2	-23...-4.8

Der Dynamikbereich ist in Tabelle 2.2 am Beispiel des MOST Netzwerks berechnet. Er beträgt 13 dB. Die Verluste am Stecker der Steuergeräte verringern die Leistungsreserve für den Leitungssatz auf 8 dB. Diese Reserve ist z.B für zwei Steckverbinder und einer Leitung mit 10 m Länge ausreichend.

Tabelle 2.2: *Systemreserve einer MOST Übertragungsstrecke.*

Minimale Senderleistung	dBm	-10
Empfängerempfindlichkeit	dBm	-23
Dynamikbereich	dB	13
Verlust Stecker Steuergerät	dB	<2.5
Systemreserve Leitungssatz	dB	8
Faserdämpfung	dB/m	<0.4
Verlust Steckverbinder	dB	<2

Einige Hersteller haben für MOST und Byteflight Netzwerke Transceiver entwickelt. Die Module werden mit gängigen Spritzgussverfahren hergestellt und erfüllen die erforderlichen Steckertoleranzen. Bild 2.8-a zeigt einen LED Transmitter für MOST in einem sogenannten CAI (cavity as interface) [57] Gehäuse. Die LED, bzw. die Photodiode und der Treiber sind auf einem Leadframe aufgebracht, welches im CAI mit einem transparenten Kleber fixiert wird (siehe Bild 2.8-b). Ein Faserstecker wird durch das CAI Gehäuse beim Einfügen innerhalb der erlaubten Toleranzen auf die optoelektronischen Bauelemente ausgerichtet. Bild 2.8-c zeigt das Prinzip eines bidirektionalen Transceivers für Byteflight, mit dem über eine Faser im Halbduplexbetrieb sowohl Daten gesendet, als auch empfangen werden können. Aufgrund des großen

Durchmessers der PMMA Faser wird eine ausreichend hohe Koppeleffizienz erreicht, wenn die LED direkt auf eine großflächige Photodiode aufgebracht wird.

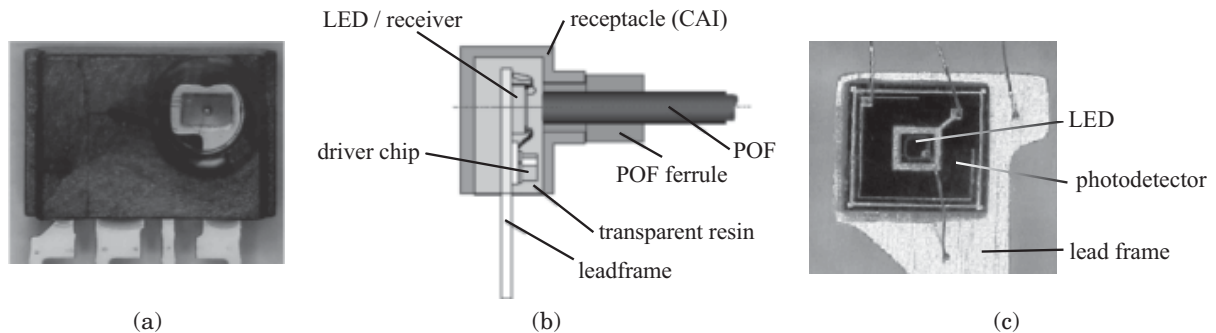


Bild 2.8: (a) MOST LED Transmitter in einem CAI Gehäuse [57]. (b) Prinzip der Justierung von Faser und LED, bzw. Photodiode. (c) Chip-auf-Chip Technologie: LED Transmitter auf großflächiger Photodiode [58].

2.2 Zukünftige optische Netzwerke

Optische Datenbusse auf Basis von 1 mm Kunststofffasern und LEDs im roten Wellenlängenbereich stellen gegenwärtig die günstigste Technologie für Punkt-zu-Punkt-Verbindungen im Fahrzeuginnenraum dar. Für zukünftige Datennetze im Kraftfahrzeug ist diese Technologie aufgrund der beschränkten Systemreserve und des eingeschränkten Temperatureinsatzbereichs jedoch nur bedingt geeignet. Ferner ist die Herstellung und Installation des Leitungssatzes mit integrierten Polymerfasern aufgrund des Mindestbiegeradius von 25 mm in bestimmten Bauräumen aufwändig und kostenintensiv.

Neben den bisher genannten optischen Netzwerken gibt es einen Bedarf an neuartigen, schnellen, robusten und flexiblen Datennetzen für Anwendungen, wie videobasierte Fahrzeugumfeldererkennung für Fahrerassistenzfunktionen, By-Wire Systeme für sicherheitskritische Echtzeitanwendungen und komplexe Sensornetzwerke [13]. Derartige Anwendungen in Kraftfahrzeugen erfordern temperaturstabile passive und aktive Bauelemente bis 125 °C, Übertragungslängen größer als 20 m, Steckverbinder, die modulare Herstellungsprozesse und eine einfache Netzwerkerweiterung erlauben, Datenraten über 100 MBps und passive Sterntopologien, um die Systemsicherheit für sicherheitskritische Anwendungen zu gewährleisten. Zur Erhöhung der Integrationsdichte müssen optische Technologien außerdem kompatibel zu elektrischen Technologien sein.

Für zukünftige Telematiknetze steht besonders der Bedarf an höherer Bandbreite und die einfache Erweiterbarkeit (Plug-and-Play) im Vordergrund. Die maximale Datenrate des MOST-Systems wird in den nächsten Jahren von 22.5 MBps auf bis zu 150 MBps erweitert werden, um mehrere Videokanäle gleichzeitig zu verarbeiten. Daneben soll die Integration von Geräten der Unterhaltungselektronik z.B. über IDB1394-Schnittstellen (Firewire [59]) ermöglicht werden.

Ein Beispiel für ein zukünftiges Netzwerk-Protokoll für sicherheitskritische Anwendungen ist Flexray [60]. Flexray basiert wahlweise auf einer aktiven oder passiven Sternbusstruktur und erlaubt neben einer elektrischen physikalischen Busschicht den Einsatz von Lichtwellenleitern als Übertragungsmedium. Das Protokoll arbeitet bei Datenraten von ca. 10 MBps und erlaubt zeitgesteuerte Kommunikation auf Basis einer einheitlichen Zeitbasis, einen Datentransfer in Echtzeit und eignet sich für die Vernetzung von sicherheitskritischen Anwendungen, wie Antriebsstrang- und Fahrwerksregelung. Besonders eine optische passive reflektive Sternbusstruktur (siehe Bild 2.9) ist im Hinblick auf Zuverlässigkeit und Kosten sehr vorteilhaft. Allerdings erfordert diese Netzstruktur kostengünstige Koppellemente und ausreichend hohe Systemreserven aufgrund der hohen Einfügeverluste durch das passive Koppellement.

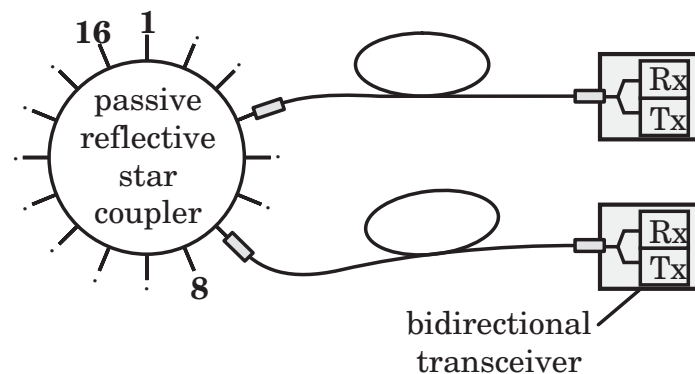


Bild 2.9: Schematische Darstellung eines passiven Sternbusnetzwerks mit bidirektionalen Transceivermodulen.

Mit Polymerfasernetzen können diese Anforderungen aufgrund der hohen Faserdämpfung, der eingeschränkten mechanischen Flexibilität, der thermischen Beständigkeit, und der begrenzten Bandbreite, bzw. geringen Empfindlichkeit von großflächigen Photoempfängern nicht erfüllt werden. Eine attraktive Alternative zu Polymerfasern sind Glasfasern mit optischem Polymermantel (polymer cladded silica, PCS), welche sich durch eine geringe Faserdämpfung, hohe Flexibilität und einer Temperaturbeständigkeit bis 125 °C auszeichnen. Aufgrund des Dämpfungsminimums bei 850 nm von PCS-Fasern eignen sich als Sendeelemente Vertikalemitter auf GaAs-Basis, welche sich bis in den GHz-Bereich modulieren lassen. In den folgenden Kapiteln wird näher auf die Eigenschaften dieser Bauelemente eingegangen.

Kapitel 3

Vertikallaserdioden als optische Sendeelemente

In Datakom-Anwendungen sind vertikal-emittierende Laserdioden (vertical-cavity surface-emitting laser diode, VCSEL) [61], [62] bei Kurzstreckenverbindungen stark verbreitet und werden z.B. für Gigabit-Ethernet bis zu einer Übertragungsdistanz von mehr als 200 m über Multimode Glasfasern mit 62.5 μm Durchmesser verwendet. VCSEL vereinigen die Vorteile von Leuchtdioden und kantenemittierenden Laserdioden und zeichnen sich besonders durch geringe Produktionskosten, die Testbarkeit auf Wafer-Ebene und eine einfache Aufbautechnik, ähnlich zu der von LEDs, aus. Das zirkularsymmetrische Abstrahlverhalten, die kleine Strahlweite und die geringe Divergenz erlauben hohe Koppelleffizienzen von über 90 % [63] und hohe Koppeltoleranzen in Multimode Fasern. VCSEL haben kleine Schwellströme, eine hohe Effizienz, besitzen eine hohe Modulationsbandbreite von weit über 1 GBps und können mit einfachen Treiberschaltungen angesteuert werden [64]. Die Zuverlässigkeit von VCSEL Bauelementen wurde in mehreren Studien nachgewiesen [65], [66], bei Temperaturen bis 125 °C können Lebensdauern von über zehntausend Stunden erreicht werden.

3.1 VCSEL-Bauformen und Eigenschaften

Bild 3.1 zeigt den schematischen Aufbau eines VCSELs. Die aktive Schicht ist oben und unten eingebettet zwischen einer elektrisch leitenden Schichtstruktur, welche als Rückkoppelspiegel den Laserresonator begrenzen. Die Schichtstruktur von VCSEL im Wellenlängenbereich von 850 nm bis 980 nm ist etwa 8 μm dick, wobei die aktive Schicht aus wenigen Quantenfilmen besteht und einige zehn Nanometer dick ist. Der Strom wird über einen Ringkontakt eingepreßt und innerhalb der Struktur auf einen kleinen Bereich in der aktiven Schicht geführt. Zur Stromführung wird entweder der Außenbereich des oberen Resonators durch einen Ätzprozess entfernt (Mesa Etched VCSEL) [67], [68], durch Implantation von Protonen hochohmig gemacht (protonenimplantierter VCSEL) [69], [70] oder durch Oxidation der Materialschichten oberhalb der aktiven Zone eine AlO_x -Apertur geformt (selektiv-oxidiertes VCSEL) [71]. Kommerziell sind sowohl protonenimplantierte als auch selektiv-oxidierte VCSEL mit hoher Zuverlässigkeit verfügbar. VCSEL mit Oxidblende zeichnen sich zusätzlich durch geringe

interne optische Verluste und damit hohe Effizienzen und guten Modulationseigenschaften aus.

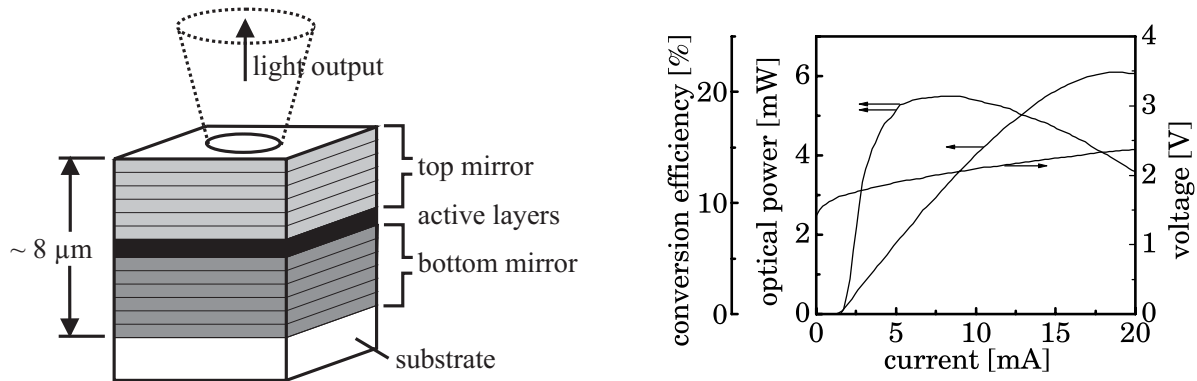


Bild 3.1: Schematische Darstellung einer vertikal-emittierenden Laserdiode (links) und typische Kennlinie eines VCSELS bei 850 nm [72] (rechts).

Der Durchmesser des aktiven Bereichs kann durch die Apertur auf wenige Mikrometer begrenzt werden, um geringe Schwellströme zu erreichen [73], oder über 100 μm betragen, um hohe Ausgangsleistungen über 100 mW zu erlauben [74]. Die Bauform des VCSELS und die Größe der Apertur bestimmt das transversale Modenverhalten eines VCSELS. Beim protonenimplantierten VCSEL wird durch die Strom- bzw. Gewinnverteilung in der aktiven Zone und das daraus resultierende Brechzahlprofil das Licht lateral geführt, bei VCSEL mit selektiv oxidiertem Blende entsteht durch den geringeren Brechungsindex des Oxids eine seitliche Lichtführung. Ein selektiv oxidiertes VCSEL mit einem aktiven Durchmesser von etwa 4 μm zeigt in der Regel transversal einmodiges Abstrahlverhalten, bei größeren Aperturdurchmessern werden abhängig vom Diodenstrom höhere transversale Moden angeregt. Die Kennlinie in Bild 3.1 auf der rechten Seite zeigt den typischen Verlauf der Ausgangsleistung eines VCSELS in Abhängigkeit vom Strom und den Verlauf von Diodenspannung und Konversionseffizienz. Oberhalb des Schwellstroms steigt die Leistungskennlinie linear mit dem Strom an, ab einem bestimmten Punkt setzt aufgrund interner Bauteilerwärmung das für VCSEL Bauelemente charakteristische Überrollen der optischen Leistung ein.

Die optische Leistung im linearen Bereich oberhalb des Schwellstroms ist durch

$$P_{opt} = \eta_d \frac{\hbar\omega}{q} (I - I_{th}) \quad (3.1)$$

gegeben, wobei die differentielle Effizienz η_d die Steigung der Leistungskennlinie und somit den Anteil der Elektronen angibt, welche durch stimulierte Emission rekombinieren und deren Energie als optische Leistung kohärent abgestrahlt wird. Sie beträgt bei Raumtemperatur typischerweise zwischen 20 % und 30 %. Das Verhältnis zwischen der optischen Leistung und der aufgenommenen elektrischen Leistung wird durch die Konversionseffizienz (wallplug-efficiency)

$$\eta_c = \frac{P_{opt}}{IU} \quad (3.2)$$

mit der Diodenspannung U beschrieben. Die Konversionseffizienz hängt maßgeblich vom Schichtaufbau und des daraus resultierenden Serienwiderstands ab. Typische Werte von η_c liegen für 850 nm Multimode-VCSEL bei 10 % bis 20 %.

3.2 Temperaturabhängigkeit

In Automobilanwendungen sind die Temperaturanforderungen an optoelektronische Bauelemente im Gegensatz zu denen im Datakom-Bereich erhöht und betragen zwischen -40 °C und $+85\text{ °C}$, bzw. bis zu 125 °C in bestimmten Einbauräumen. Dagegen werden nur relativ geringe Lebensdauern von 3000 bis 6000 Stunden unter Extrembedingungen gefordert.

Die Temperaturabhängigkeit der Ausgangsleistung eines VCSELs wird durch zwei Effekte beeinflusst. Zum Einen verschiebt sich das Gewinnspektrum mit Erhöhung der Temperatur aufgrund einer Verringerung der Bandlückenenergie zu größeren Wellenlängen. Bei GaAs-Quantenfilmen beträgt die Wellenlängenverschiebung des Gewinnmaximums 0.32 nm/K [75]. Gleichzeitig verringert sich der maximale Gewinn aufgrund nichtstrahlender Rekombination bei höheren Temperaturen.

Aufgrund des kurzen optischen Resonators eines VCSELs liegen die Moden, im Gegensatz zum dichten Modenspektrum in einem konventionellen Fabry-Pérot Resonator eines Kantenemitters, sehr weit auseinander. Damit ist die Emissionswellenlänge eines VCSELs nicht durch das Maximum des Gewinnspektrums, sondern durch die Länge des Resonators selbst gegeben. Die Wellenlänge der Mode m in einem Resonator der Länge L mit dem Gruppenindex n_g beträgt

$$\lambda_m = \frac{2n_g L}{m} \quad (3.3)$$

und der Modenabstand errechnet sich gemäß $\Delta\lambda_m = \lambda_m - \lambda_{m+1}$ im Resonator zu

$$\Delta\lambda_m = \frac{2n_g L}{m(m+1)} = \frac{\lambda_m^2}{2n_g L} \quad (3.4)$$

und beträgt ca. 90 nm bei einem 850 nm VCSEL mit einer Resonatorlänge von $1\text{ }\mu\text{m}$. Die Gewinnkurve von GaAs besitzt eine Breite von ca. 50 nm, womit nur eine Mode im Gewinnspektrum liegt. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex im Lasermedium und durch die thermische Ausdehnung der einzelnen Materialschichten verschiebt sich die Emissionswellenlänge mit der Temperatur um

$$\frac{\partial\lambda_m}{\partial T} = \frac{\lambda_m}{n_g} \left(\frac{\partial n_g}{\partial T} + n_g \alpha_T \right), \quad (3.5)$$

wobei α_T der thermische Ausdehnungskoeffizient ist. Der Brechungsindex ändert sich näherungsweise konstant mit der Temperatur. Bei einer Wellenlänge von 850 nm beträgt $\partial n / \partial T =$

$4 \cdot 10^{-4} K^{-1}$ für GaAs und $1 \cdot 10^{-4} K^{-1}$ für AlAs. Diese Werte sind etwa um eine Ordnung größer als das Produkt aus Gruppenindex ($n_g \approx 4.2$) und thermischer Ausdehnungskoeffizient ($\alpha_T \approx 5.8 \cdot 10^{-6} K^{-1}$). Die Verschiebung der Emissionswellenlänge ist somit vorwiegend durch die Temperaturabhängigkeit der Brechzahlen gegeben. Für GaAs/AlGaAs-Bragg-Spiegel ergibt sich eine Emissionswellenlängenverschiebung von ca. 0.07 nm/K [75]. Bild 3.2 zeigt gemessene Spektren eines GaAs-VCSELs bei einem konstanten Strom von 6 mA zwischen 10 °C und 85 °C.

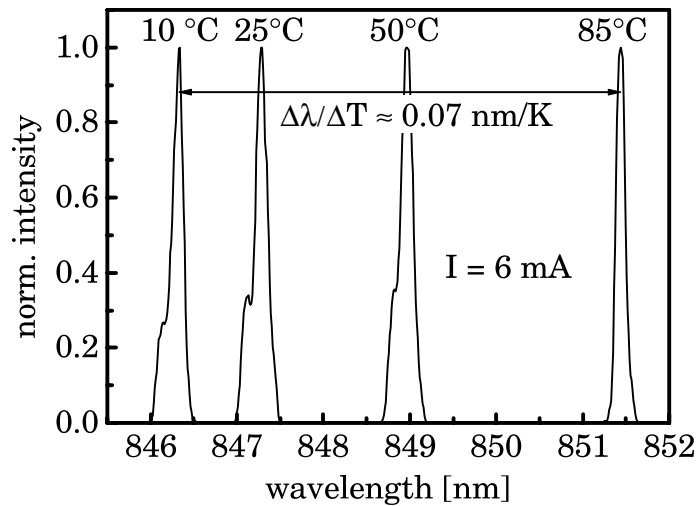


Bild 3.2: Temperaturabhängige Spektren eines 850 nm VCSELs bei einem konstanten Strom von 6 mA zwischen 10 °C und 85 °C [72].

Die unterschiedlich starke Verschiebung der Lasermode und des Gewinnmaximums mit der Temperatur führt je nach Design der Laserstruktur zu unterschiedlichem Temperaturverhalten. Die Verstimmung $\delta\lambda_g = \lambda_m(T = 300K) - \lambda_p(T = 300K)$ zwischen Gewinnmaximum λ_p und Resonanzwellenlänge λ_m bestimmt das Temperaturverhalten der Laserdiode. Besonders interessant ist der Fall einer positiven Verstimmung $\delta\lambda_g > 0$. Mit steigender Temperatur wird der verfügbare Gewinn für die Lasermode immer größer und kompensiert so die Abnahme des maximalen Gewinns und temperaturbedingte optische Verluste in der aktiven Schicht. Bild 3.3 zeigt schematisch die Lage der optischen Gewinnkurve und der Lasermode für drei unterschiedliche Temperaturen für den Fall positiver Verstimmung. Am Beispiel wird gezeigt, dass die Resonanzwellenlänge so in das Gewinnspektrum gelegt werden kann, dass der Abfall des optischen Gewinns in einem bestimmten Temperaturbereich ausgeglichen wird.

Die unterschiedlich starke Verschiebung der Lasermode und des Gewinnmaximums mit der Temperatur wirkt sich auf den Schwellstrom und somit auch auf die Ausgangsleistung des VCSELs aus. Bei einer bestimmten Temperatur T_0 , bei welcher die Resonanzwellenlänge λ_m gleich dem Gewinnmaximum bei λ_p ist, erreicht der Schwellstrom ein Minimum bei $I_{th,0}$. Wird die Temperatur um T_0 erhöht oder erniedrigt, steigt der Schwellstrom an. Bild 3.4 zeigt als Beispiel auf der linken Seite gemessene Leistungskennlinien eines 850 nm VCSELs bei unterschiedlichen Temperaturen. Mit steigender Temperatur verringert sich die Steigung der Leistungskennlinie um etwa -0.4 %/K und der Effekt des Überrollens setzt schon bei geringeren Strömen ein. Auf der rechten Seite ist die optische Leistung und der Schwellstrom

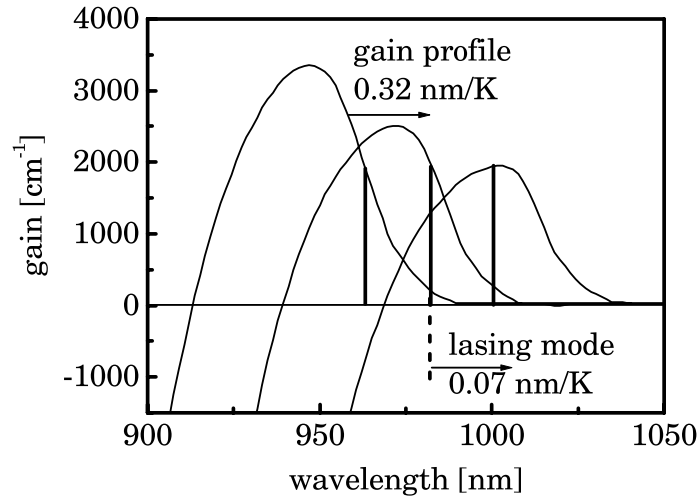


Bild 3.3: Schematische Darstellung der temperaturabhängigen Lage von Resonatorwellenlänge und Gewinnkurve [76].

über der Temperatur aufgetragen. Bei Raumtemperatur ist die Leistung bei 9 mA maximal und der Schwellstrom minimal. Bei höheren Strömen verschiebt sich das Leistungsmaximum aufgrund Bauteilerwärmung hin zu geringeren Temperaturen und liegt im Beispiel bei -10 °C für einen Strom von 15 mA. Der Schwellstrom ist etwa bei Raumtemperatur minimal und beträgt 4 mA, steigt bei tiefen und hohen Temperaturen jedoch auf bis zu ca. 8 mA an.

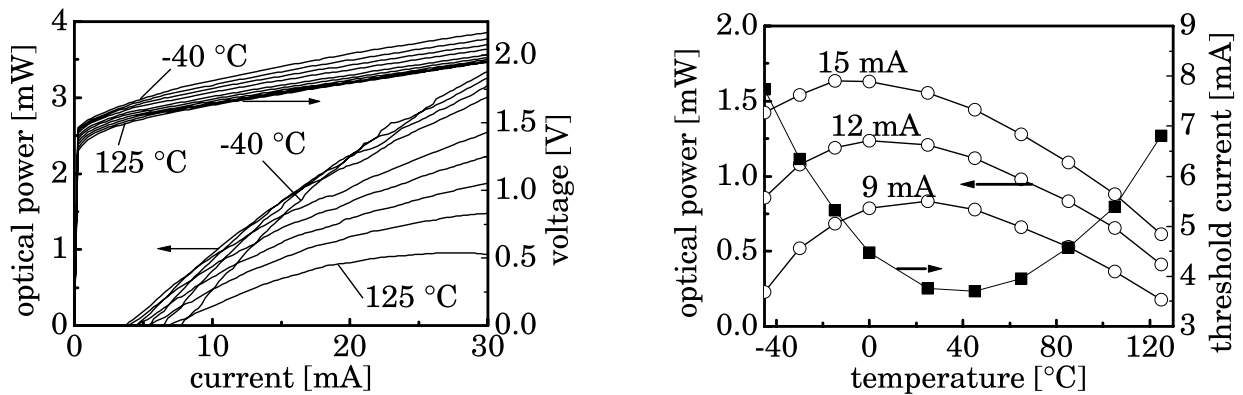


Bild 3.4: Leistungskennlinien (links) und Temperaturabhängigkeit von Leistung und Schwellstrom (rechts) eines protonenimplantierten VCSELs mit $15\text{ }\mu\text{m}$ aktivem Durchmesser [77].

3.3 Transversalmoden in VCSEL

Die Ausbildung transversaler Moden in einem VCSEL wird durch ein Zusammenspiel unterschiedlicher Faktoren, wie Gewinnprofil, Absorption, Brechung, Reflexion, räumliches Filtern, indexgeführte Wellenleitung und Temperaturverteilung bestimmt. Abhängig von der Bauform des VCSELs überwiegt der eine oder andere Effekt, jedoch kann selten das Modenverhalten

durch einen einzigen Mechanismus beschrieben werden. Im Allgemeinen entstehen mehrere transversale Moden in VCSEL mit großen aktiven Durchmessern über $4 \mu\text{m}$ und stark indexgeführten Bauformen.

Die transversale Modenverteilung in zirkulärsymmetrischen VCSEL Strukturen lässt sich unabhängig der dominanten internen Effekte durch Laguerre-Gauß-Funktionen beschreiben [78], die sich als Lösung der Helmholtzgleichung für parabolische Brechzahlprofile ergeben. In tonenimplantierten VCSEL ergibt sich das parabolische Brechzahlprofil aus einer thermisch induzierten Brechungsindexänderung. Auch für das mehr stufenförmig verlaufende effektive Indexprofil eines selektiv oxidierten VCSEL kann der Feldverlauf mit Hilfe der Laguerre-Gauß-Funktionen als Näherungslösung beschrieben werden. Die Intensität S der Feldverteilung von Laguerre-Gauß-Moden wird in Zylinderkoordinaten (r, φ) mit

$$S_{lp}(r, \varphi, z) \propto |E_{lp}(r, \varphi, z)|^2 = E_{0lp}^2(z) \left(\frac{2r^2}{\omega(z)^2} \right)^l \cdot \left[L_{p-1}^l \left(\frac{2r^2}{\omega(z)^2} \right) \right]^2 \left\{ \frac{\cos^2(l\varphi)}{\sin^2(l\varphi)} \right\} \exp \left\{ -\frac{2r^2}{\omega(z)^2} \right\} \quad (3.6)$$

beschrieben, wobei L_p^l das verallgemeinerte Laguerresche Polynom mit jeweils positiver und ganzzahliger azimuthaler Ordnung $l \geq 0$ und radialer Ordnung $p \geq 1$ angibt. Der Fleckradius $\omega(z)$ ist durch

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{(z\lambda)^2}{(\pi\omega_0^2)^2}} \quad (3.7)$$

mit der Rayleigh-Länge $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$, in welcher der Strahldurchmesser nicht stark divergiert, und dem Fleckradius ω_0 bei $z = 0$

$$\omega_0^2 = \frac{a\lambda}{\pi\sqrt{n_0^2 - n_a^2}} \quad (3.8)$$

gegeben. Der Radius a gibt die Stelle an, an der das parabolische Brechzahlprofil

$$n^2(r) = n_0^2 - (n_0^2 - n_a^2) \cdot (r/a)^2 \quad (3.9)$$

von n_0 bei $r = 0$ auf den Wert n_a abgefallen ist. Bild 3.5 zeigt das normierte elektrische Feld der ersten vier LP_{lp} -Moden eines parabolischen Brechzahlprofils gemäß Gleichung (3.6) bei $z = 0$. Der Profilradius a beträgt $8 \mu\text{m}$ und die numerische Apertur $NA_V = \sqrt{n_0^2 - n_a^2}$ beträgt im Beispiel 0.15. Neben den dargestellten Moden gibt es zwei weitere Lösungen LP_{12} und LP_{31} . Dabei muss berücksichtigt werden, dass Moden mit $l = 0$ aufgrund zweier Polarisationsmöglichkeiten doppelt zählen und Moden mit $l > 0$ vierfach entartet sind. Insgesamt

ergeben sich somit im genannten Beispiel 20 Moden. Die maximale Zahl ausbreitungsfähiger LP-Moden lässt sich für ein parabolisches Brechzahlprofil nach [79] mit

$$Z = \frac{V^2}{4} \quad (3.10)$$

mit dem Parameter

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_0^2 - n_a^2} = \frac{2\pi}{\lambda} a N A_V \quad (3.11)$$

annähern. Im zuvor diskutierten Beispiel erhält man gemäß obiger Überlegung nach Gleichung (3.10) die Anzahl Moden $Z = 20$.

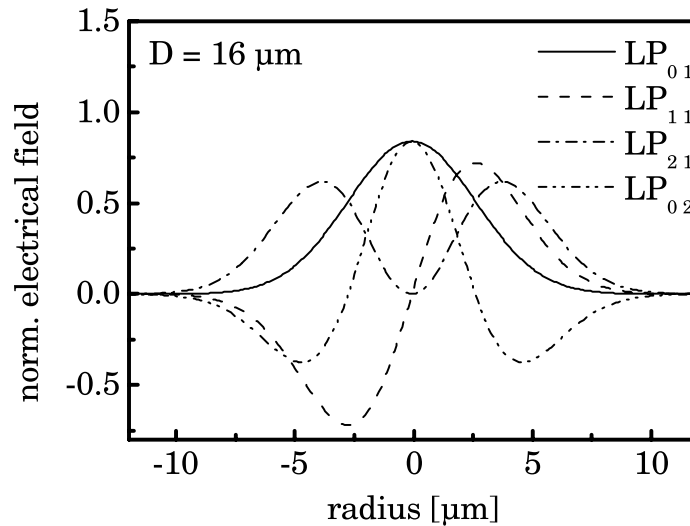


Bild 3.5: Laguerre-Gauß-Moden eines parabolischen Brechzahlprofils. Bei $r = 0$ wurde die Brechzahl $n_0 = 3.5$ und bei $a = 8 \mu\text{m}$ die Brechzahl $n_a = 3.497$ angenommen.

Die Nahfeldverteilung bei $z = 0$ lässt sich für $z > 0$ mit Hilfe von Gleichung (3.7) in die Fernfeldverteilung transformieren. Bild 3.6 zeigt auf der rechten Hälfte die Intensitätsverteilung von Moden mit der radialen Ordnung $p = 1$ und auf der linken Hälfte mit der Ordnung $p = 2$ mit jeweils unterschiedlicher azimuthaler Ordnung l . Zur Berechnung sind dieselben Parameter wie in Bild 3.5 verwendet worden. Für die halbe Fernfeldweite ϕ , bei welcher die Intensität der Grundmode auf $1/e^2$ (13.6 %) abgefallen ist, gilt

$$\tan \phi_{1/e^2} = \frac{\omega(z)}{z} \quad (3.12)$$

und aus Gleichung (3.7) ergibt sich für $z \rightarrow \infty$

$$\tan \phi_{1/e^2} = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \quad (3.13)$$

Innerhalb dieses Winkels befindet sich 86 % der gesamten Intensität. In Bild 3.6 weist die Grundmode im Fernfeld entsprechend eine halbe Breite von ca. 4° auf. Mit steigender Modenordnung weitet sich das Fernfeld auf. Aufgrund der radialen und azimuthalen Abhängigkeit der Laguerre-Gauß-Funktionen lässt sich keine allgemeine Angabe der Fernfeldbreite höherer Moden finden. Die Fernfeldbreite mehrmodiger Strahlquellen wird in der Praxis daher sehr unterschiedlich festgelegt. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird die Fernfeldbreite bei einem Intensitätsabfall der Einhüllenden auf 5 % definiert.

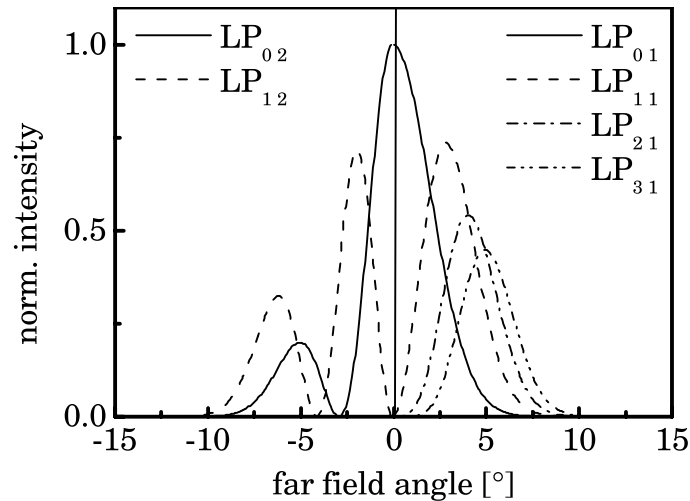


Bild 3.6: Berechnete Fernfeldverteilung einzelner Laguerre-Gauß-Moden. Bei $r = 0$ wurde die Brechzahl $n_0 = 3.5$ und bei $a = 8 \mu\text{m}$ die Brechzahl $n_a = 3.497$ angenommen. Es wurde jeweils das Profil bei $\varphi = 0^\circ$ berechnet.

Die Ausbildung transversaler Moden in einem VCSEL hängt neben der Geometrie stark von der Bauform ab. Im Fall eines gewinngeführten VCSELs schwingt bevorzugt die Grundmode an, bei indexgeführten VCSEL erfahren alle Moden nahezu denselben Gewinn und tragen zur Laseremission bei [80]. Daneben bestimmen thermische Effekte das transversale Modenverhalten. Erwärmt sich das Halbleitermaterial im Laserbetrieb, formt sich eine gaußförmige Temperaturverteilung mit einem Maximum in der Mitte des VCSEL aus. Weil sich die Brechzahl des Materials mit steigender Temperatur erhöht, bildet sich eine thermische Linse aus, welche das Feld einschnürt [81]. Diese Einschnürung wird durch den verbesserten Überlapp zwischen elektrischem Feld und dem Gewinnprofil hervorgerufen, womit optische Verluste minimiert werden. Der Effekt wird vor allem bei gewinngeführten Strukturen beobachtet und verstärkt sich mit steigendem Pumpstrom. Durch die Einschnürung des Feldes findet die stimulierte Emission der Mode LP_{01} verstärkt in der Mitte statt, wodurch die Ladungsträger abgeräumt werden und der optische Gewinn für den Grundmode unter den Schwellgewinn sinkt. Gleichzeitig steigt dabei der Gewinn für höhere Moden an und es bildet sich eine ringförmige Intensitätsverteilung aus. In der Mitte der Laserstruktur ist die Leistung nun minimal, weshalb dieser Effekt als räumliches Lochbrennen bezeichnet wird [82]. Durch leichte Knicke in der Leistungskennlinie macht sich dieser Effekt bemerkbar, weil der verbesserte Überlapp zwischen Feld- und Gewinnprofil eine plötzliche Zunahme der optischen Ausgangsleistung zur Folge hat.

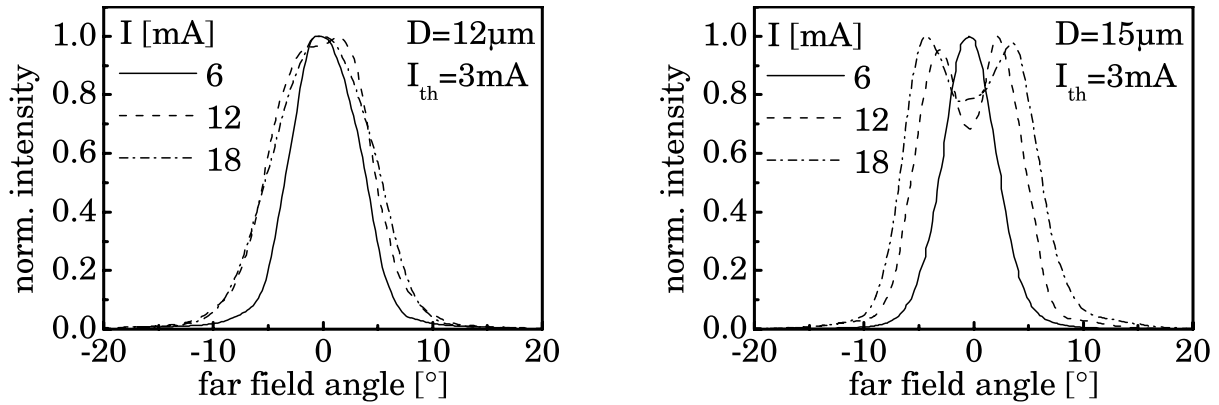


Bild 3.7: Gemessene Fernfeldverteilung eines protonenimplantierten VCSELs mit 12 µm aktivem Durchmesser [83] (links) und 15 µm Durchmesser [77] (rechts) in Abhängigkeit vom Laserstrom bei Raumtemperatur.

In Bild 3.7 ist die gemessene Fernfeldverteilung von zwei protonenimplantierten VCSEL mit verschiedenen aktiven Durchmessern von 12 und 15 µm dargestellt. Im linken Bild dominiert selbst bei einem Strom von 18 mA die Laseremission in der Grundmode. Im rechten Bild ist Laseremission in der Grundmode nur bei einem geringen Strom gegeben und es bildet sich bei höherem Strom eine ringförmige Verteilung im Fernfeld aus. Die halbe Fernfeldweite liegt bei beiden untersuchten Proben unter 10°.

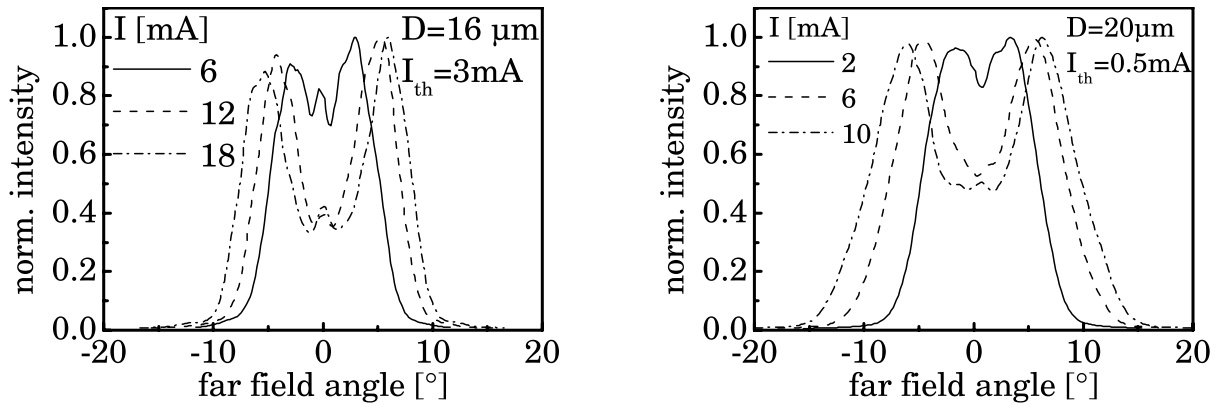


Bild 3.8: Gemessene Fernfeldverteilung eines selektiv oxidierten VCSELs mit 16 µm aktivem Durchmesser [84] (links) und 20 µm Durchmesser [85] (rechts) in Abhängigkeit vom Laserstrom bei Raumtemperatur.

Bild 3.8 zeigt gemessene Fernfeldverteilungen von selektiv-oxidierten VCSEL mit 16 µm und 20 µm aktivem Durchmesser. Schon bei geringen Strömen knapp über dem Schwellstrom befinden sich auch Moden höherer Ordnung über dem Schwellgewinn und es bildet sich eine ringförmige Verteilung aus. Die Fernfeldweite ist aufgrund des größeren aktiven Durchmessers und des damit verbundenen mehrmodigen Abstrahlverhaltens höher als bei den Proben in Bild 3.7 und beträgt rechts in Bild 3.8 über 13° bei einem Strom über 6 mA.

3.4 Modulationsverhalten

Das Kleinsignal-Modulationsverhalten von VCSEL-Bauelementen wird durch die Modulationstransferfunktion beschrieben, welche aus den Ratengleichungen [86], [87] folgt und das Verhältnis der Photonendichteschwankung auf eine sinusförmige Strommodulation oberhalb der Laserschwelle beschreibt. Vernachlässigt man parasitäre Kapazitäten, so ergibt sich für die Modulationstransferfunktion

$$|M(f)|^2 \propto \frac{1}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau_{tr}^2} \cdot \frac{1}{16\pi^4 (f_r^2 - f^2)^2 + 4\pi^2 (\gamma f)^2}, \quad (3.14)$$

mit der Transportzeit τ_{tr} von Elektronen durch die Barrieren, mit der Resonanzfrequenz f_r und der Dämpfungskonstante

$$\gamma = K \cdot f_r^2 + \frac{1}{\chi \cdot \tau_{sp,QW}}, \quad (3.15)$$

mit dem Transportfaktor χ , welcher die Transportzeit der Ladungsträger über den Potentialtopf angibt und im Grenzfall kleiner Transportzeiten gleich 1 ist und mit der Zeitkonstanten für spontane Emission in den Quantenfilmen $\tau_{sp,QW}$ im Bereich einiger ps. Der sogenannte K-Faktor K berücksichtigt intrinsische Eigenschaften des Bauelements und legt die 3 dB Modulationsfrequenz gemäß

$$f_{3dB} = \sqrt{2} \frac{2\pi}{K} \quad (3.16)$$

fest. Bei einmodigen 850 nm VCSEL werden Werte bis unter 0.15 ns [88] erreicht. Sehr schnelle VCSEL-Bauelemente lassen sich somit mit einer Frequenz weit über 10 GHz modulieren. Die Grenzfrequenz hängt im Wesentlichen von der Dicke der aktiven Schicht, der Spiegelreflektivität und internen optischen Verlusten ab. Alternativ wird die 3 dB Modulationsfrequenz mit Hilfe des Strommodulationseffizienzfaktors η_{MCEF} (modulation current efficiency factor)

$$f_{3dB} = \eta_{MCEF} \sqrt{I - I_{th}} \quad (3.17)$$

beschrieben. Je höher der Strom I über dem Schwellstrom I_{th} liegt, umso schneller kann ein VCSEL moduliert werden. Typische Werte für mehrmodige 850 nm VCSEL liegen im Bereich einiger GHz/ $\sqrt{\text{mA}}$. Die Resonanzfrequenz f_r wird analog mit der Modulationseffizienz η_{mod} mit

$$f_r = \eta_{mod} \sqrt{I - I_{th}} \quad (3.18)$$

berechnet und ist gleichermaßen von Schwell- und Diodenstrom abhängig. Bild 3.9 zeigt als Beispiel den typischen Verlauf der stromabhängigen Modulationsfunktion eines VCSELs mit

einer Strommodulationseffizienz von $\eta_{MCEF} = 3.5 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mA}}$ und einer Modulationseffizienz von $\eta_{mod} = 3.3 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mA}}$. Bei einem Strom von $1.1 I_{th}$ beträgt im Beispiel die 3dB-Grenzfrequenz 2 GHz. Die Grenzfrequenz steigt mit zunehmendem Strom an und erreicht bei $1.5 I_{th}$ ca. 5.1 GHz.

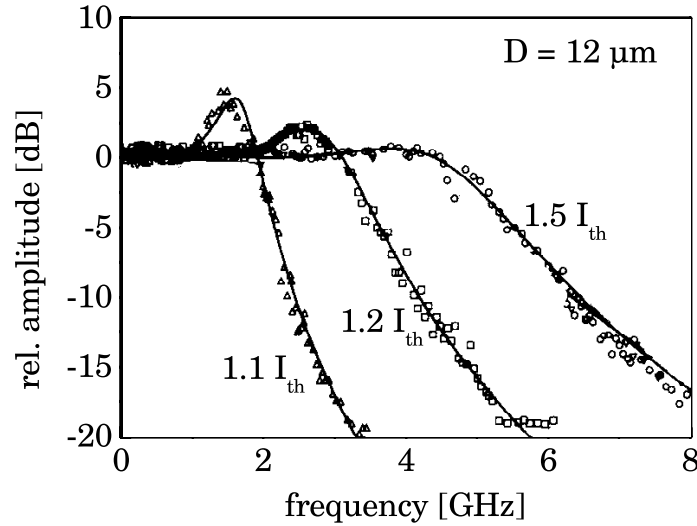


Bild 3.9: Stromabhängiges Kleinsignalverhalten eines mehrmodigen VCSELS mit einem aktiven Durchmesser von $12 \mu\text{m}$ [89].

Für die Datenübertragung ist neben dem Kleinsignalverhalten die Sprungantwort auf einen Eingangsimpuls von Interesse. Bild 3.10 stellt den Einschaltvorgang schematisch dar.

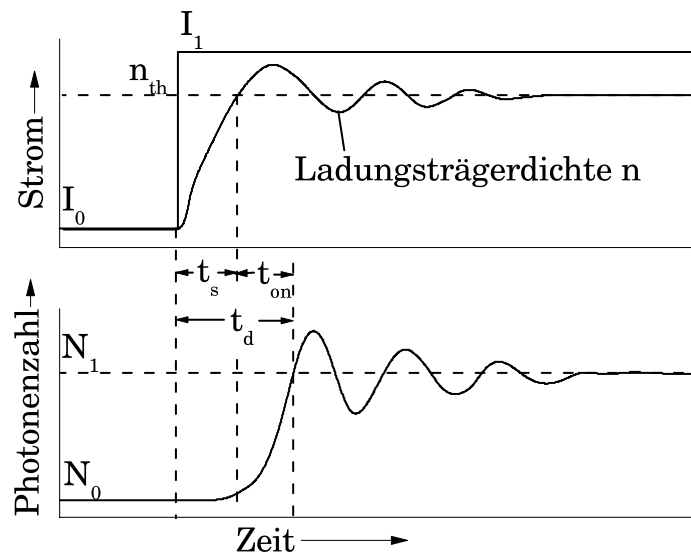


Bild 3.10: Schematische Darstellung des Einschaltvorgangs eines Lasers.

Beim Einschalten des Laserstroms ergibt sich für einen VCSEL nach [90] eine Verzögerungszeit t_s zwischen Einschaltzeitpunkt und Beginn der Laseremission von

$$t_s = \tau_{sp} \ln\left(\frac{I_1 - I_0}{I_1 - I_{th}}\right) \quad (3.19)$$

mit der spontanen Rekombinationslebensdauer $\tau_{sp} \approx 1$ ns, dem Vorstrom $I_0 < I_{th}$ und dem Einschaltstrom I_1 . Je größer der Vorstrom I_0 und je kleiner der Schwellstrom ist, desto kleiner wird die Verzögerungszeit. Bild 3.11 zeigt auf der linken Seite die berechnete Einschaltverzögerung in Abhängigkeit vom Verhältnis zwischen Vorstrom und Schwellstrom I_0/I_{th} und vom Verhältnis zwischen Einschaltstrom und Schwellstrom I_1/I_{th} . Wird kein Vorstrom eingepreßt ($I_0/I_{th} = 0$), so beträgt die Einschaltverzögerung 180 ps bei $I_1/I_{th} = 6$ und bis 700 ps bei $I_1/I_{th} = 2$. Je näher jedoch der Vorstrom an der Schwelle liegt, desto geringer wird die Einschaltverzögerung, z.B. beträgt bei $I_0/I_{th} = 0.5$ die Einschaltverzögerung 400 ps bei $I_1/I_{th} = 2$.

Die Verzögerungszeit t_s in Gleichung (3.19) gibt nur diejenige Zeitspanne an, in der die Ladungsträgerdichte ihren Schwellwert n_{th} zum Einsetzen der Laseremission erreicht. Nach einer weiteren Anstiegszeit t_{on} erreicht die Photonenzahl den Wert N_1 beim Strom I_1 . Nach [91] ergibt sich damit die zusätzliche Verzögerungszeit von

$$t_{on} = \frac{\sqrt{2}}{2\pi f_r} \sqrt{\ln(OOR)} \quad (3.20)$$

wobei das An-Aus-Verhältnis (on-off-ratio, OOR) den Quotienten der beiden optischen Leistungspegel P_1/P_0 angibt. Auf der rechten Seite von Bild 3.11 ist der Verlauf der Einschaltverzögerung t_{on} bei Modulation um einen Vorstrom oberhalb der Laserschwelle dargestellt. Zur Berechnung der Kurven wurden unterschiedliche Resonanzfrequenzen f_r angenommen. Aus dem Diagramm ergibt sich z.B. bei einer Resonanzfrequenz von 2 GHz und einem An-Aus-Verhältnis von 5 eine Verzögerungszeit t_{on} von 50 ps.

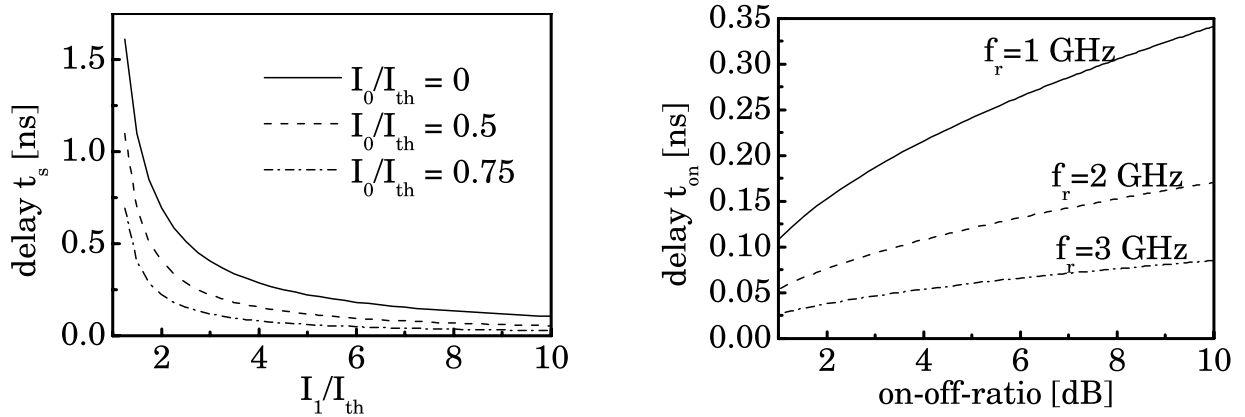


Bild 3.11: Berechnete Einschaltverzögerung bei Modulation mit Vorstrom unterhalb der Laserschwelle in Abhängigkeit vom Einschaltstrom (links) und bei Modulation mit Bias-Vorstrom oberhalb der Laserschwelle in Abhängigkeit von OOR und der Laserresonanzfrequenz f_r (rechts).

Bei Modulation eines VCSELs ohne Vorstrom addieren sich die beiden Verzögerungszeiten t_s und t_{on} und verursachen eine Variation der Pulslänge (pulse width distortion, PWD), da dieser Effekt sich beim Ausschalten des VCSELs nicht ereignet. Jedoch kann abhängig von der Datenrate und der Pulsfolge die Zeit länger als eine Pulsdauer betragen, bis der Laserstrom auf

den Wert I_0 abgefallen ist. Dieser Effekt resultiert in einer von Puls zu Puls unterschiedlichen Lage der steigenden Flanke, was als datenabhängiger Jitter bezeichnet wird.

Um die Variation der Pulslänge zu minimieren, bietet sich die Modulation um einen Vorstrom größer als der Schwellstrom an, um die Verzögerungszeit t_s zu eliminieren. Da sich jedoch der Schwellstrom über der Temperatur verändert, benötigt man hierfür eine Regelung von Vorstrom und Modulationsstrom, was zusätzliche Kosten des Treiber-Schaltkreises verursacht. In Abschnitt 6.3.1 werden Konzepte zur Temperaturkompensation vorgestellt.

Kapitel 4

Optoelektronische Empfangselemente

Zur Wandlung optischer Signale werden in Datenübertragungssystemen bei Wellenlängen im nahen Infrarot hauptsächlich Halbleiterphotodioden aus Si und GaAs verwendet. Im Wesentlichen unterscheidet man bei der Bauform zwischen Photodioden ohne innere Verstärkung, wie z.B. PIN- und Metall-Halbleiter-Metall-Photodioden (metal-semiconductor-metal, MSM), und Lawinen-Photodioden (avalanche photodiode, APD), bei denen eine innere Verstärkung des Photostroms aufgrund des Lawineneffekts erzeugt wird.

4.1 Bauformen und Eigenschaften

Die einfachste Form einer Photodiode besteht aus einem PN-Übergang, welcher in Sperrichtung betrieben wird. Bei der Absorption von Photonen entstehen in der Sperrschicht Elektronen-Loch-Paare, welche durch das angelegte elektrische Feld getrennt werden und zum Photostrom beitragen. Der Anteil generierter Ladungsträger pro einfallendem Photon wird bei Photodioden allgemein über die Quantenausbeute η ausgedrückt. Der mittlere Photostrom $\langle I_{ph} \rangle$ ist proportional zur eingestrahnten Lichtleistung $\langle P_{opt} \rangle$ und beträgt

$$\langle I_{ph} \rangle = \eta \frac{q}{\hbar\omega} \langle P_{opt} \rangle = R_{ph} \langle P_{opt} \rangle \quad (4.1)$$

mit der Photodiodenempfindlichkeit R_{ph} (responsivity), bzw. der Quantenausbeute

$$\eta \approx (1 - e^{-\alpha(\lambda)d}) \quad (4.2)$$

mit der Sperrschichtweite d und der wellenlängenabhängigen Absorptionswahrscheinlichkeit α in der Sperrschicht. Bild 4.1 zeigt den Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit der Wellenlänge für verschiedene Halbleitermaterialien [86]. Im Wellenlängenbereich von 650 nm bis 850 nm eignen sich Photodetektoren aus Silizium, Germanium und den Verbindungshalbleitern InGaAsP und GaAs, wobei die Grenzwellenlänge für letzteres Materialsystem knapp über 850 nm liegt. Photodetektoren aus Silizium sind zurzeit im sichtbaren und nahen infraroten Wellenlängenbereich aufgrund ihres geringen Preises sehr attraktiv. Allerdings weisen

Si-Detektoren im Gegensatz zu Ge- oder InGaAsP-Detektoren einen sehr viel geringen Absorptionskoeffizienten auf. Auf der rechten Achse in Bild 4.1 ist die mittlere Eindringtiefe eines Photons bis zu seiner Absorption dargestellt. Bei einer Wellenlänge von 650 nm beträgt die Eindringtiefe für Si 2 μm , für GaAs 0.3 μm und unter 0.1 μm für Ge, bzw. InGaAsP. Die Eindringtiefe erhöht sich bei 850 nm für die Materialien Si und GaAs auf etwa 12 μm .

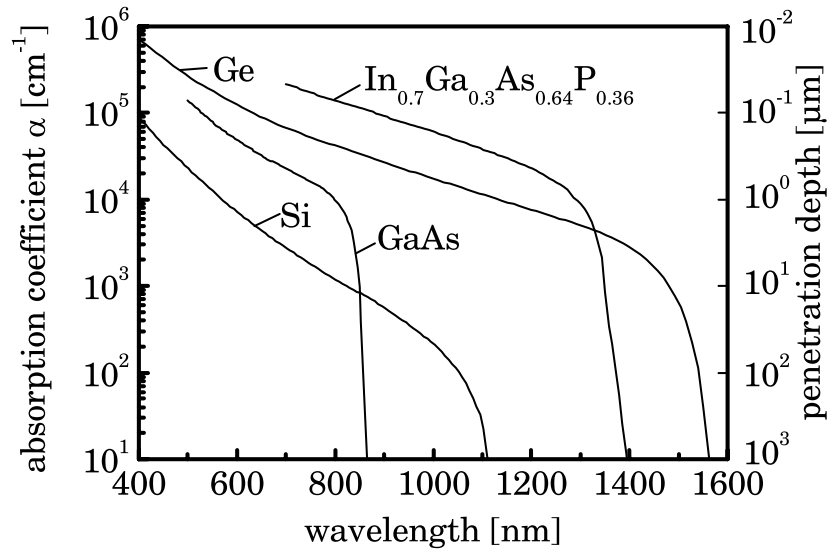


Bild 4.1: Wellenlängenabhängiger Absorptionskoeffizient α und Eindringtiefe α^{-1} verschiedener Halbleitermaterialien.

Der Nachteil von PN-Dioden ist die geringe Empfindlichkeit, da die Dicke der Sperrschicht nicht beliebig vergrößert werden kann, um alle einfallenden Photonen zu absorbieren. Bei der PIN-Photodiode (siehe Bild 4.2) wird durch das Einbringen einer intrinsischen Halbleiterschicht zwischen dem PN-Übergang die Absorptionszone vergrößert und somit die Empfindlichkeit erhöht.

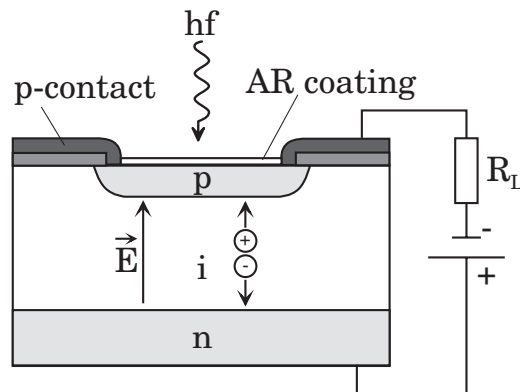


Bild 4.2: Schematischer Aufbau einer PIN-Photodiode.

Mit einer Absorptionszone der Dicke d wird gleichzeitig jedoch die Bandbreite durch die Driftgeschwindigkeit v_d der Ladungsträger verringert

$$B = \frac{0.45v_d}{d} . \quad (4.3)$$

Die mittlere Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger in Halbleitern ist abhängig von deren Beweglichkeit und vom angelegten elektrischen Feld. Darüberhinaus finden im Halbleiterkristall verschiedene Wechselwirkungen zwischen Ladungsträgern und Kristallgitter oder Fremdatomen, sowie Ladungsträger untereinander statt. Mögliche Prozesse, die durch Wechselwirkung zu einer Energie- oder Richtungsänderung der Ladungsträger führen können sind z.B. Wechselwirkung mit akustischen Phononen, Streuung an optischen Phononen, Streuung an neutralen und geladenen Störstellen oder Coulomb-Streuung der Ladungsträger untereinander. Wegen der indirekten Feldabhängigkeit der verschiedenen Streu- und Wechselwirkungsprozesse ist die Abhängigkeit der Ladungsträger-Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke nicht linear. Bild 4.3 zeigt die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger in Si und GaAs in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke [92]. Für GaAs ergibt sich bei einer Feldstärke von $0.3 \text{ V}/\mu\text{m}$ eine maximale Driftgeschwindigkeit von ca. $2 \cdot 10^5 \text{ m/s}$, bei Si steigt die Driftgeschwindigkeit monoton mit zunehmender Feldstärke an. Ab einer Feldstärke von $2 \text{ V}/\mu\text{m}$ wird für beide Halbleiter eine Sättigungsdriftgeschwindigkeit von ca. 10^5 m/s erreicht. Für gewöhnlich entspricht in kommerziell erhältlichen Empfängerschaltungen die Sperrspannung an Photodioden 5 V oder 3.3 V . Bei einer Sperrspannung von 5 V (3.3 V) ergibt sich bei einer Dicke der Absorptionszone von z.B. $5 \mu\text{m}$ eine Driftgeschwindigkeit von $0.7 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ ($0.6 \cdot 10^5 \text{ m/s}$) für Si und $1.1 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ ($1.5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$) für GaAs.

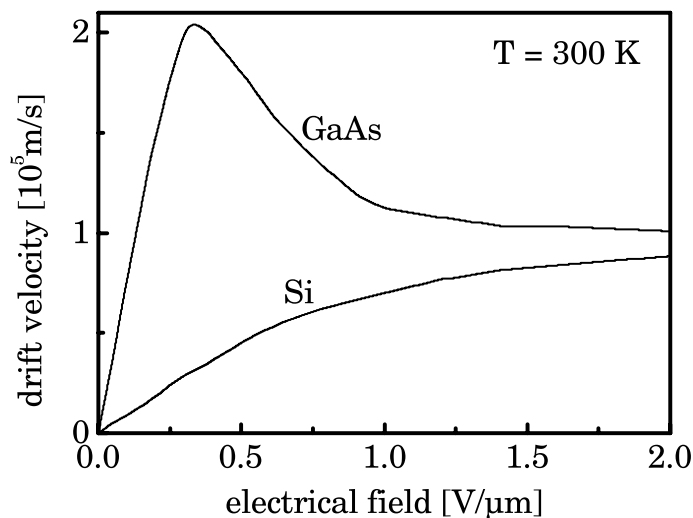


Bild 4.3: Driftgeschwindigkeit von Ladungsträgern in Si und GaAs in Abhängigkeit von der Feldstärke.

Neben der Bandbreitenbegrenzung durch den Ladungsträgertransport wird durch die RC-Zeitkonstante, welche sich aus Lastwiderstand R_L und Diodenkapazität C_D ergibt, die Bandbreite auf $B=1/(2\pi R_L C_D)$ begrenzt. Die optimale Dicke d_{opt} der intrinsischen Schicht ergibt sich aus der Bedingung, dass die Bandbreitenbegrenzung aufgrund Ladungsträgerdrift der Grenzfrequenz durch die RC-Zeitkonstante entspricht. Daraus folgt

$$d_{opt} = \sqrt{0.9\pi\epsilon\epsilon_0 A v_d R_L}, \quad (4.4)$$

mit der Diodenfläche A .

Bild 4.4 zeigt die berechnete optimale Dicke der Absorptionszone einer Si-PIN-Photodiode in Abhängigkeit des aktiven Durchmessers zwischen $200\ \mu\text{m}$ und $1000\ \mu\text{m}$. Zur Berechnung wurde eine Driftgeschwindigkeit von $0.2 \cdot 10^5\ \text{m/s}$, $\epsilon\epsilon_0 = 10^{-10}$ und verschiedene Werte für den Lastwiderstand von $100\ \Omega$, $500\ \Omega$ und $1\ \text{k}\Omega$ angenommen. Je kleiner die aktive Fläche und je kleiner der Lastwiderstand gewählt wird, umso dünner muss auch die Absorptionszone gewählt werden, damit die Bandbreite nicht durch die Driftgeschwindigkeit begrenzt wird. In Abschnitt 4.2 wird gezeigt werden, dass ein geringerer Lastwiderstand jedoch die Detektionsempfindlichkeit durch Rauschen verringert. Bei einer geforderten Bandbreite von z.B. $130\ \text{MHz}$ resultiert bei ein Durchmesser von $1000\ \mu\text{m}$ und einem Lastwiderstand von $1\ \text{k}\Omega$ eine Dicke der Absorptionszone von ca. $65\ \mu\text{m}$. Analog ergibt sich z.B. bei $1\ \text{GHz}$ Bandbreite, einem Durchmesser von $200\ \mu\text{m}$ und einem Lastwiderstand von $500\ \Omega$ eine Dicke der Absorptionszone von ca. $10\ \mu\text{m}$.

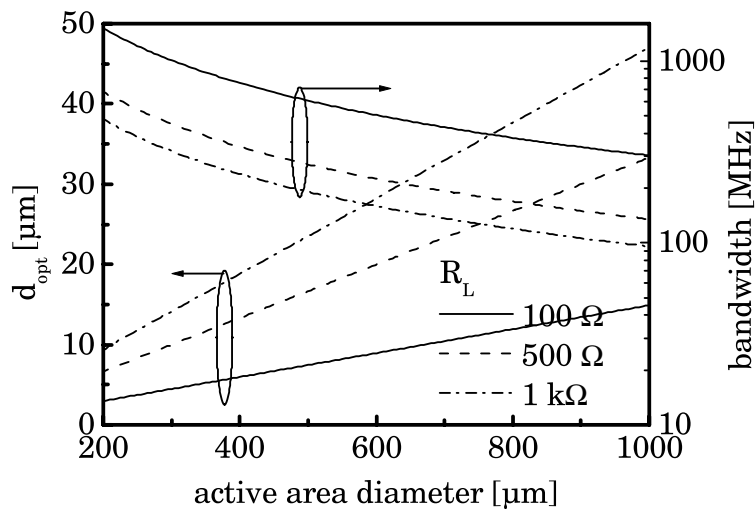


Bild 4.4: Berechnete optimale Dicke der intrinsischen Schicht für eine Si-PIN-Photodiode in Abhängigkeit vom aktiven Durchmesser und vom Lastwiderstand R_L .

Je kleiner die aktive Fläche und je dünner die Absorptionszone gewählt wird, desto höhere Bandbreiten können erreicht werden, allerdings verringert sich gleichzeitig auch die Absorptionswahrscheinlichkeit gemäß Bild 4.1. Bild 4.5 zeigt auf der linken Seite die berechnete Photodiodenempfindlichkeit für Si bei unterschiedlichen Dicken der Absorptionszone zwischen $5\ \mu\text{m}$ und $50\ \mu\text{m}$. Bei einer Wellenlänge von $850\ \text{nm}$ ergibt sich eine große Abhängigkeit der Photodiodenempfindlichkeit von der Dicke der Absorptionszone. Die Empfindlichkeit variiert zwischen $0.23\ \text{A/W}$ bei $5\ \mu\text{m}$ und $0.68\ \text{A/W}$ bei $50\ \mu\text{m}$. Bei einer Wellenlänge von $650\ \text{nm}$ ergibt sich zum Vergleich eine weitaus geringere Variation zwischen $0.47\ \text{A/W}$ bei $5\ \mu\text{m}$ und $0.52\ \text{A/W}$ bei $50\ \mu\text{m}$. Gemäß den Beispielen im vorigen Absatz ergibt sich bei einer Bandbreite von $130\ \text{MHz}$, einer Dicke von $65\ \mu\text{m}$ eine Empfindlichkeit von $0.68\ \text{A/W}$. Bei $1\ \text{GHz}$ Bandbreite verringert sich aufgrund einer kleineren Dicke von $10\ \mu\text{m}$ die Empfindlichkeit auf ca. $0.4\ \text{A/W}$.

Auf der rechten Seite in Bild 4.5 ist die berechnete Photodiodenempfindlichkeit für GaAs dargestellt. Die Empfindlichkeit variiert bei einer Wellenlänge von $850\ \text{nm}$ zwischen $0.24\ \text{A/W}$ bei $5\ \mu\text{m}$ und $0.66\ \text{A/W}$ bei $50\ \mu\text{m}$. Allerdings sinkt die Empfindlichkeit oberhalb $850\ \text{nm}$

stark ab, womit sich GaAs-Photodioden in Kombination mit Lichtquellen bei 850 nm nur mit einer Absorptionszone mit mehr als 50 μm Dicke eignen.

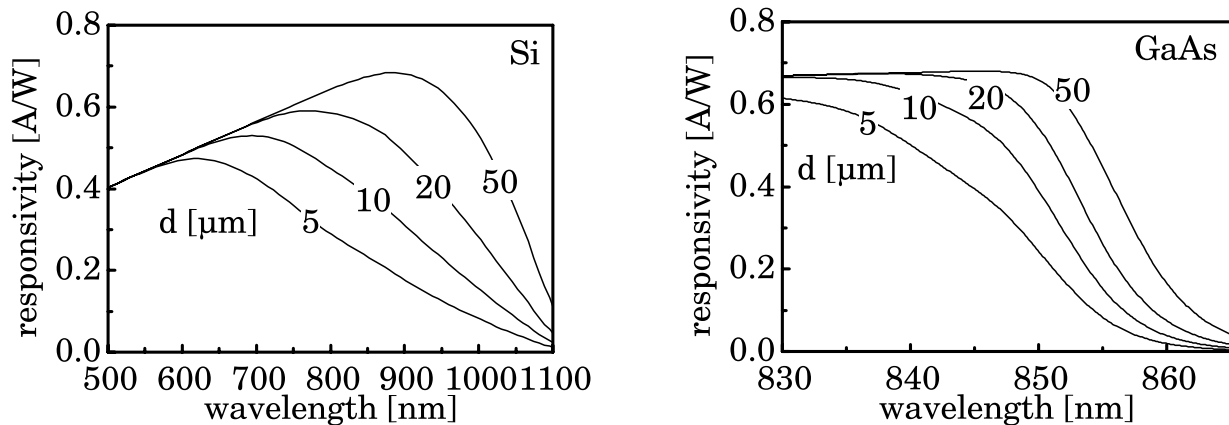


Bild 4.5: Berechnete Photodiodenempfindlichkeit für Si (links) und GaAs (rechts) in Abhängigkeit der Wellenlänge und der Dicke der intrinsischen Schicht.

Der Zusammenhang zwischen Bandbreite, optimaler Dicke der Absorptionszone und Photodiodenempfindlichkeit ist in Bild 4.6 für eine Si-Photodiode zusammenfassend dargestellt. Im Diagramm sind bei einer Wellenlänge von 650 nm und 850 nm die berechnete Photodiodenempfindlichkeit in Abhängigkeit der Bandbreite, bzw. der Schichtdicke dargestellt. Die optimale Schichtdicke ergibt sich unabhängig vom verwendeten Lastwiderstand bei einer bestimmten Bandbreite, wie bereits zuvor in Bild 4.4 dargestellt wurde. Bei einer Bandbreite von ca. 130 MHz beträgt die optimale Dicke der Absorptionszone 65 μm , womit bei beiden Wellenlängen die maximale Photodiodenempfindlichkeit von 0.68 A/W bei 850 nm, bzw. 0.52 A/W bei 650 nm erreicht wird. Wie bereits zuvor beschrieben muss bei steigender Bandbreite die Dicke der Absorptionszone aufgrund der begrenzten Ladungsträgerdriftgeschwindigkeit kleiner werden. Während die Photodiodenempfindlichkeit bei 650 nm bis zu einer Datenrate von 1 GHz relativ konstant bleibt, verringert sich die Empfindlichkeit bei 850 nm auf beinahe den halben Wert von 0.36 A/W bei 1 GHz. Bei einer Bandbreite von 510 MHz erhält man bei beiden Wellenlängen dieselbe Empfindlichkeit von 0.52 A/W. Daraus folgt allgemein, dass bis zu einer Bandbreite von ca. 500 MHz eine höhere Photodiodenempfindlichkeit bei 850 nm erreicht werden kann, als bei 650 nm. Oberhalb 500 MHz ist dagegen die Photodiodenempfindlichkeit bei 650 nm größer. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die Werte für eine für die Berechnung angenommene Driftgeschwindigkeit von $0.2 \cdot 10^5$ m/s berechnet wurden. Bei anderen Werten für die Driftgeschwindigkeit verschiebt sich der Schnittpunkt in Bild 4.6 entsprechend.

Zur Realisierung schneller PIN-Photodioden muss somit der Kompromiss mit einer geringeren Photodiodenempfindlichkeit eingegangen werden. Darüberhinaus ergibt sich bei gleichzeitiger Forderung einer großen aktiven Fläche und einer hohen Bandbreite das Problem der Bandbreitenbegrenzung durch die Photodiodenkapazität. Für hohe Bandbreiten bieten sich als Alternative zu PIN-Photodioden MSM-Dioden an. MSM-Dioden bestehen aus Metall-Halbleiter Schottky-Kontakten, welche durch zwei entgegengesetzt gepolte Elektroden in Form einer

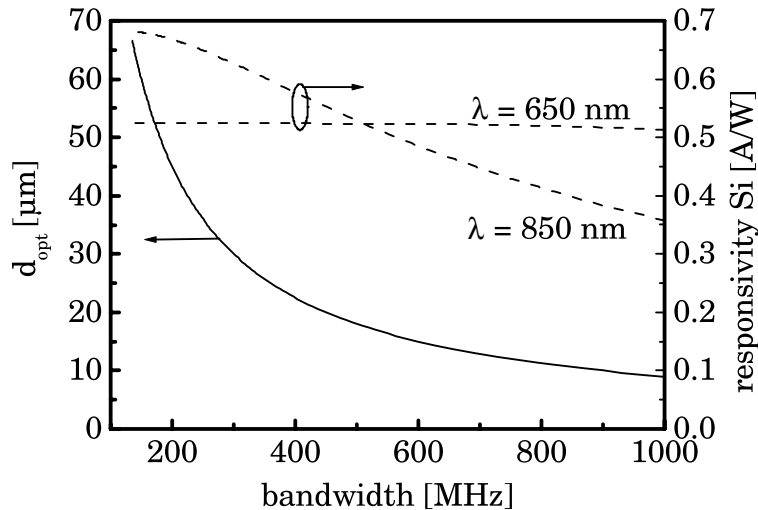


Bild 4.6: Berechnete optimale Schichtdicke d_{opt} und Photodiodenempfindlichkeit für Si in Abhängigkeit der geforderten Bandbreite bei den Wellenlängen 650 nm und 850 nm.

Fingerstruktur auf einem niedrig dotierten n-Halbleiter realisiert werden. Der Aufbau ist schematisch in Bild 4.7 dargestellt.

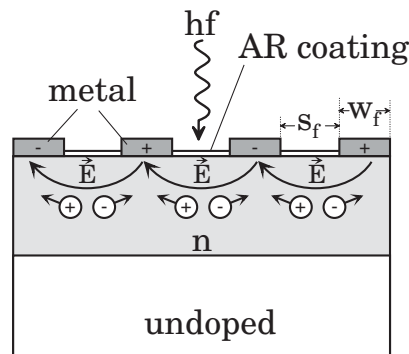


Bild 4.7: Schematischer Aufbau einer MSM-Photodiode.

Wird ein Photon in der Halbleiterschicht absorbiert, wandern die erzeugten Ladungsträger im elektrischen Feld zwischen den Kontakten zu der jeweiligen Elektrode. Während bei der PIN-Photodiode das elektrische Feld bei von oben einfallendem Licht vertikal verläuft, werden die Elektronen-Loch-Paare bei der MSM-Photodiode durch ein laterales Feld zwischen der Fingerstruktur getrennt. Dadurch ergibt sich eine geringere Kapazität von MSM-Dioden, selbst bei großen aktiven Flächen. Durch die Abschattung des Halbleitermaterials durch die Fingerstruktur verringert sich jedoch die Quantenausbeute

$$\eta \approx \frac{s_f}{s_f + w_f} (1 - e^{-\alpha d}) \quad (4.5)$$

mit der Fingerbreite w_f und dem Fingerabstand s_f . Um eine hohe Quantenausbeute zu erreichen, sollte die Fingerbreite klein und der Fingerabstand groß sein. Gleichzeitig fordert

eine ausreichend hohe Feldstärke zur Ladungstrennung einen kleinen Fingerabstand. GaAs-MSM-Dioden erreichen bei >1 GHz Bandbreite eine typische Photodiodenempfindlichkeit von 0.4 A/W bei 850 nm.

Neben PIN- und MSM-Photodioden werden zur weiteren Verbesserung der Photodiodenempfindlichkeit APD-Photodioden eingesetzt. APD-Photodioden nutzen den Effekt der Lawinmultiplikation generierter Ladungsträgerpaare in einem starken elektrischen Feld. Andererseits erzeugt ein hoher Multiplikationsfaktor auch viel Zusatzrauschen. Dadurch wird das Signal-Rausch-Verhältnis erheblich verschlechtert. Besonders kritisch geht dabei das Rauschen der Sperrspannung ein. Der Lawineneffekt setzt erst bei Feldstärken über 1 MV/cm ein, womit bei APD-Photodioden Sperrspannungen von typ. 100 V benötigt werden. Um zusätzliches Rauschen zu vermeiden, ist gleichzeitig eine hohe Stabilität der Vorspannung gefordert, was den Einsatz im Kraftfahrzeug nahezu ausschließt.

4.2 Detektionsempfindlichkeit

Zur Verstärkung des Photostroms werden für Photodioden Transimpedanzverstärker [93] verwendet, welche sich durch eine hohe Bandbreite und geringes Rauschen besonders auszeichnen. Ein Transimpedanzverstärker beruht auf dem Prinzip eines invertierenden Spannungsverstärkers mit dem Rückkoppelwiderstand R_f . Bild 4.8 zeigt ein Blockdiagramm einer Empfangsschaltung mit einem Transimpedanzverstärker. Der Faktor A_V gibt die Leerlaufverstärkung $A_V = -U_{out}/U_{in}$ an, R_T beschreibt den gesamten Eingangswiderstand und beträgt $R_T = R_f/(A_V + 1)$. Die Eingangskapazität C_T setzt sich aus der Diodenkapazität, der Eingangskapazität der Verstärkerstufe und parasitären Kapazitäten zusammen.

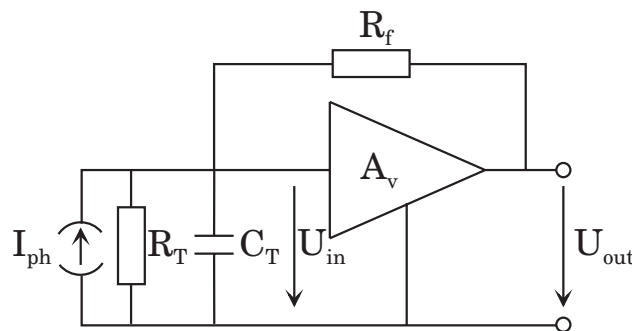


Bild 4.8: Block Diagramm eines Photoempfängers mit Photodiode und Transimpedanzverstärker.

Die Bandbreite des Empfängers ist durch das Tiefpassverhalten der Schaltung begrenzt und beträgt

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi R_T C_T} . \quad (4.6)$$

Die Detektionsempfindlichkeit digitaler Signale wird allgemein beschrieben durch das Signal-Rausch-Verhältnis

$$SNR = \frac{\langle P_{opt} \rangle}{\sqrt{\langle \delta P_{opt}^2 \rangle}} = \frac{\langle I_{ph} \rangle}{\sqrt{\langle \delta I_{ph}^2 \rangle}}, \quad (4.7)$$

wobei $\langle I_{ph} \rangle$ den mittleren Photostrom gemäß Gleichung (4.1) und $\sqrt{\langle \delta I_{ph}^2 \rangle}$ den mittleren Rauschstrom angibt. Der Rauschstrom setzt sich aus Rauschanteilen der Photodiode und des Verstärkers zusammen und beträgt

$$\langle \delta I_{ph}^2 \rangle = \left(2q \langle I_{ph} \rangle + 2qI_D + \frac{4k_B T}{R_T} + \frac{4k_B T}{R_F} + \frac{4k_B T \Gamma \omega^2 C_T^2}{g_m} \right) B. \quad (4.8)$$

Die ersten beiden Terme geben jeweils das Schrotrauschen aufgrund des mittleren Photostroms und des Dunkelstroms I_D an. Der dritte und vierte Term beschreiben das thermische Rauschen des Eingangswiderstands und des Rückkoppelwiderstands. Das Kanalrauschen des Feldeffekttransistors (FET) wird im letzten Term berücksichtigt und ist abhängig von der Frequenz ω und der Eingangskapazität C_T . Die Eingangskapazität setzt sich aus Diodenkapazität, der Eingangskapazität des Verstärkers und parasitären Kapazitäten zusammen. Der Geometriefaktor $\Gamma \approx 1.1$ und die Steilheit $g_m \approx 15$ mS sind charakteristisch für einen bestimmten FET. In der Praxis sind diese Werte für kommerziell erhältliche Transimpedanzverstärker in der Regel unbekannt, stattdessen werden die thermischen Rauschanteile und das Kanalrauschen in Summe $I_{N,TIA}$ angegeben. Typische Werte liegen bei Raumtemperatur, einer Eingangskapazität von $C_T = 1$ pF für einen Verstärker mit der Bandbreite von 100 MHz bei $I_{N,TIA} \approx 20$ nA, bei einem Verstärker mit 1 GHz Bandbreite beträgt $I_{N,TIA}$ ca. 200 nA. Das Rauschen der Verstärkerstufe überwiegt somit das Schrotrauschen der Photodiode.

Das modulierte optische Signal mit dem Signalhub $(P_1 - P_0)$, welcher mit dem An-Aus-Verhältnis OOR und der mittleren optischen Leistung $\langle P_{opt} \rangle$ ausgedrückt werden kann, erzeugt den effektiven Signal-Photostrom

$$\langle I_{ph} \rangle = R_{ph}(P_1 - P_0) = 2 R_{ph} \frac{OOR - 1}{OOR + 1} \langle P_{opt} \rangle = 2 R_{ph} \hat{m} \langle P_{opt} \rangle, \quad (4.9)$$

wobei der Modulationshub \hat{m} eingeführt wurde. Die minimal detektierbare optische Leistung bei einem gegebenen Signal-Rausch-Verhältnis erhält man durch Einsetzen der Gleichungen 4.9 und 4.8 in Gleichung (4.7) und Auflösen nach der mittleren optischen Leistung

$$\langle P_{min} \rangle = 10 \log \left(\frac{SNR \cdot I_{N,TIA}}{2 \cdot R_{ph} \cdot \hat{m}} 1000 \right) \text{ dBm}. \quad (4.10)$$

Mit einem Signal-Rausch-Verhältnis von $SNR = 14$, einer Photodiodenempfindlichkeit R_{ph} von 0.4 A/W bei 850 nm, einem Verstärkerrauschen von 200 nA (1 GHz Bandbreite) und einem An-Aus-Verhältnis von OOR=9 erhält man eine minimal detektierbare Leistung von -23.6 dBm. Bei einem Verstärker geringerer Bandbreite von 100 MHz verkleinert sich das Verstärkerrauschen um etwa den Faktor 10, was eine um 10 dB geringere minimal detektierbare

Leistung erlaubt. Daneben kann bei 100 MHz Bandbreite eine höhere Photodiodenempfindlichkeit bis 0.68 A/W erreicht werden, womit die minimal detektierbare Leistung um weitere 2 dB kleiner ist.

Bei der Kombination mit einem Nachverstärker ist darüberhinaus die Schwellspannung U_{th} der zweiten Verstärkerstufe zu berücksichtigen. Gleichung (4.10) wird mit dem Schwellstrom $I_{th} = U_{th}/R_f$ ergänzt

$$\langle P_{min} \rangle = 10 \log \left(\frac{SNR \cdot I_{N,TIA} + \frac{U_{th}}{R_f}}{2 \cdot R_{ph} \cdot \hat{m}} 1000 \right) \text{ dBm} \quad . \quad (4.11)$$

Zur Charakterisierung einer optischen Übertragungsstrecke wird anstatt des Signal-Rausch-Verhältnisses die Bitfehlerrate bei der detektierten Leistung angegeben. Die Bitfehlerrate kann durch das Signal-Rausch-Verhältnis bzw. den Störabstand Q mit $Q = SNR/2$ beschrieben werden und beträgt

$$BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{SNR}{\sqrt{8}} \right) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \quad . \quad (4.12)$$

Ein Störabstand von $Q = 6$ ($SNR = 12$) entspricht somit einer Bitfehlerrate von 10^{-9} , für $Q = 7$ ($SNR = 14$) erhält man eine Bitfehlerrate von 10^{-12} , letzterer Wert wird für optische Übertragungssysteme meist gefordert. Bild 4.9 zeigt den theoretischen Verlauf und gemessene Werte der Bitfehlerrate in Abhängigkeit der optischen Leistung für eine PIN-Photodiode mit Transimpedanz- und Nachverstärker bei einer Datenrate von 1 GBps und 100 MBps. Zur Messung wurde eine PIN-Photodiode¹ mit einem aktiven Durchmesser von 250 μm und unterschiedliche Verstärkerbausteine für 100 MBps² und 1 GBps³ verwendet. Mit einer Photodiodenempfindlichkeit von 0.36 A/W der untersuchten PIN-Photodiode beträgt bei einer Bitfehlerrate von 10^{-12} die Empfängerempfindlichkeit -22.4 dBm bei 1 GBps und -32.9 dBm bei 100 MBps. Gleiche Ergebnisse konnten mit einer 220 μm Durchmesser MSM-Diode⁴ mit einer Photodiodenempfindlichkeit von 0.36 A/W erreicht werden.

Die bisherigen Betrachtungen zur Empfängerempfindlichkeit gelten bei Raumtemperatur. Bei erhöhter Umgebungstemperatur resultiert gemäß Gleichung (4.8) ein höherer thermischer Rauschanteil und eine geringere Empfindlichkeit. Bei Erhöhung der Temperatur auf z.B. 125 °C ergibt sich eine 0.6 dB schlechtere Empfindlichkeit gegenüber Raumtemperatur.

Bild 4.10 zeigt auf der linken Seite eine PIN-Photodiode mit einem aktiven Durchmesser von 250 μm und einen Transimpedanzverstärker, welche auf einem gemeinsamen Sockel montiert und über Bonddrähte verbunden sind. Diese Aufbautechnik bietet sich an, um parasitäre Kapazitäten am Verstärkereingang zu minimieren und eine hohe Empfindlichkeit zu erreichen.

¹OSI Fibercomm FCI-125G-010HR

²Transimpedanz: Mindspeed MC2007-3, Nachverstärker: Mindspeed MC2045-2Y

³Transimpedanz: Philips TZA3043, Nachverstärker: Maxim MAX3264

⁴Gigapass GS852422-D

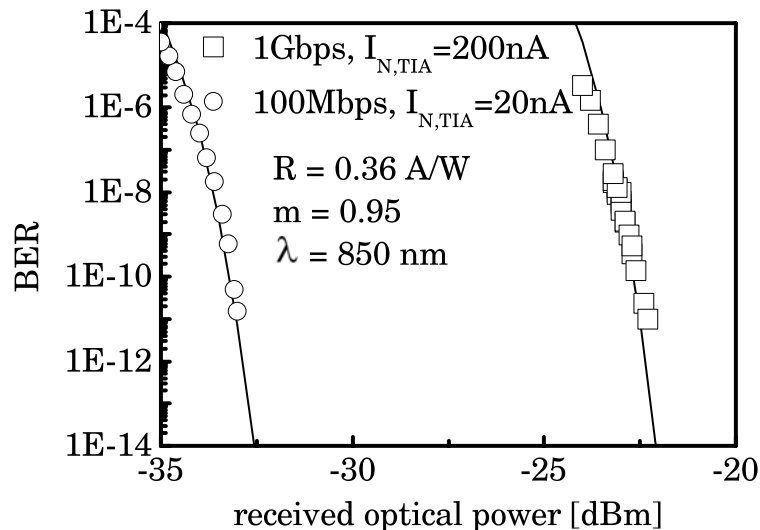


Bild 4.9: Berechnete (Linie) und gemessene (Punkte) Bitfehlerrate in Abhängigkeit der mittleren empfangenen optischen Leistung für Empfängerschaltungen mit Si PIN-Diode und Vor- und Nachverstärker (siehe Seite 35) der Bandbreite 1 GBps und 100 MBps.

Um die Eingangskapazität weiter zu verringern, ist die Herstellung von monolithisch integrierten Photodioden mit schnellen Vorverstärkern (optoelectronic integrated circuit, OEIC) möglich [94]. Bild 4.10 zeigt auf der rechten Seite einen monolithisch integrierten Empfänger mit einer MSM-Diode mit $300 \mu\text{m}$ Durchmesser. Der dargestellte Photoempfänger ist für eine Datenrate von 2.5 GBps ausgelegt und erreicht mit einer Photodiodenempfindlichkeit von 0.32 A/W eine Detektionsempfindlichkeit von -15 dBm . Technologisch bieten besonders MSM-Dioden den Vorteil, dass deren Herstellungsprozess mit üblichen MOS-Verfahren vergleichbar ist. Allerdings ist es in OEIC schwierig, die Eigenschaften sowohl der Photodiode als auch der Verstärkerstufe gleichzeitig zu optimieren. Aus diesem Grund eignen sich derartige Konzepte erst bei Datenraten oberhalb 1 GBps, wo der Wunsch nach Verringerung parasitärer Kapazitäten im Vordergrund steht.

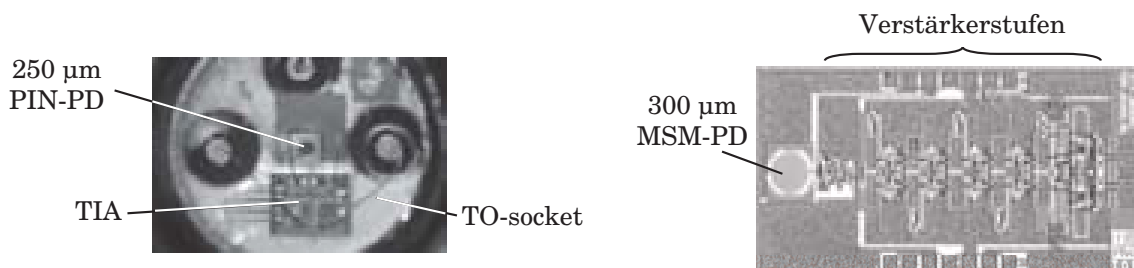


Bild 4.10: Hybride Aufbautechnik einer PIN-Photodiode mit TIA (links) und monolithisch integrierte MSM-Diode [94] (rechts).

Kapitel 5

Glasfasern mit Polymermantel

Glasfasern mit optischem Polymermantel (polymer cladded silica, PCS) bestehen aus einem Faserkern aus reinem Quarzglas, umgeben von einem dünnen Polymermantel zur Lichtführung. PCS-Fasern werden mit Kerndurchmessern von $100\ \mu\text{m}$ bis $1500\ \mu\text{m}$ und einer numerischen Apertur bis 0.48 auf dem Markt für unterschiedlichste Anwendungen eingesetzt [95], [96]. Für Fahrzeugnetze ist ein Kerndurchmesser von $200\ \mu\text{m}$ und eine numerische Apertur von 0.37 ein guter Kompromiss, um eine geringe Biegeempfindlichkeit und gleichzeitig ausreichend hohe Koppeltoleranzen zu erreichen. Im Vergleich zu Polymerfasern besitzen PCS-Fasern viel geringere Verluste, sind einsetzbar bis zu einer Temperatur von $125\ \text{°C}$ und sind mechanisch und chemisch beständiger. Die Zugfestigkeit von $200\ \mu\text{m}$ PCS-Fasern ist in etwa 10 mal höher als bei Polymerfasern und der erlaubte Mindestbiegeradius ist um mindestens den Faktor drei geringer.

Bild 5.1 zeigt die spektrale Dämpfung einer PCS-Faser. Im Wellenlängenbereich von 530 nm bis 1100 nm ist die Dämpfung kleiner als 20 dB/km und somit ca. eine Größenordnung geringer als das Dämpfungsminimum einer POF bei 650 nm von 140 dB/km. Der typische Verlust von ca. 0.006 dB/m bei 850 nm ermöglicht den Einsatz von GaAs VCSEL als Sender.

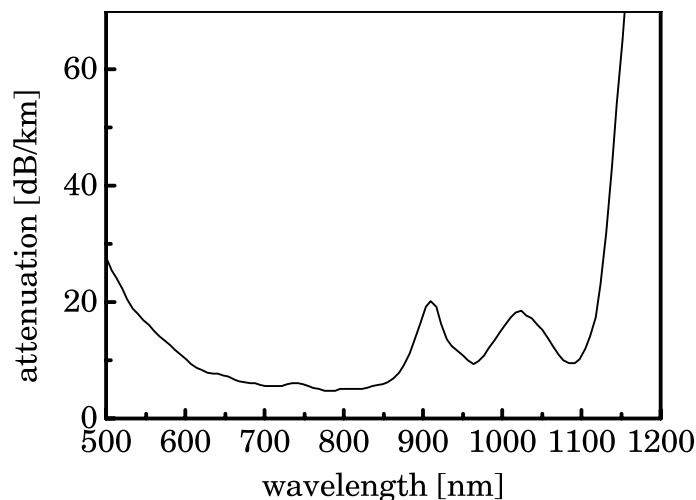


Bild 5.1: Spektrale Dämpfung einer PCS-Faser [95].

Die Koppel­effizienz zwischen VCSEL und PCS-Faser ist aufgrund des vergleichsweise kleinen Durchmessers (typ. 10 μm bis 20 μm) und der geringen Divergenz (typ. 10 $^\circ$ bis 15 $^\circ$ FWHM) eines VCSELS sehr hoch. Wird eine PCS-Faser direkt an die Lichtaustrittsöffnung eines VCSELS angekoppelt (Stirnflächenkopplung, butt-coupling), können Koppel­effizienzen von über 80 % erreicht werden. Dabei wird jedoch der Faserquerschnitt und auch die Leistung innerhalb der numerischen Apertur nicht homogen angeregt. Die Lichtverteilung in der Faser ist stark abhängig von der Abstrahlcharakteristik des Senders und von der Art der Kopplung. Um Vorhersagen über den Einfluss verschiedener Anre­gungsbedingungen z.B. auf die Koppel­effizienz bei Faser-Faser-Kopplung, die Bandbreite oder die Biegedämpfung zu treffen, wird in den folgenden Abschnitten auf die Modenanregung in 200 μm PCS-Fasern eingegangen.

5.1 Modenanregung in PCS-Fasern

Anschaulich versteht man unter der Modenanregung die Intensitätsverteilung in einer optischen Faser. Dabei wird zwischen der Nahfeldanregung (Intensitätsverteilung über dem Wellenleiterquerschnitt) und der Fernfeldanregung (Intensitätsverteilung in Abhängigkeit des Ausbreitungswinkels) unterschieden. In den folgenden Abschnitten wird die Modenanregung zunächst wellentheoretisch beschrieben und die Ergebnisse mit strahlenoptischen Betrachtungen und Messungen verglichen.

5.1.1 Wellentheoretische Beschreibung

Die Herleitung der Feldverteilung in einem zylinderförmigen Wellenleiter mit Stufenindexprofil ergibt sich aus den Maxwell'schen Gleichungen in Zylinderkoordinaten. In einem dielektrischen Wellenleiter werden eine endliche Anzahl Moden im Kern geführt. Die exakte Beschreibung der Feldverteilung in optischen Fasern ist komplex und kann für den Fall einer kleinen Brechzahldifferenz zwischen Kern und Mantelmaterial, mit der Bedingung $n_1 - n_2 \ll 1$, vereinfacht werden [97]. Unter dieser Annahme müssen die Maxwell'schen Gleichungen nicht in ihrer vektoriellen Form gelöst werden und die Feldverteilung folgt aus den wesentlich einfacheren skalaren Wellengleichungen als Näherungslösung (weak guide approximation). Die Näherung besteht darin, dass Polarisations­effekte in der Faser vernachlässigt werden. Das elektrische Feld \vec{E} im Kern- und Mantelbereich muss die Helmholtzgleichung

$$\Delta \vec{E} + k^2 n_i^2 \vec{E} = 0 \quad (5.1)$$

mit den Brechzahlen n_i im Kern- ($i = 1$) und Mantelbereich ($i = 2$), der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ und der transversale Feldstärkekomponente $\vec{E} = E(r, \varphi, z)$ erfüllen. Alle Feldstärkekomponenten haben den gemeinsamen Phasenfaktor $\exp\{i(\omega t - \beta z)\}$ mit der Ausbreitungskonstante β . Der Phasenfaktor beschreibt eine sich in axialer Richtung ausbreitende Welle und wird in der weiteren Betrachtung der Einfachheit halber vernachlässigt. Für die r - und φ -Abhängigkeit führt der Produktansatz

$$E(r, \varphi) = R(r) \cdot \Phi(\varphi) \quad (5.2)$$

zu den Differentialgleichungen

$$\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} + m^2\Phi(\varphi) = 0 \quad (5.3)$$

und

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + (k_{ri}^2 - \frac{m^2}{r^2})R(r) = 0 \quad (5.4)$$

mit der radialen Wellenzahl $k_{ri}^2 = n_i^2 k^2 - \beta^2$ und dem Faktor m mit ganzzahligem Wert. Die Lösungen der harmonischen Differentialgleichung (5.3) und der Besselschen Differentialgleichung (5.4) ergeben die transversale Feldstärkekomponenten

$$E(r, \varphi) = E_{0m} \cos(m\varphi) \cdot \begin{cases} J_m(\frac{\bar{u}r}{a}) & \text{für } r \leq a \\ K_m(\frac{\bar{w}r}{a}) & \text{für } r > a \end{cases} \quad (5.5)$$

mit den Besselfunktionen J_m , den modifizierten Hankelfunktionen K_m und der Feldstärkeamplitude E_{0m} der jeweiligen Ordnung m . Die Kosinusfunktion der azimuthalen Feldstärkekomponente kann zur vollständigen Beschreibung mit der Sinusfunktion ergänzt werden. Zusätzlich gibt es noch jeweils zwei Polarisationsrichtungen der transversalen Felder. Die Feldstärkeamplitude E_{0m} ergibt sich durch Integration der Leistung P in jeder Mode. Für alle Moden erhält man damit

$$E_{0m} = \sqrt{\frac{8\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}\beta^2 P}{e_m \pi a^2 (n_1 + n_2)(n_1^2 - n_2^2) k^2 |J_{m-1}(\bar{u}) J_{m+1}(\bar{u})|}} \quad (5.6)$$

mit

$$e_m = \begin{cases} 2 & \text{für } m = 0 \\ 1 & \text{für } m \neq 0 \end{cases} \quad (5.7)$$

Die normierten radialen Ausbreitungskonstanten \bar{u} und \bar{w} lauten

$$\bar{u} = k_{r1} a = a \sqrt{n_1^2 k^2 - \beta^2} \quad (5.8)$$

im Kernbereich und

$$\bar{w} = ik_{r2} a = a \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k^2} \quad (5.9)$$

im Mantelbereich. Zur Bestimmung der ausbreitungsfähigen Moden werden Wertepaare von \bar{u} und \bar{w} mit der charakteristischen Gleichung gesucht. Die charakteristische Gleichung oder Eigenwertgleichung ergibt sich dabei aus der Stetigkeitsbedingung der Felder und deren radialen Ableitungen an der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel

$$\frac{\bar{u}J_{m+1}(\bar{u})}{J_m(\bar{u})} = \frac{\bar{w}K_{m+1}(\bar{w})}{K_m(\bar{w})} \quad (5.10)$$

Mit dem normierten Frequenzparameter oder Faserparameter

$$V = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{w}^2} = ka\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (5.11)$$

können die Lösungen \bar{u} und \bar{w} für eine Faser eindeutig bestimmt werden. Grafisch erhält man die Lösungen aus dem Modendiagramm einer Stufenindexfaser in der $\bar{u} - \bar{w} -$ Ebene. In Bild 5.2 sind die ersten Moden einer Stufenindexfaser und beispielhaft die Frequenzparameter $V = 2$ und $V = 6$ dargestellt. Für einen Frequenzparameter von $V = 2$ erhält man einen Schnittpunkt, bei $V = 6$ erhält man insgesamt sechs Lösungen. Man bezeichnet die einzelnen Lösungen als $LP_{m\nu}$ -Moden (LP, linearly polarized). Der Index m kennzeichnet die azimutale Feldkomponente und gibt die halbe Zahl der Intensitätsmaxima an. Der Index ν beschreibt die radiale Feldkomponente und gibt die Zahl der Intensitätsmaxima innerhalb des Faserkerns an.

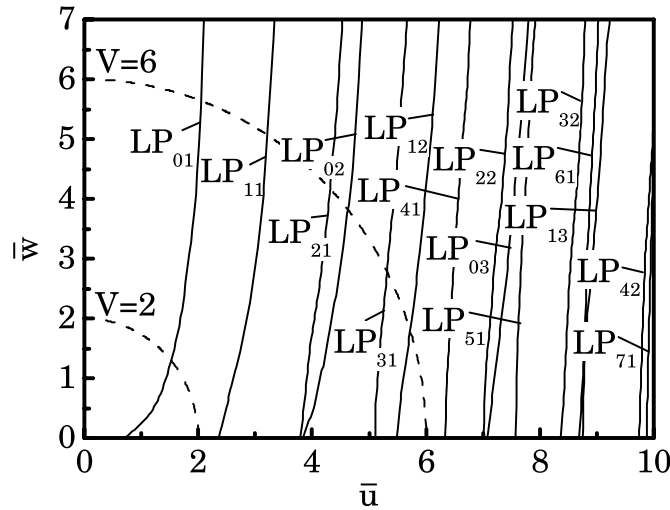


Bild 5.2: Modendiagramm der Stufenindexfaser in der $\bar{u} - \bar{w}$ -Ebene.

Die Gesamtanzahl Z aller Moden in einer Stufenindexfaser kann nach [79] mit

$$Z = \frac{1}{2}V^2 \quad (5.12)$$

berechnet werden. Für eine PCS-Faser mit 200 μm Durchmesser, den Brechzahlen $n_1 = 1.453$ und $n_2 = 1.405$ ergibt sich bei der Wellenlänge von 850 nm ein Frequenzparameter von

$V = 274$ und nach Gleichung (5.12) eine Gesamtmodenanzahl von 37480. Dabei muss berücksichtigt werden, dass jede LP-Mode streng genommen vier (ausgenommen die $LP_{0\nu}$ -Moden nur zwei) Entartungen aufweist, welche sich durch zwei Polarisationsrichtungen und zwei Feldverlaufscharakteristika (transversal elektrisch, bzw. transversal magnetisch) ergeben.

5.1.2 Berechnung der Feldverteilung

Zur Berechnung der Feldverteilung wurde zunächst die charakteristische Gleichung (5.10) mit Hilfe eines Mathematik-Programms ¹ ausgewertet. Für eine PCS-Faser mit 200 μm Durchmesser und den Brechzahlen $n_1 = 1.453$ und $n_2 = 1.405$ erhält man bei einer Wellenlänge von 850 nm nach Auswerten der charakteristischen Gleichung 9429 LP-Moden als Lösungen. Mit den Wertepaaren \bar{u} und \bar{w} lässt sich mit den Gleichungen (5.5) und (5.6) für jede Mode der Feldverlauf angeben.

Bild 5.3 zeigt die berechnete Intensitätsverteilung (Intensität $S \sim E^2$) einiger Moden mit der Ordnung $m = 0$. Für eine PCS-Faser mit dem Kernradius von 100 μm und der NA von 0.37 gibt es insgesamt 87 Lösungen bei $m = 0$. Mit zunehmender radialer Ordnung zentriert sich die Intensitätsverteilung auf die Faserachse, dabei steigt das Intensitätsmaximum der LP_{087} Mode auf das Hundertfache der LP_{01} Mode an. Gleichzeitig ist in Bild 5.3 zu erkennen, dass im Mantel (für $r > 100\mu\text{m}$) bei zunehmender Ordnung mehr Leistung geführt wird. Anschaulich entsprechen Moden höherer Ordnung im Strahlenmodell den Lichtwellen, welche einen hohen Winkel zur Faserachse aufweisen. Der Einkoppelwinkel θ eines Lichtstrahls kann nach [97] mit der normierten radialen Ausbreitungskonstante \bar{u} durch

$$\sin \theta = \frac{\bar{u}}{ak} = \sqrt{n_1^2 - \frac{\beta^2}{k^2}} \quad (5.13)$$

ausgedrückt werden. Moden großer Ordnung besitzen hohe Werte von \bar{u} , entsprechend einem großen Anregungswinkel.

In Bild 5.4 sind auf der linken Seite Moden unterschiedlicher azimuthaler Ordnung m und radialer Ordnung ν dargestellt. Als Beispiele sind jeweils die Moden mit der maximalen radialen Ordnung ν , welche sich bei einer bestimmten Ordnung m ergeben, dargestellt. Für große Werte von m verschiebt sich die Intensitätsverteilung zunehmend an den Randbereich des Faserkerns. Bei der azimuthalen Ordnung $m = 262$ ergibt sich nur noch eine Lösung ($\nu_{max} = 1$) und die Leistung konzentriert sich am Rand der Faser. Bild 5.4 stellt auf der rechten Seite Moden geringer radialer Ordnung ν dar. Moden mit geringer radialer Ordnung verteilen sich für kleine Werte von m relativ homogen über den gesamten Querschnitt, mit steigender azimuthaler Ordnung m verschiebt sich aber auch hier die Intensität an den Randbereich des Kerns.

¹Mathematica 4.0, Wolfram Research

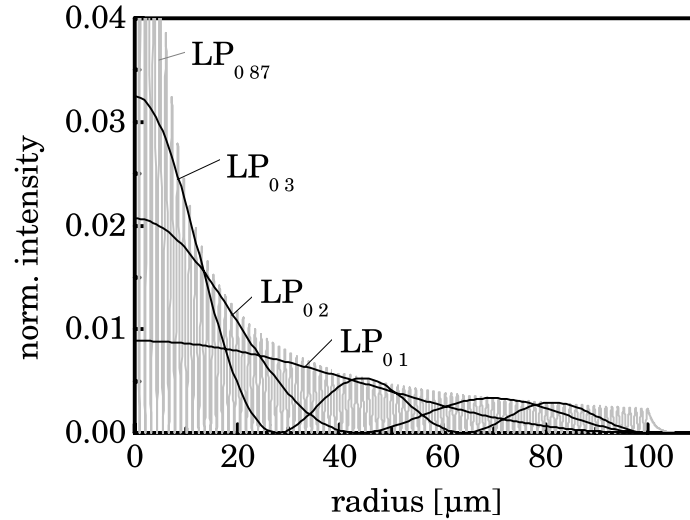


Bild 5.3: Intensitätsverteilung unterschiedlicher Moden mit der Ordnung $m = 0$. Alle Verteilungen sind auf das Intensitätsmaximum $I_0 = 1$ der $LP_{0,87}$ Mode normiert.

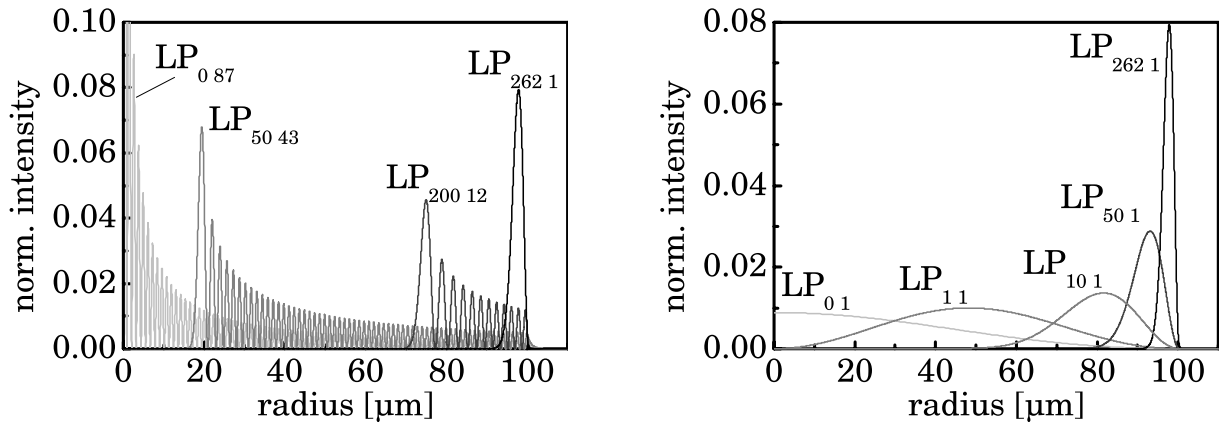


Bild 5.4: Intensitätsverteilung von Moden mit hoher radialer Ordnung $\nu = \nu_{max}$ (links) und kleiner radialer Ordnung $\nu = 1$ (rechts) und unterschiedlicher azimuthaler Ordnung. Die Verläufe sind an der Stelle $\varphi = 0$ berechnet worden.

Wird eine PCS-Faser an eine Strahlungsquelle angekoppelt, wird die Modenanregung in der Faser bestimmt von deren Strahldurchmesser und vom Versatz zwischen Faserachse und Quelle. Mit der Auswertung des Überlappintegrals [98], [99]

$$\eta_{(lp \rightarrow m\nu)} = \frac{|\int_0^{2\pi} \int_0^\infty E_{lp}(r, \varphi) \tilde{E}_{m\nu}^*(r, \varphi) r dr d\varphi|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E_{lp}(r, \varphi)|^2 r dr d\varphi \int_0^{2\pi} \int_0^\infty |\tilde{E}_{m\nu}(r, \varphi)|^2 r dr d\varphi} \quad (5.14)$$

lässt sich die Koppelleffizienz zwischen jeder Mode einer Quelle E_{lp} und jeder Fasermode $\tilde{E}_{m\nu}$ berechnen. Das Symbol „ \sim “ wurde hier als Kennzeichnung des Feldverlaufs in der Faser eingeführt. Im folgenden Text werden demgemäß die Moden in der Faser mit $\tilde{LP}_{m\nu}$ und die Moden der Strahlquelle, wie bisher, mit LP_{lp} bezeichnet. Die Modenanregung in einer Faser kann bestimmt werden, indem der Überlapp zwischen allen Quellen- und Fasermode

berechnet und die Intensitäten jeder Fasermode gewichtet aufsummiert werden. Bei Anregung mit einer Quellenmode LP_{lp} ergibt sich eine Intensitätsverteilung in der Faser

$$\tilde{I}_{ges,lp}(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{m_{max}} \sum_{\nu=1}^{\nu_{max}} \eta_{(lp \rightarrow m\nu)} \tilde{I}_{m\nu}(r, \varphi) \quad (5.15)$$

Für die oben beschriebene PCS-Faser muss zur Berechnung der Intensitätsverteilung der Überlapp zu 9429 Fasermode berechnet werden. Die Auswertung des Überlapps ist besonders einfach, wenn sowohl Strahlungsquelle als auch Faser ein zirkulärsymmetrisches Indexprofil aufweisen und kein Versatz zwischen Quelle und Faserachse besteht. In diesem Fall verschwindet der Überlapp zwischen Moden unterschiedlicher azimuthaler Ordnung. Im Beispiel der PCS-Faser ist somit der Überlapp einer Quellen-Mode zu nur noch höchstens 87 Moden zu betrachten.

Zur Berechnung der Koppeleffizienz zwischen Laser und Faser werden für den Laser Laguerre-Gauß-Moden, gemäß Abschnitt 3.3 angenommen. Die Abstrahlcharakteristik wird mit Hilfe des Fleckradius ω_0 und der Brechzahldifferenz, bzw. der numerischen Apertur NA_L des parabolischen Brechzahlprofils angegeben. Tabelle 5.1 zeigt verschiedene Strahlparameter, welche für die Berechnungen benutzt wurden.

Tabelle 5.1: *Strahlparameter zur Berechnung der Modenanregung.*

Fleckradius ω_0	Num. Apertur NA_L	Radius VCSEL a	Moden LP_{lp}
2 μm	0.15	2 μm	01
3 μm	0.15	5 μm	01, 11
4 μm	0.15	9 μm	01, 02, 11, 12, 21, 31

Bild 5.5 zeigt auf der linken Seite die berechnete modale Koppeleffizienz der LP_{01} -Mode eines Lasers mit unterschiedlichen Fleckradien ω_0 . Zur besseren Übersicht sind die berechneten Punkte mit Linien verbunden. Aufgrund des sehr kleinen Fleckradius, verglichen zum Radius der Faser von 100 μm , ist die Koppeleffizienz zur Grundmode der Faser sehr gering. Die Koppeleffizienz ist maximal bei der Ordnung $\nu = 16$ für einen Fleckradius von 2 μm , bei der Ordnung $\nu = 11$ für einen Fleckradius von 3 μm und bei $\nu = 8$ für einen Fleckradius von 4 μm . Je geringer der Fleckradius ist, desto höhere Moden werden in der Faser angeregt. Auf der rechten Seite in Bild 5.5 sind die dazugehörigen berechneten Nahfeldverteilungen in der Faser dargestellt. Zur besseren Unterscheidung der Kurven ist der Faserradius nur bis 50 μm dargestellt. Das Nahfeld konzentriert sich stark auf die Faserachse und zeigt ein schmales Maximum entsprechend dem jeweiligen Fleckradius der anregenden Quelle.

Durch einen axialen Versatz dz zwischen Strahlquelle und Faser weitet sich der Fleckradius $\omega(z)$ gemäß Gleichung (3.7) auf. Dadurch wird der Faserquerschnitt zunehmend vollständig angeregt, bis die Faserstirnfläche überstrahlt wird und Koppelverluste entstehen. Bild 5.6 zeigt auf der linken Seite die totale Koppeleffizienz einiger Moden für unterschiedliche Fleckradien. Je geringer der Fleckradius ist, umso größer ist die Divergenz der LP_{01} -Mode. Bei einem Fleckradius von 2 μm übersteigt bei $dz = 500 \mu\text{m}$ der Fleck- den Faserradius, bei $\omega_0 = 4 \mu\text{m}$

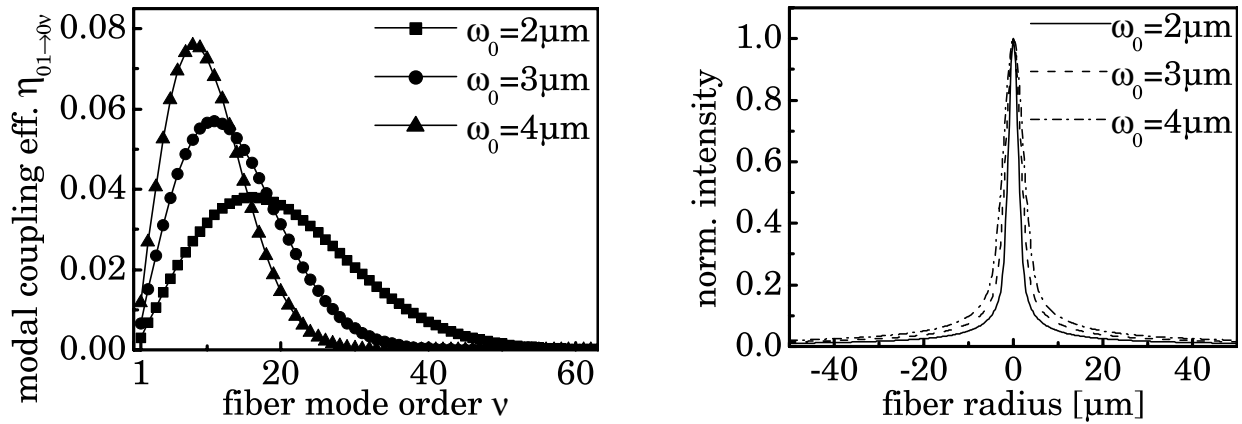


Bild 5.5: Modale Koppeffizienz der LP_{01} -Mode in Abhängigkeit des Fleckradius ω_0 (links). Berechnetes Nahfeld in der Faser bei zentraler Anregung mit der LP_{01} -Mode in Abhängigkeit vom Fleckradius (rechts).

koppelt bis zu einem Abstand dz von ca. 1 mm die Leistung vollständig über. Höhere Moden, wie z.B. die LP_{31} -Mode bei $\omega_0 = 4\mu\text{m}$ divergieren stärker und werden somit schon bei geringeren Abständen nicht vollständig übergekoppelt. Auf der rechten Seite von Bild 5.6 ist die modale Koppeffizienz der LP_{01} -Mode in Abhängigkeit vom Abstand dz zwischen Strahlquelle und Faser dargestellt. Bei $dz = 0$ werden Fasermoden bis zur Ordnung $\nu = 25$ angeregt, bei zunehmendem Abstand wird immer mehr Leistung in Moden geringerer radialer Ordnung gekoppelt, bis im Beispiel bei ca. 1 mm Abstand Leistung nur in die Grundmode der Faser übergekoppelt wird.

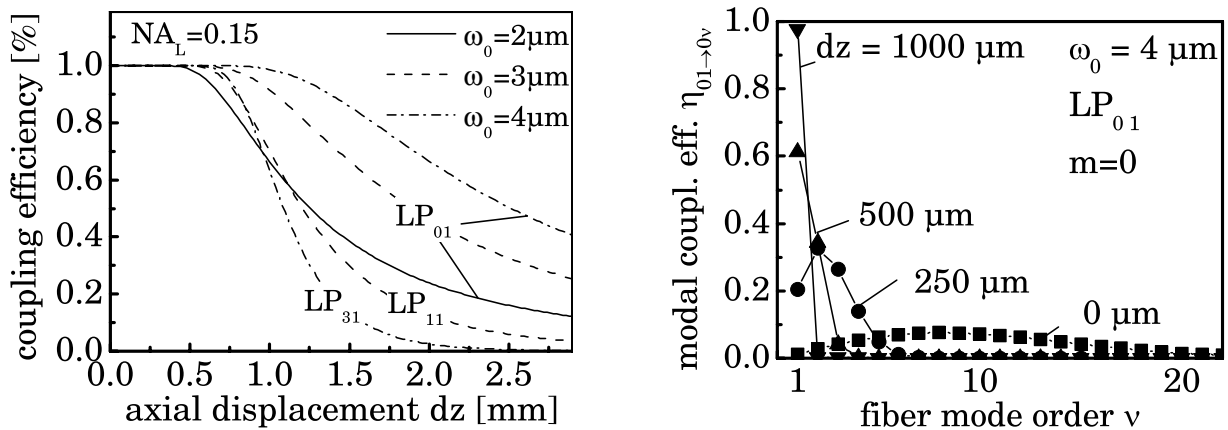


Bild 5.6: Gesamte Koppeffizienz einzelner Moden in Abhängigkeit vom Abstand zwischen VCSEL und Faser (links). Modale Koppeffizienz der LP_{01} -Mode in Abhängigkeit vom Abstand zwischen VCSEL und Faser (rechts).

Die Nahfeldverteilungen in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Strahlquelle und Faser sind in Bild 5.7 dargestellt. Auf der linken Seite ist für eine Strahlquelle mit $\omega_0 = 4\mu\text{m}$ der Überlapp der LP_{01} -Mode und auf der rechten Seite der Überlapp mit sechs Quellmoden, wie in Tabelle 5.1 angegeben, berechnet worden. Je größer der Abstand zwischen Quelle und Faser

ist, desto homogener wird die Faser über den Querschnitt ausgeleuchtet. Bei Berücksichtigung aller Moden wird das Intensitätsmaximum auf der Faserachse breiter und im Maximum ist die ringförmige Verteilung höherer Quellmoden im Ansatz zu erkennen.

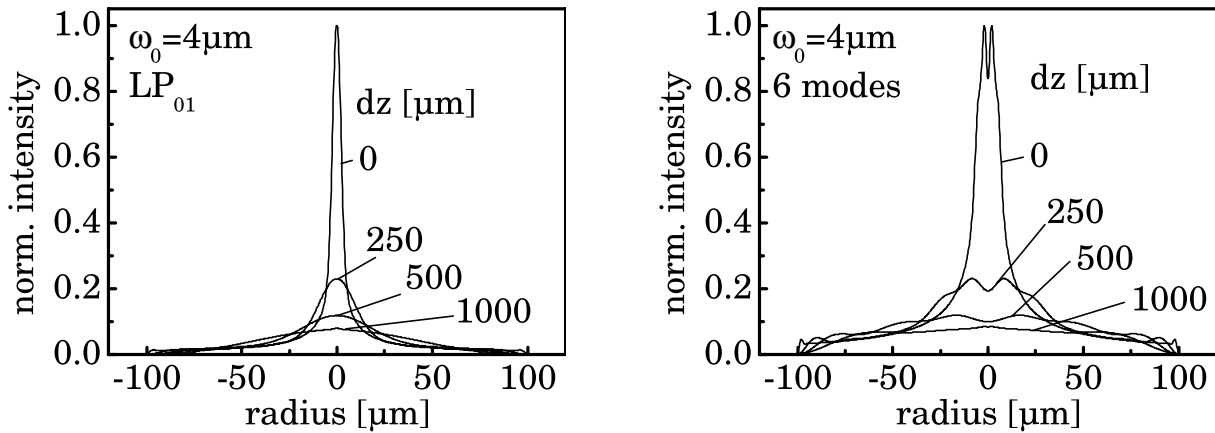


Bild 5.7: Berechnetes Nahfeld in der Faser bei zentraler Anregung mit der LP_{01} -Mode in Abhängigkeit vom VCSEL-Faser-Abstand (links). Berechnetes Nahfeld in der Faser bei zentraler Anregung mit sechs Quellmoden in Abhängigkeit vom VCSEL-Faser-Abstand (rechts).

Wird die Strahlungsquelle versetzt zur Faserachse eingekoppelt, ergibt sich auch für Moden unterschiedlicher azimuthaler Ordnung ein Überlapp. Entgegen der Berechnungen bei zentraler Einkopplung muss somit der Überlapp zu allen Fasermode berücksichtigt werden. Bild 5.8 zeigt links die berechnete Nahfeldverteilung in Abhängigkeit eines lateralen Versatzes dx an der Einkoppelstelle. Da die Intensitätsverteilung jeder einzelnen Mode symmetrisch zur Faserachse ist, ergibt sich auch nach Aufsummierung eine radialsymmetrische Intensitätsverteilung.

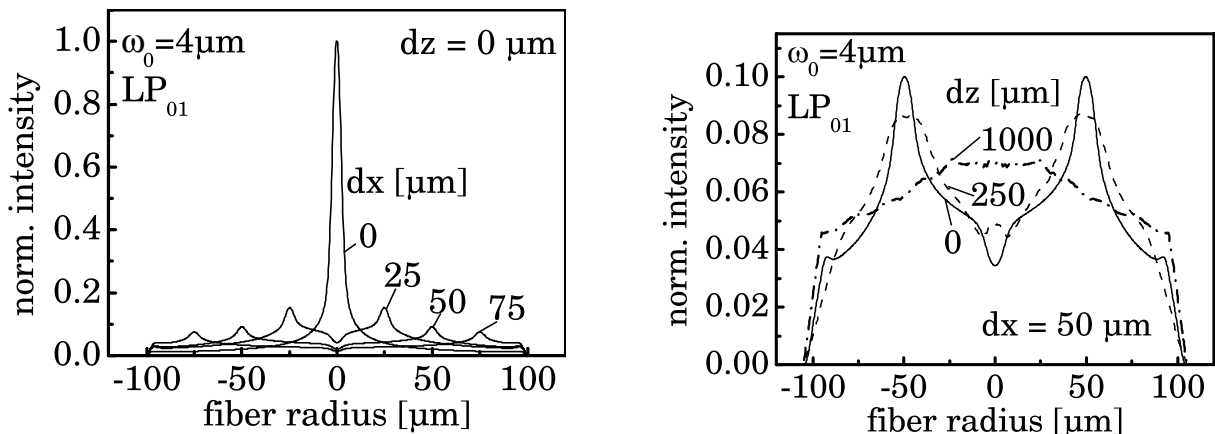


Bild 5.8: Berechnete Nahfeldverteilung bei verschiedenem lateralem Versatz dx (links). Berechnete Nahfeldverteilung bei $dx = 50 \mu\text{m}$ lateralem Einkoppelversatz und verschiedenem VCSEL-Faser-Abstand dz (rechts).

Bei versetzter Einkopplung verschiebt sich das Intensitätsmaximum nach außen, was im Nahfeld als ringförmige Verteilung erscheint. Dabei entspricht der Ort des Maximums dem late-

ralen Versatz dx . Auf der rechten Seite von Bild 5.8 ist die Nahfeldanregung bei um $50 \mu\text{m}$ versetzter Einkopplung in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Quelle und Faser dargestellt. Mit zunehmendem Abstand verschwindet die ringförmige Verteilung im Nahfeld und der Querschnitt wird zunehmend homogen angeregt.

In der Praxis sind neben axialem und lateralem Versatz besonders auch die Abhängigkeit von einem Winkelversatz zwischen der optischen Achse des Senders und der Faser von besonderem Interesse. Wellentheoretisch lassen sich solche Fälle nur sehr schwer berechnen, weil hierfür die Projektion eines vor der Faser verkippten Modenprofils betrachtet werden müsste. Aufgrund der hohen Zahl ausbreitungsfähiger Moden könnte sich die Feldverteilung alternativ mit strahlenoptischen Methoden (Raytrace-Verfahren) berechnen lassen. Im folgenden Abschnitt sollen die bisherigen Ergebnisse mit denen aus Raytrace-Simulationen verglichen und bei Eignung des Modells weitere Fälle von Versatz untersucht werden.

5.1.3 Strahlenoptische Beschreibung

In der Strahlenoptik wird ein Lichtstrahl durch Ort und Ausbreitungsrichtung definiert. Strahlenoptische Berechnungsverfahren (Raytrace) berücksichtigen Effekte von Reflektion, Brechung und Materialdämpfung, welche den betrachteten Strahl in seiner Ausbreitungsrichtung und Intensität beeinflussen. In einer optischen Faser wird ein Lichtstrahl durch Totalreflektion an der Grenze zwischen Kern- und Mantelmaterial weitergeführt oder oberhalb des Akzeptanzwinkels in den Mantel eingekoppelt und geht verloren.

Für die Berechnungen im Rahmen dieser Arbeit wurde ein kommerziell erhältliches Raytrace-Programm² verwendet, in welchem Lichtquellen und optische Grenzflächen, bzw. optische Medien in einem dreidimensionalen Koordinatensystem definiert werden können. Zur Simulation werden eine ausreichende Anzahl einzelner Strahlen (mindestens die Anzahl N der geführten Moden im Wellenleiter) von der Strahlquelle ausgesendet und deren Ausbreitung verfolgt. Mit Hilfe von virtuellen Schirmen kann nach dem Raytrace-Vorgang an jeder beliebigen Stelle im dreidimensionalen Modell die Lichtverteilung betrachtet werden.

Bild 5.9 zeigt mit einem Raytrace-Verfahren simulierte Nahfeldverteilungen bei zentraler und bei um $50 \mu\text{m}$ versetzter Einkopplung für verschiedene Strahldurchmesser an der Einkoppelstelle. Zur Simulation wurden Quellen mit $8 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ Radius mit verschiedenen Öffnungswinkeln von 5° und 10° angenommen.

Die simulierten Nahfeldverteilungen sind in guter Übereinstimmung mit den im Modenmodell berechneten Verteilungen. Bei zentraler Einkopplung ist die Intensität in der Mitte der Faser maximal und fällt innerhalb ca. $\pm 25 \mu\text{m}$ stark ab. Bei dezentraler Einkopplung ergibt sich wieder eine ringförmige Intensitätsverteilung mit einem Maximum am Ort der versetzten Einkopplung. Die Simulation zeigt, dass die Verteilung unabhängig von der Divergenz der Lichtquelle, jedoch abhängig von deren Durchmesser ist. Bei vollständiger Anregung des gesamten Faserquerschnitts ergibt sich im Nahfeld eine nahezu homogene Anregung.

²OptiCAD 7.0, Optical Analysis Program, Opticad Corporation

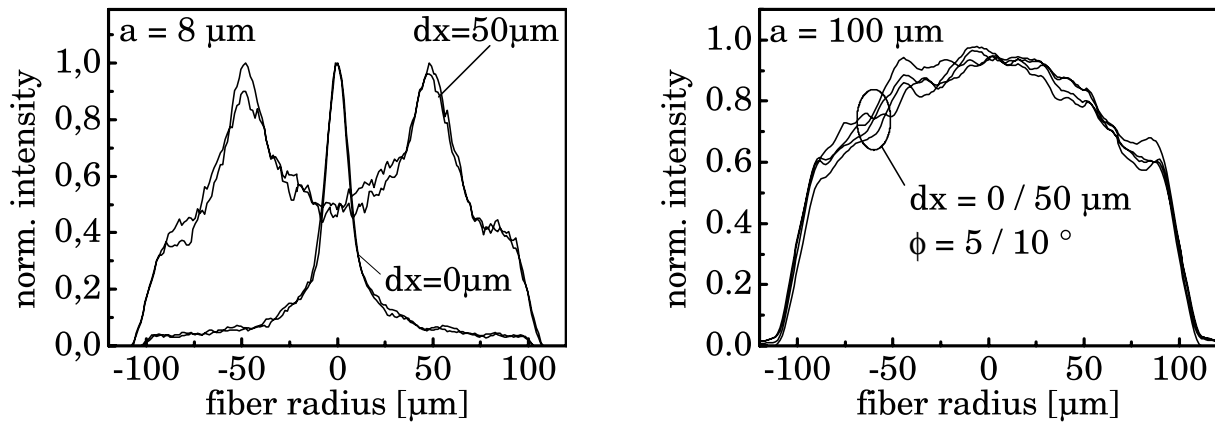


Bild 5.9: Simulierte Nahfeldverteilungen bei zentraler und um $50 \mu\text{m}$ versetzter Einkopplung. Der Fleckradius der anregenden Quelle beträgt $8 \mu\text{m}$ (links) und $100 \mu\text{m}$ (rechts), der Öffnungswinkel beträgt 5° und 10° .

Strahlenoptisch lässt sich die schmale Verteilung bei zentraler Einkopplung mit einer kleinen Strahlquelle dadurch erklären, dass annähernd alle in die Faser eingekoppelten Strahlen durch die Faserachse laufen. Jeder Strahl wird nach Totalreflektion immer wieder durch die Faserachse geführt, womit sich auf der Faserachse die größte Intensität ergibt. Man spricht von sogenannten meridionalen Strahlen. Treten die Lichtstrahlen aufgrund eines Versatzes oder bei einer ausgedehnten Quelle nicht in der Nähe der Faserachse ein, so durchlaufen sie die Faser spiralförmig, dieser Strahlengang wird als Helixstrahl bezeichnet. Im wellentheoretischen Modell ergaben sich entsprechend Helixmoden durch Anregung von Feldern mit Azimut-Abhängigkeit.

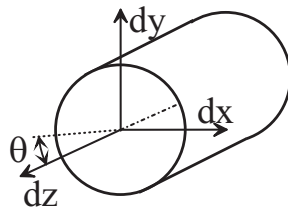
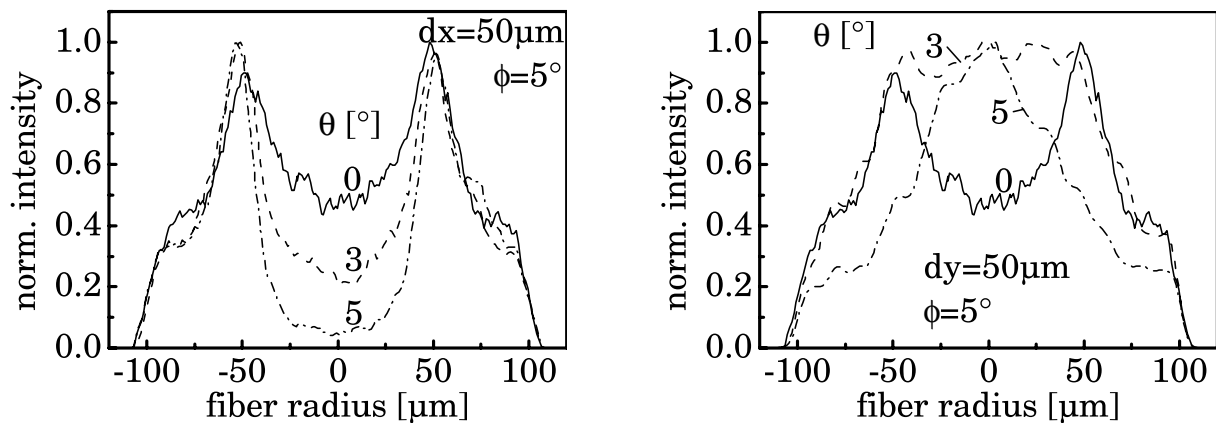


Bild 5.10: Simulierte Nahfeldverteilung bei $dx = 50 \mu\text{m}$ (links oben) und $dy = 50 \mu\text{m}$ Versatz (rechts oben) bei verschiedenen Einkoppelwinkeln $\theta = 0, 3, 5^\circ$. Der Fleckradius der anregenden Quelle beträgt $8 \mu\text{m}$, der Öffnungswinkel beträgt $\phi = 5^\circ$.

Die Auswirkung von einem Winkelversatz zwischen den optischen Achsen der Lichtquelle und der Faser bei gleichzeitigem lateralen Versatz ist in Bild 5.10 dargestellt. Die Versatzrichtungen sind in Bild 5.10 unterhalb der Diagramme definiert. Gemäß der Skizze beschreibt der Winkelversatz θ eine Verkipfung in der y - z -Ebene. Auf der linken Seite ist die Nahfeldverteilung bei einem Winkelversatz von $\theta = 0^\circ$, 3° , 5° und einem lateralen Versatz $dx = 50 \mu\text{m}$ dargestellt. Je größer der Winkelversatz ist, desto weniger Leistung wird in der Mitte der Faser geführt, bzw. es werden mehr Helix-Strahlen angeregt. Die ringförmige Verteilung prägt sich somit zunehmend aus. Auf der rechten Seite in Bild 5.10 ist die Nahfeldverteilung bei gleichzeitigem Winkelversatz und einem lateralen Versatz in y -Richtung dargestellt. Mit zunehmendem Verkipfungswinkel θ werden mehr Strahlen in meridionale Strahlen überführt, die Intensitätsverteilung konzentriert sich zunehmend auf die Faserachse.

Die Berechnungen der Nahfeldverteilung zeigen eine große Abhängigkeit von Versatzgrößen an der Einkoppelstelle zwischen Strahlquelle und Faser. Diese Abhängigkeiten können durch eine möglichst homogene Bestrahlung der Faserstirnfläche minimiert werden, was z.B. durch einen ausreichend großen Abstand zwischen VCSEL und Faser erreicht werden kann. Demgegenüber steht der Wunsch nach möglichst geringen Einkoppelverlusten und geringen Toleranzanforderungen, welche durch eine Stirnflächenkopplung mit möglichst geringem Koppelabstand erreicht werden kann. In Abschnitt 5.4.1 wird auf diesen Aspekt genauer eingegangen.

5.1.4 Messung der Faseranregung

Zur Messung der Faseranregung wurde ein VCSEL auf einem TO-Sockel montiert und direkt vor eine PCS-Faser justiert. Wegen des Bonddrahts ergibt sich ein minimaler Abstand zwischen VCSEL und Faser von ca. $20 \mu\text{m}$, im Folgenden wird dieser Abstand mit $dz = 0^+ \mu\text{m}$ gekennzeichnet. Der zur Untersuchung verwendete VCSEL hat einen aktiven Durchmesser von $12 \mu\text{m}$, die Breite des Fernfelds beträgt $\phi = 10^\circ$. Bild 5.11 zeigt den Koppelverlust in Abhängigkeit von lateralem und axialem Versatz zwischen VCSEL und Faser. Bei direkter Kopplung ohne Abstand zwischen VCSEL und Faser ergeben sich zwischen $\pm 75 \mu\text{m}$ nahezu keine Koppelverluste. Falls ein Koppelverlust von 2 dB toleriert werden kann, ist beim untersuchten Bauelement z.B. gleichzeitig eine laterale Toleranz von $\pm 50 \mu\text{m}$ und ein axialen Abstand $dz = 800 \mu\text{m}$ erlaubt.

Zur Messung der Intensitätsverteilung des Nahfeldes wurde die Faserstirnfläche mit einem Mikroskopobjektiv (Vergrößerung 20-fach, $NA = 0.4$) auf einen CCD-Chip abgebildet. Bild 5.12 zeigt die gemessenen Nahfeldverteilungen bei unterschiedlichem Abstand zwischen VCSEL und Faser. Die Länge der Faser beträgt 2 m. In der rechten Hälfte der Abbildung ist das Bild der Stirnfläche dargestellt. Helle Bereiche kennzeichnen eine höhere, dunkle Bereiche eine geringe optische Leistung. Entsprechend der vorherigen Berechnungen und Simulationen konzentriert sich bei geringen Abständen die Intensität vorwiegend in der Mitte der Faser und verteilt sich mit zunehmendem Abstand homogen über den Faserquerschnitt.

Bild 5.13 zeigt die gemessenen Intensitätsverteilungen in Abhängigkeit vom lateralen Versatz zwischen VCSEL und Faser. Bereits bei $25 \mu\text{m}$ lateralem Versatz ist deutlich die ringförmige

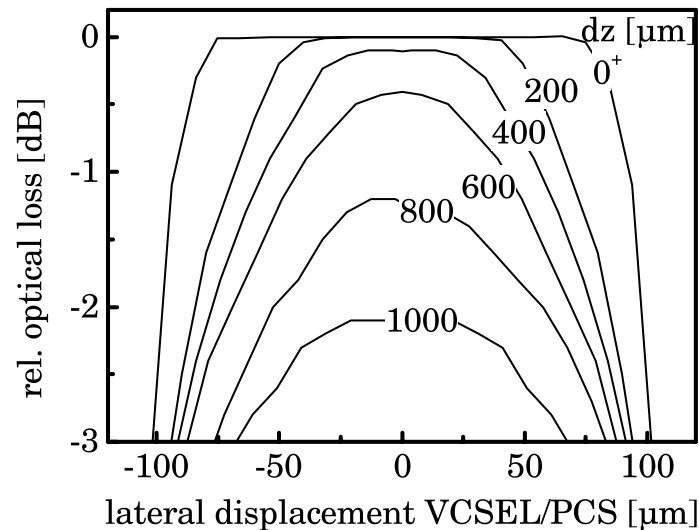


Bild 5.11: Koppelverlust zwischen einem VCSEL mit $12\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser und einer Divergenz von $\phi = 10^\circ$ in Abhängigkeit vom axialen und lateralen Versatz.

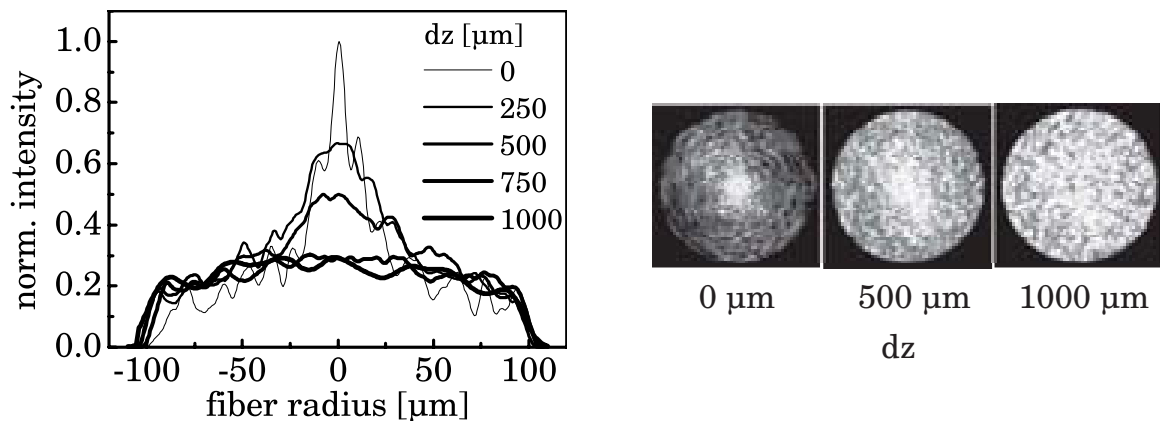


Bild 5.12: Gemessene Nahfeldverteilung bei Anregung mit einem VCSEL mit $12\ \mu\text{m}$ Durchmesser in Abhängigkeit vom axialen Versatz dz .

Verteilung im Nahfeld zu erkennen. Bild 5.14 zeigt die Abhängigkeit von zusätzlichem Winkelversatz bei einem lateralen Versatz von $50\ \mu\text{m}$. Entsprechend der Simulationsergebnisse im vorigen Abschnitt prägt sich der Ring stärker aus, wenn der Winkelversatz gleichzeitig mit einer lateralen Verschiebung in x -Richtung (siehe auch Definition in Bild 5.10) vorliegt. Dagegen konzentriert sich die Intensität zunehmend auf die Faserachse, wenn bei gleichem Verkippungswinkel die Einkoppelstelle in y -Richtung versetzt ist.

In den bisherigen Betrachtungen wurde die Entwicklung der Nahfeldverteilung über die Faserlänge nicht berücksichtigt. Bild 5.15 zeigt gemessene Nahfeldverteilungen bei unterschiedlichen Faserlängen bis 100 m bei zentraler Anregung. Nach einer Faserlänge von 10 m ist ein kleiner Leistungsaustausch und eine damit verbundene Verbreiterung der Intensitätsverteilung zu erkennen. Der Effekt ist jedoch gering, womit selbst nach 100 m Faserlänge das Nahfeld noch nicht homogen angeregt ist. Bei typischen Faserlängen im Kraftfahrzeug von maximal 20 m kann die Nahfeldverteilung unabhängig von der Faserlänge betrachtet werden.

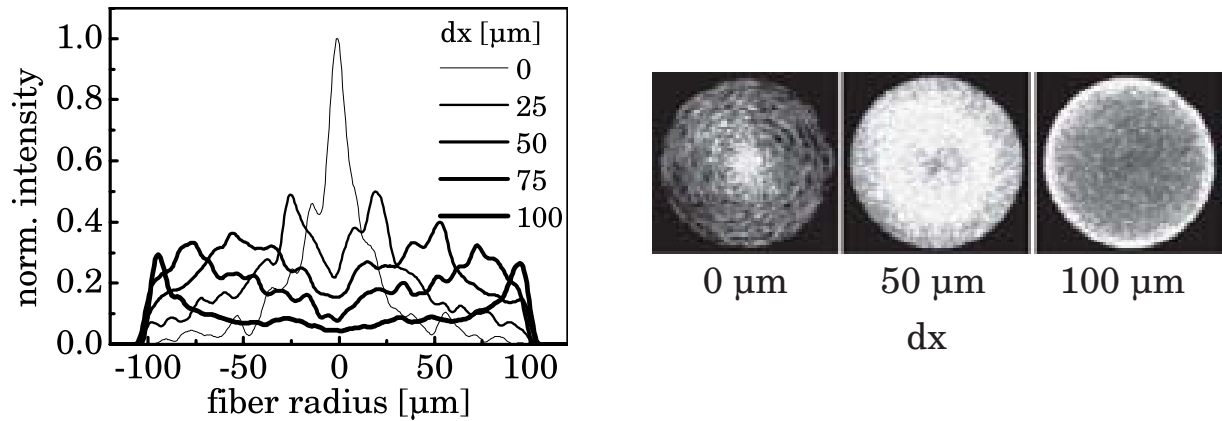


Bild 5.13: Gemessene Nahfeldverteilung bei Anregung mit einem VCSEL mit $12 \mu\text{m}$ Durchmesser in Abhängigkeit vom lateralen Versatz dx . Der axiale Abstand zwischen VCSEL und Faser beträgt $dz = 0^+ \mu\text{m}$.

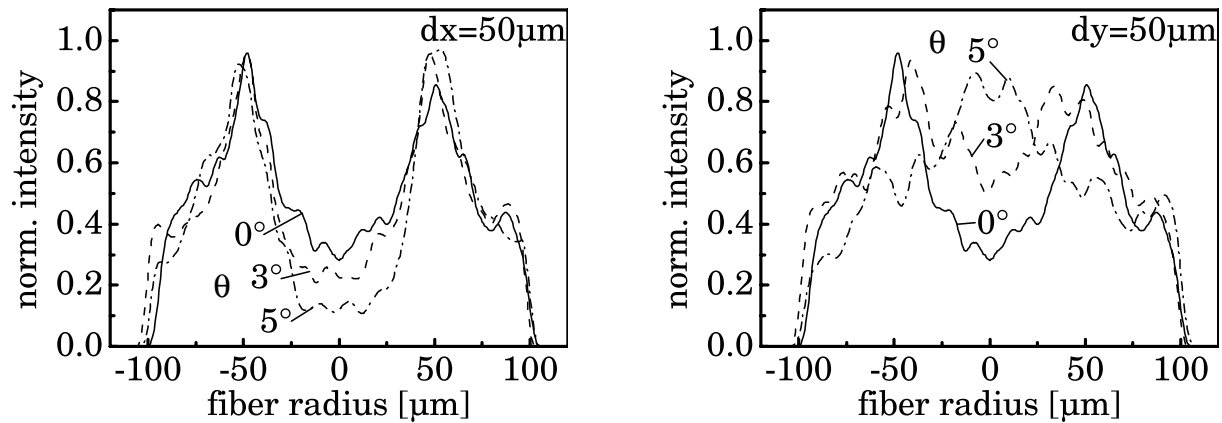


Bild 5.14: Gemessene Nahfeldverteilung bei Anregung mit einem VCSEL mit $12 \mu\text{m}$ Durchmesser in Abhängigkeit vom Winkelversatz und lateralen Versatz in x -Richtung (links), bzw. in y -Richtung (rechts).

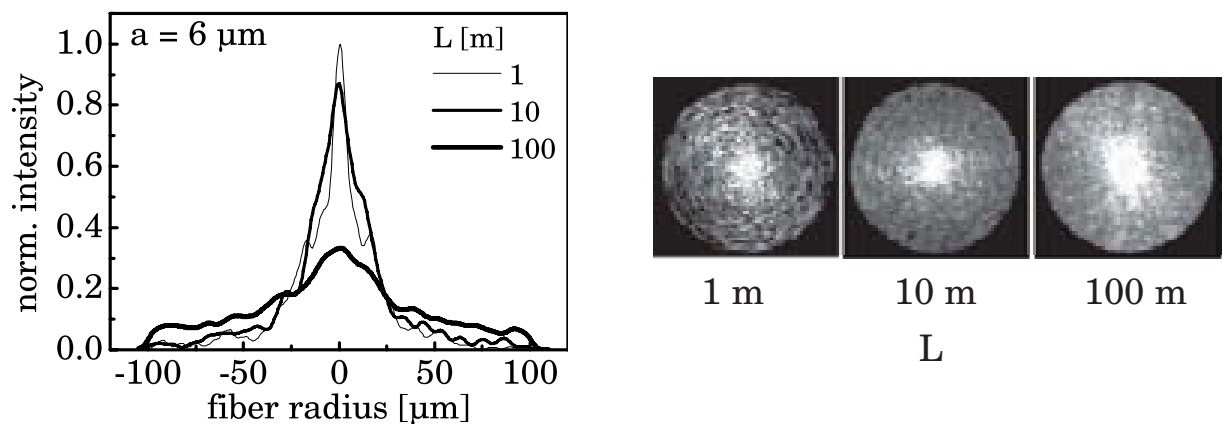


Bild 5.15: Gemessene Nahfeldverteilung nach unterschiedlichen Faserlängen bei zentraler Einkopplung.

5.2 Modenkopplung in PCS-Fasern

Unter Modenkopplung versteht man den Austausch optischer Leistung zwischen einzelnen Moden, verursacht durch Streuung in Wellenleitern mit großer Dämpfung oder durch minimale Variationen der Wellenleitereigenschaften, wie Brechzahl Differenz, Radius und Oberflächenrauigkeiten am Kern-Mantel-Übergang. Biegungen und Querkräfte resultieren ebenso im Austausch optischer Leistung zwischen Fasermode. Dabei kann die Leistung von einer Mode annähernd verlustfrei in eine oder mehrere benachbarte Moden koppeln oder sie kann in eine Strahlungsmode überführt werden, was mit einem Leistungsverlust verbunden ist. Die Stärke der Modenkopplung wirkt sich auf die Dämpfung eines Wellenleiters und auf die Bandbreite aus.

5.2.1 Leistungsflussgleichung

Zur quantitativen Bestimmung der Modenkopplung wird bei mehrmodigen Wellenleitern neben der Nahfeldverteilung die Fernfeldverteilung in der Faser betrachtet. Die Fernfeldverteilung ist besonders bei der Betrachtung der Bandbreite der Faser von besonderem Interesse (siehe Abschnitt 5.3). Die winkelbezogene Leistungsverteilung nach einer bestimmten Faserlänge $P(\theta, z)$ kann durch die in [100] hergeleitete Differentialgleichung

$$\frac{\partial P(\theta, z)}{\partial z} = \alpha P(\theta, z) + (\Delta\theta)^2 \frac{1}{\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\theta \bar{d}(\theta) \frac{\partial P(\theta, z)}{\partial \theta} \right) \quad (5.16)$$

beschrieben werden. Dabei ist $\Delta\theta = \lambda/4an_1$ der Winkelabstand zwischen benachbarten Moden, $\bar{d}(\theta)$ der Koppelkoeffizient und α der Dämpfungskoeffizient der Faser. Die Herleitung der Differentialgleichung gilt unter der Annahme, dass im Wellenleiter ein kontinuierliches Modenspektrum vorliegt, was im vorliegenden Fall aufgrund der hohen Modenzahl zutrifft. Für die weitere Betrachtung kann für die Faserdämpfung $\alpha = 0$ angenommen werden, die Lösung der Differentialgleichung kann später mit $\exp(-\alpha z)$ multipliziert werden. In [101] wurde gezeigt, dass der winkelabhängige Koppelkoeffizient allgemein mit

$$\bar{d}(\theta) = \bar{d}_0 \left(\frac{\theta_c}{\theta} \right)^{2\bar{q}} \quad (5.17)$$

beschrieben werden kann, wobei \bar{d}_0 und \bar{q} charakteristisch für eine bestimmte Faser sind. Für $\bar{q} = 0$ ist der Koppelkoeffizient konstant, dieser Fall wurde in [102], [103] zur Berechnung der Modenkopplung in Polymerfasern betrachtet. In [104] wurde $\bar{q} = 1$ für PCS-Fasern experimentell bestimmt. Mit den weiteren Grenzbedingungen $P(\theta_c, z) = 0$, $\partial P/\partial \theta = 0$ bei $\theta = 0$ und mit den oben erwähnten Annahmen ($\alpha = 0$, $\bar{q} = 1$) kann Gleichung (5.16) vereinfacht werden und man erhält

$$\frac{\partial P(\theta, z)}{\partial z} = \frac{D\theta_c^2}{\theta^2} \left(\frac{\partial^2 P(\theta, z)}{\partial \theta^2} - \frac{1}{\theta} \frac{\partial P(\theta, z)}{\partial \theta} \right) \quad (5.18)$$

Dabei ist $D = \bar{d}_0(\Delta\theta)^2$ und wird als Koppelkonstante bezeichnet. Gleichung (5.18) kann analytisch gelöst werden [105] und für P ergibt sich

$$P(\theta, z) = \bar{A} \left(\frac{16D\theta_c^2 z + \phi_0^4}{16D\theta_c^4} \right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \left(\exp \left\{ -\frac{(\theta^2 - \theta_0^2)^2}{16D\theta_c^2 z + \phi_0^4} \right\} - \exp \left\{ -\frac{(\theta^2 - 2\theta_c^2 + \theta_0^2)^2}{16D\theta_c^2 z + \phi_0^4} \right\} \right) \quad (5.19)$$

Die Konstante \bar{A} wurde zur Normierung der Verteilung eingeführt, θ_0 ist der Einkoppelwinkel einer Strahlquelle und ϕ_0 ist deren halbe Abstrahlbreite bei halber Höhe (half width at half maximum, HWHM).

Bild 5.16 zeigt die Leistungsverteilung gemäß Gleichung (5.19) als Funktion der Faserlänge. Als Beispiel wurde eine Strahlquelle mit $\phi_0 = 5^\circ$ (HWHM) und ein Einkoppelwinkel von $\theta_0 = 10^\circ$ angenommen. Für kurze Faserlängen ist ein Maximum der Leistungsverteilung entsprechend des Einkoppelwinkels zu erkennen, welcher im Fernfeld ringförmig erscheint. Durch Modenkopplung verbreitert sich die Verteilung und verschiebt sich in Richtung der Faserachse, bis der Ring nicht mehr zu erkennen ist und ein Gleichgewichtszustand in der Leistungsverteilung erreicht ist. Dieser Gleichgewichtszustand wird auch als EMD-Zustand (equilibrium mode distribution) bezeichnet. Die Länge, bei welcher dieser Gleichgewichtszustand erreicht ist, ist umso kürzer, je höher die Koppelkonstante D für eine betrachtete Faser ist.

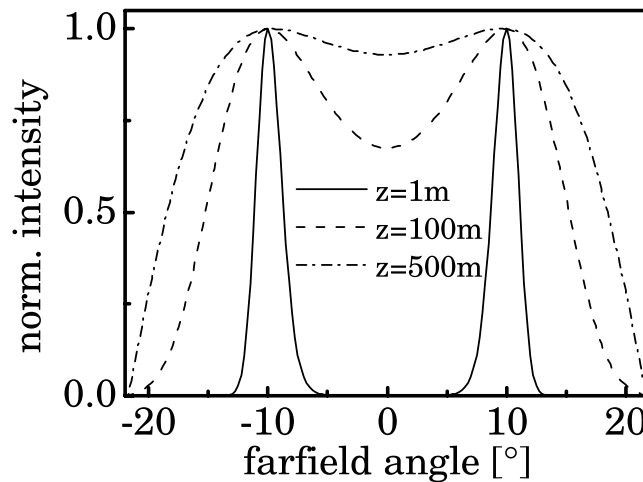


Bild 5.16: Normierte Leistungsverteilung in Abhängigkeit der Faserlänge. Der Koppelkoeffizient D wurde exemplarisch mit $1 \cdot 10^{-5} \text{ rad}^2/\text{m}$ angenommen, der Einkoppelwinkel ist $\theta_0 = 10^\circ$ und die Abstrahlbreite der Quelle beträgt $\phi_0 = 5^\circ$ (HWHM).

Die im vorherigen Beispiel in Bild 5.16 exemplarisch dargestellte ringförmige Leistungsverteilung stellt sich in Abhängigkeit der Faserlänge und der Koppelkonstanten D erst ab einem bestimmten Einkoppelwinkel $\theta_{0,m}$ ein. Unterhalb dieses Winkels ist die Leistungsverteilung gaußförmig und besitzt nur ein Maximum bei $\theta = 0^\circ$. Zur Bestimmung der Koppelkonstante D kann nach [106] der Winkel $\theta_{0,m}$, bei welchem die gaußförmige Leistungsverteilung in

eine ringförmige Verteilung übergeht, bestimmt werden. Bei diesem Übergang wechselt das Intensitätsmaximum auf der Faserachse zu einem Minimum, was mathematisch mit

$$\frac{\partial^2 P(\theta, z)}{\partial \theta^2} = 0 \text{ für } \theta = 0 \quad (5.20)$$

beschrieben werden kann. Zwischen θ_{0m} und der Faserlänge z besteht ein linearer Zusammenhang, falls die Größen logarithmisch aufgetragen werden.

$$\log \theta_{0m} = \frac{1}{2} \log z + \log 2D^{\frac{1}{2}} \quad (5.21)$$

Die Steigung der Geraden gibt demnach den Koppelkoeffizienten D an. In einer Messung des Winkels θ_{0m} bei verschiedenen Faserlängen konnte eine sehr geringe Koppelkonstante D für eine PCS-Faser von $2 \cdot 10^{-6}$ bestimmt werden (siehe Bild 5.17 auf der linken Seite). Hierzu wurden PCS-Fasern unterschiedlicher Länge mit einer Einmodenfaser angeregt. Durch Variation des Einkoppelwinkels und gleichzeitiger Beobachtung des Fernfelds wurde der Winkel θ_{0m} beim Übergang von einer gaußförmigen in eine ringförmige Leistungsverteilung bestimmt.

Bild 5.17 zeigt auf der rechten Seite einen Vergleich zwischen der berechneten und gemessenen Fernfeldverteilung einer 100 m langen PCS-Faser, angeregt mit einer Einmodenfaser unter verschiedenen Einkoppelwinkeln. Beim Einkoppelwinkel $\theta = 0^\circ$ ist nach 100 m nur eine geringe Aufweitung des Fernfelds zu erkennen. Gemäß Gleichung (5.17) ergibt sich für kleine Einkoppelwinkel eine stärkere Modenmischung als bei hohen Einkoppelwinkeln. Die ringförmige Verteilung hat sich nach 100 m kaum in Richtung des Gleichgewichtszustandes verändert und auch die Breite der einzelnen Peaks weichen nur geringfügig von der Fernfeldbreite der Einmodenfaser ab. Für typische Leitungslängen in Kraftfahrzeugnetzen bis 20 m entspricht somit aufgrund der sehr geringen Modenkopplung die Fernfeldverteilung in der Faser der Fernfeldverteilung der anregenden Quelle.

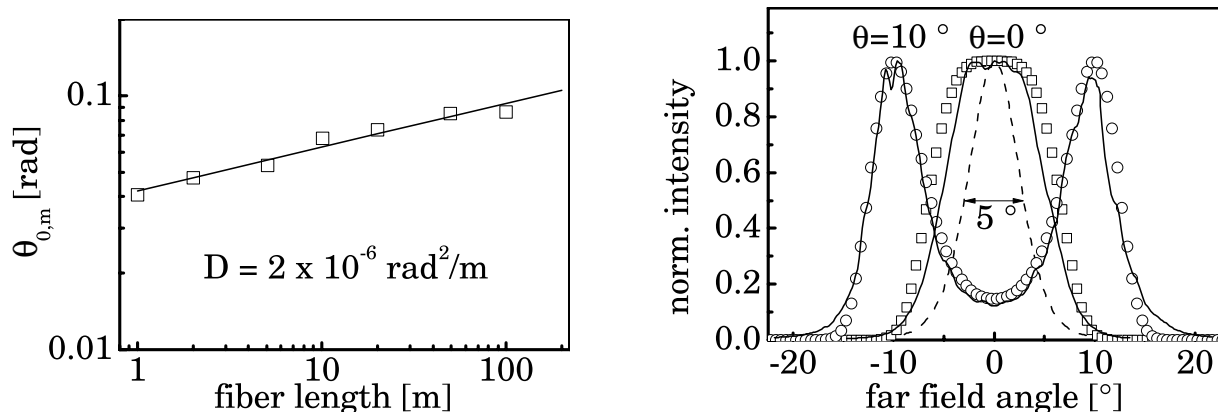


Bild 5.17: Grafische Bestimmung der Koppelkonstanten D (links). Gemessene (Linie) und berechnete (Punkte) Fernfeldverteilung bei Einkopplung mit einer Einmodenfaser (FWHM = 5° , gestrichelte Linie) in eine 100 m lange PCS-Faser unter verschiedenen Einkoppelwinkeln (rechts).

Einen größeren Einfluss auf die Modenmischung haben z.B. Faser-Faser-Koppelstellen, aufgrund von Streueffekten an den Faserstirnflächen. Für kostengünstige Steckverbinder werden PCS-Fasern durch „Ritzen und Brechen“ (cleaving) präpariert, womit in der Regel eine ausreichende Oberflächenqualität erreicht wird. Bild 5.18 zeigt auf der linken Seite gemessene Fernfeldverteilungen in Abhängigkeit von der Zahl der Koppelstellen auf einer Faserstrecke. Die Fasern wurden mit einem speziellen Faserschneidewerkzeug³ präpariert und die Fasern stirnflächenseitig mit einem minimalen Abstand von unter $10\ \mu\text{m}$ aneinander gekoppelt. Der Einfügeverlust pro Koppelstelle beträgt maximal 0.5 dB, was durch Fresnel-Verluste an zwei Faserstirnflächen (0.3 dB) und zusätzlichen Verlusten durch den minimalen axialen Versatz verursacht wird. Die erste Faser wurde mit einer Lichtquelle mit der halben Strahlbreite $\phi = 9^\circ$ (gemessen bei 5 % Intensitätsabfall) angeregt. Bereits nach der ersten Koppelstelle zeigt sich eine deutliche Aufweitung des Fernfelds auf $\phi = 14^\circ$, nach insgesamt sechs Koppelstellen beträgt die halbe Strahlbreite $\phi = 19^\circ$.

Rechts in Bild 5.18 ist der Einfluss einer Biegestelle auf die Fernfeldverteilung bei gleicher Faseranregung dargestellt. Selbst bei einem Biegeradius von 2.5 mm ergibt sich keine wesentliche Fernfeldaufweitung, da die Biegestelle selbst keine Modenmischung verursacht.

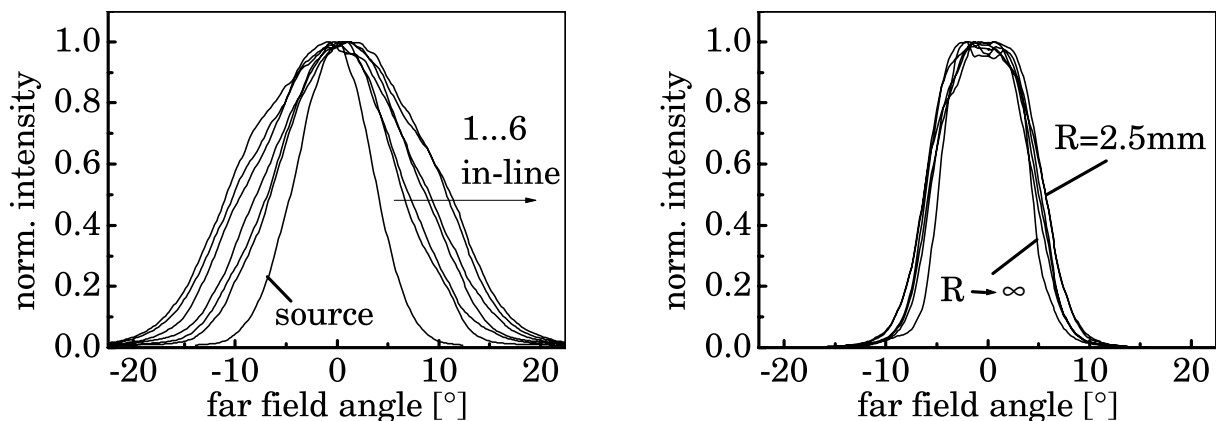


Bild 5.18: Einfluss von Koppelstellen (links) und Faserbiegung (rechts) auf die Fernfeldverteilung.

Betrachtet man sich die Nahfeldverteilung nach einer Biegestelle, so ergibt sich im Nahfeld bereits bei einem Biegeradius von 20 mm ein starker Einfluss. Bild 5.19 zeigt gemessene Nahfeldverteilungen nach einer um 360° gebogenen Faser. Bei einem Biegeradius unter 5 mm ist die Faser vollständig homogen angeregt. Enge Biegestellen bewirken somit eine homogene Verteilung der Leistung über den Faserquerschnitt, es resultiert daraus jedoch keine Modenmischung, da das Fernfeld unverändert bleibt.

³Fujikura, High precision fiber cleaver CT-07

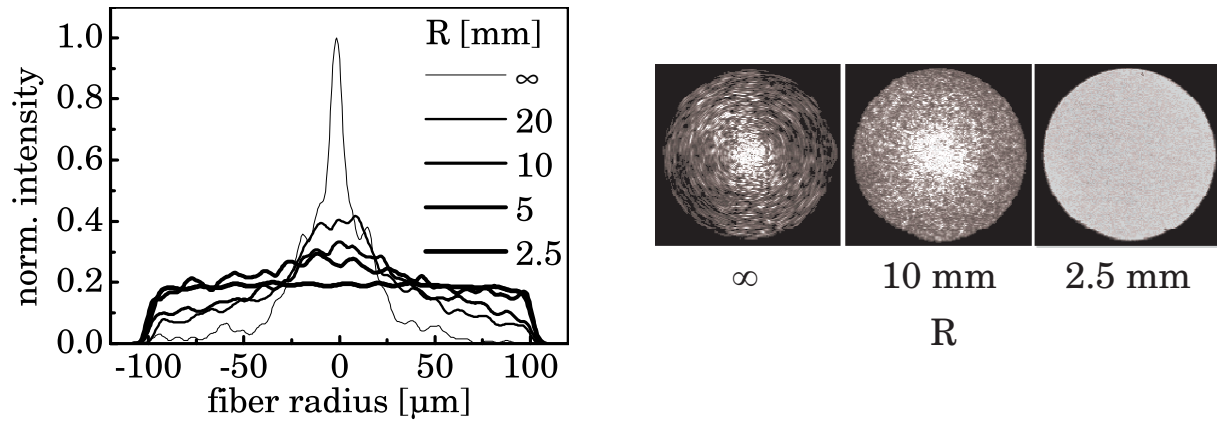


Bild 5.19: Gemessene Nahfeldverteilung bei Anregung mit einem VCSEL mit $12 \mu\text{m}$ Durchmesser in Abhängigkeit vom Biegeradius.

5.3 Pulsverzögerung

Der Laufzeitunterschied zwischen unterschiedlichen Moden verursacht ein Pulsverschmierung und begrenzt die Bandbreite des Übertragungssystems. Der maximale Laufzeitunterschied $\Delta\tau$ ergibt sich aus der Differenz zwischen der schnellsten und der langsamsten Mode im Wellenleiter und errechnet sich zu

$$\Delta\tau = \frac{NA^2}{2cn_1}L. \quad (5.22)$$

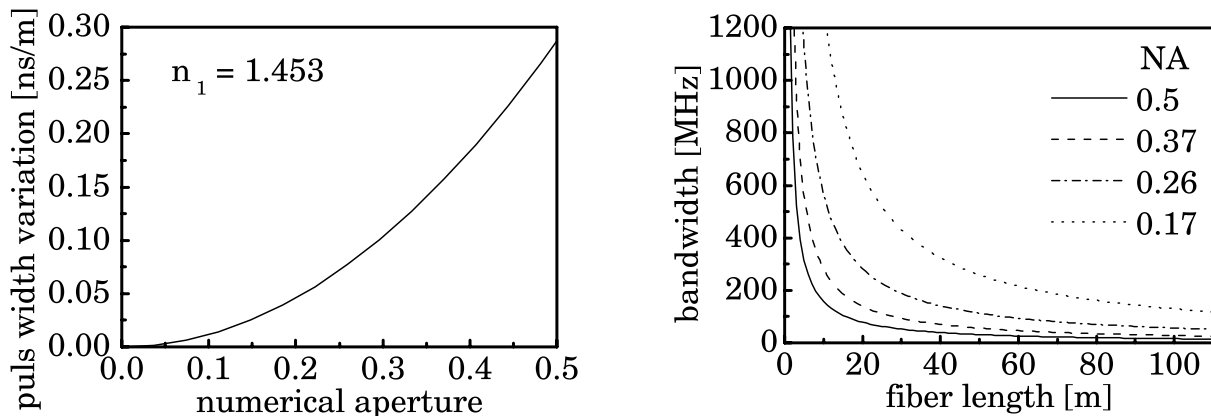


Bild 5.20: Pulsverbreiterung in Abhängigkeit der numerischen Apertur (links) und berechnete Bandbreite in Abhängigkeit der Faserlänge bei verschiedener numerischer Apertur (rechts).

Bild 5.20 stellt auf der linken Seite die Pulsverbreiterung als Funktion der numerischen Apertur dar. Für eine PCS-Faser mit einer NA von 0.37 und einer Kernbrechzahl von $n_1 = 1.453$ beträgt die Pulsverbreiterung maximal 157 ps/m. Zum Vergleich ergibt sich für eine PMMA-Faser mit einer numerischen Apertur von 0.5 eine Pulsverbreiterung von 280 ps/m. Nach [107] ergibt sich für eine PCS-Faser mit

$$f_{3dB}L = \frac{0.44}{\Delta\tau} \quad (5.23)$$

ein Bandbreiten-Längenprodukt von 2.8 GHz·m bei der maximalen Pulsverbreiterung von 157 ps/m. Auf der rechten Seite ist die berechnete Bandbreite als Funktion der Faserlänge für Fasern unterschiedlicher numerischer Apertur von 0.5, 0.37, 0.25 und 0.17 dargestellt. Für maximale Faserlängen in Fahrzeugen von 20 m ergibt sich bei einer NA von 0.37 eine maximale Bandbreite von ca. 140 MHz, bzw. bei einer NA von 0.5 eine maximale Bandbreite von unter 80 MHz. Diese Abschätzung ist jedoch nur gültig bei der Annahme, dass alle Moden in der Faser angeregt sind und dieselbe Leistung führen, was als Gleichverteilung (uniform mode distribution, UMD) bezeichnet wird. Wie im vorigen Kapitel beschrieben, entspricht die Fernfeldverteilung in kurzen Fasern im Allgemeinen der Abstrahlcharakteristik der eingekoppelten Quelle. Dadurch werden hohe Moden nicht geführt, was eine Verringerung der Pulsverbreiterung und somit eine Erhöhung der Bandbreite bewirkt. Bild 5.21 zeigt auf der linken Seite die berechnete Pulsverbreiterung eines 1 ns langen Eingangspulses nach 10 m Faser bei unterschiedlichen Anregungszuständen. Bei der UMD-Verteilung ergibt sich eine maximale Verbreiterung von 1.6 ns. Liegt in der Faser eine Anregung gemäß des EMD-Zustands (siehe Abschnitt 5.2.1) vor, so verringert sich die Verbreiterung nur wenig auf 1.5 ns. Eine erheblich kleinere Pulsverschmierung erhält man im Fall einer begrenzten Fernfeldanregung (restricted mode distribution, RMD). Im Beispiel beträgt die Pulsverbreiterung bei einer Anregung mit $\phi = 10^\circ$ nur noch ca. 0.4 ns. Bei dieser Anregung errechnet sich ein Bandbreiten-Längen-Produkt von 11 GHz·m, bzw. 550 MHz bei einer Faserlänge von 20 m. Bild 5.21 zeigt auf der rechten Seite entsprechend die gemessene Pulsverbreiterung eines 1 ns Eingangspulses nach einer 10 m langen Faser. Zur Messung wurde eine großflächige schnelle Photodiode mit einer Anstiegszeit von 50 ps und einer Abfallzeit von 150 ps benutzt. Die Messergebnisse zeigen deswegen eine etwas breitere Pulsform. Berücksichtigt man die zusätzliche Verzögerungszeit der Photodiode, ergibt sich bei der Anregung mit $\phi = 10^\circ$ eine Verzögerungszeit von 0.4 ns, bzw. mit $\phi = 20^\circ$ 1.6 ns.

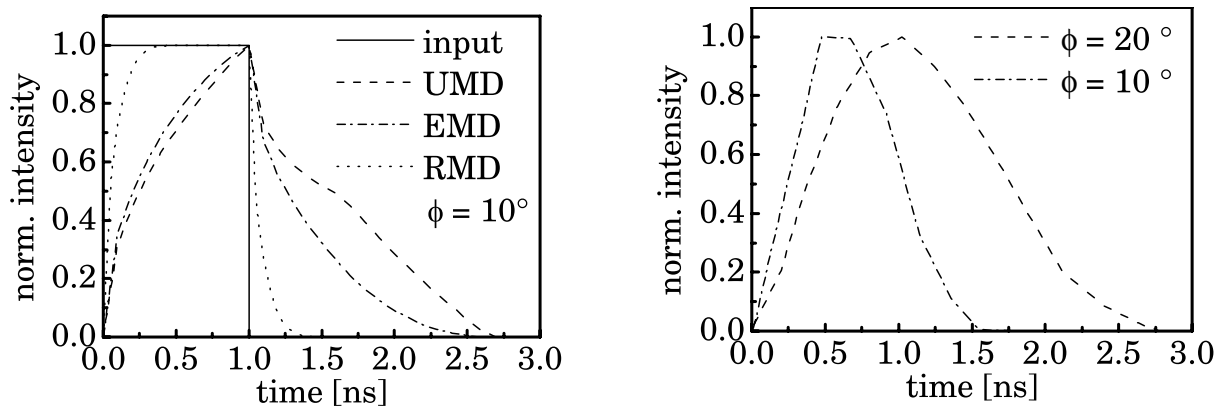


Bild 5.21: Berechnete (links) und gemessene (rechts) Pulsverbreiterung eines 1 ns langen Rechteckimpulses nach einer Faser der Länge 10 m.

5.4 Faser-Faser-Kopplung

Bei der Faser-Faser-Kopplung muss ein Kompromiss zwischen ausreichenden Toleranzanforderungen und Minimierung der Kosten eines Steckverbinders gefunden werden. Besonders bei Kurzstreckenverbindungen in Kraftfahrzeugnetzen nehmen Steckverbinder einen wesentlichen Anteil der Systemkosten ein. Die Anforderungen an die maximale Steckerdämpfung sind im Gegensatz zu Telekom-Anwendungen relativ gering und betragen ca. 2 dB. In den folgenden Abschnitten wird auf den Einfluss von Versatz bei Faser-Faser-Kopplung, bezüglich Einfügedämpfung und Modenrauschen, eingegangen.

5.4.1 Koppelleffizienz bei Versatz

Die Koppelleffizienz zwischen zwei Stufenindexfasern wird durch Unterschiede in den Kernradien oder der numerischen Apertur, durch Versatz in axialer und radialer Richtung und Winkelversatz beeinflusst. Bei der Kopplung von Fasern des gleichen Typs überwiegen die Koppelverluste infolge von Versatz, da die Kernradien und auch die NA nur minimale Toleranzen aufweisen. Bild 5.22 zeigt schematisch eine Faser-Faser-Kopplung mit axialem Abstand d_z und lateralem Versatz d_x . Alle Punkte auf der Stirnfläche der Faser 1, die näher zur Faserachse liegen als Punkt A, strahlen Leistung im gesamten Akzeptanzwinkel auf die Faser 2. Die Leistung aller Punkte außerhalb koppeln nicht mehr vollständig auf die Faser 2 über und geht somit zum Teil verloren.

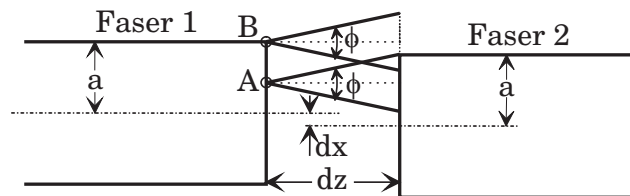


Bild 5.22: Faser-Faser-Kopplung mit axialem Abstand d_z und lateralem Versatz d_x .

Wesentlich für eine korrekte Berechnung der Koppelleffizienz ist die genaue Feldverteilung in der Faser 1, sowohl im Nah- als auch im Fernfeld. Die Koppelleffizienz kann mit

$$D_V = 10 \log \left(\int_0^{\theta_c} \int_0^{2\pi} \int_0^a (1 - \eta(r, \varphi, \theta)) P(r, \varphi, \theta) r dr d\varphi d\theta \right) \text{ dB} \quad (5.24)$$

berechnet werden, wobei $P(r, \varphi, \theta)$ die orts- und winkelabhängige Feldverteilung in Faser 1 und $\eta(r, \varphi, \theta)$ die Koppelleffizienz eines bestimmten Strahls beschreibt.

Zur Untersuchung der Koppelleffizienz wurden unterschiedliche Feldverteilungen angenommen: Zentrale und dezentrale Anregung des Faserkerns, jeweils mit voller ($\phi = 0.37$ rad) und 1/3-Anregung im Fernfeld ($\phi = 0.12$ rad). Die beiden betrachteten Fälle entsprechen den günstigsten und ungünstigsten Nahfeldverteilungen bei Einkopplung mit einem VCSEL mit maximal 50 μm lateralem Versatz.

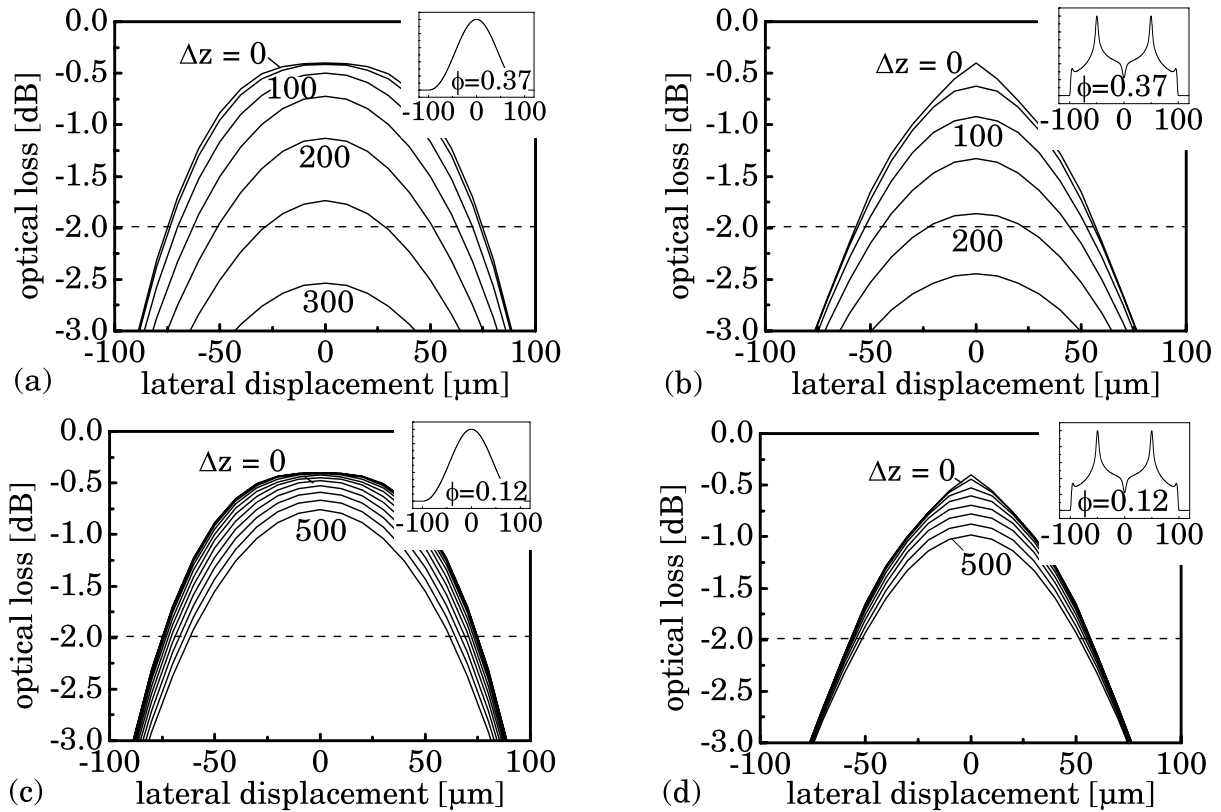


Bild 5.23: Berechnete Koppelverluste in Abhängigkeit des lateralen Versatzes mit axialem Versatz Δz als Parameter bei einer Faser-Faser-Kopplung und abhängig von der Anregungsbedingung von Faser 1: Vollanregung ($\phi = 0.37$ rad) im Fernfeld mit gaußförmiger (a), bzw. ringförmiger (b) Anregung im Nahfeld und 1/3-Anregung des Fernfelds ($\phi = 0.12$ rad) mit gaußförmiger (c), bzw. ringförmiger (d) Anregung im Nahfeld.

Bild 5.23 zeigt die berechneten Koppelverluste in Abhängigkeit des lateralen und axialen Versatzes bei einer Faser-Faser-Kopplung und abhängig von den Anregungsbedingungen in der ersten Faser. Die Ergebnisse zeigen eine starke Abhängigkeit der Koppelkurven von der Nahfeldverteilung. Die höchste laterale und axiale Toleranz erhält man für eine gaußförmige Intensitätsverteilung in der Faser (siehe Bild 5.23 auf der linken Seite). Erlaubt man eine maximale Koppeldämpfung von 2 dB und einen axialen Versatz von $100 \mu\text{m}$, ergibt sich eine laterale Toleranz von $\pm 70 \mu\text{m}$ bei Vollanregung, bzw. $\pm 74 \mu\text{m}$ bei 1/3-Anregung. Rechts sind die Kurven für den Fall einer ringförmigen Nahfeldanregung dargestellt. Die laterale Toleranz beträgt hier nur noch $\pm 54 \mu\text{m}$, bzw. $\pm 52 \mu\text{m}$. Da sich die Leistung am Rand der Faser konzentriert, nimmt bei Versatz die Dämpfung schneller zu. Die Berechnungen zeigen ferner, dass die lateralen Toleranzen nur wenig von der Fernfeldanregung abhängen, falls eine axiale Toleranz von $100 \mu\text{m}$ gegeben ist. Nimmt man eine maximale axiale Toleranz von $100 \mu\text{m}$ an, so ergeben sich bei $\phi = 0.12$ rad eine um nur $\pm 2 - 4 \mu\text{m}$ höhere Toleranzen, als bei Vollanregung. Insgesamt kann jedoch bei geringer Anregung im Fernfeld ein höherer axialer Versatz bis über $200 \mu\text{m}$ erlaubt werden, ohne dass zusätzliche Koppelverluste entstehen.

5.4.2 Modenrauschen

Modenrauschen entsteht durch modenselektive Verluste an einer Koppelstelle. Die bisher betrachteten Feldverteilungen stellen die optische Leistungen im zeitlichen Mittel dar. Bei einer Momentaufnahme des Nahfeldes erkennt man die als Speckle-Muster bezeichnete Intensitätsverteilung über dem Faserquerschnitt, wie in den Nahfeldaufnahmen bereits dargestellt wurde. Durch Temperaturänderungen und mechanische Einflüsse variiert die Nahfeldverteilung über der Zeit minimal und verursacht somit durch Schwankungen des Speckle-Musters Modenrauschen. Für das durch Modenrauschen verursachte Signal-Rausch-Verhältnis gilt für eine Multimode-Faser [108]

$$SNR_{MN} = \frac{2}{\sqrt{1 - 1/Z_e}} \sqrt{\frac{Z_L Z \eta}{1 - \eta}} . \quad (5.25)$$

Dabei ist Z_e näherungsweise gegeben durch die Anzahl der Moden innerhalb des $1/e$ -Abfalls im Leistungsspektrum der Lichtquelle. Z_L ist die Anzahl der unabhängigen Specklemuster, Z ist die Anzahl der Moden in der Faser und η beschreibt den Koppelwirkungsgrad. Die Anzahl Z_L beträgt 1 für den Fall, dass die Pulsverbreiterung in der Faser $\sigma = \Delta\tau/(2\sqrt{3})$ (RMS-Wert) immer sehr viel kleiner als die Kohärenzzeit des Lasers ist [108]. Die Kohärenzzeit des Lasers ergibt sich aus der Linienbreite δf des Lasers

$$\tau_K = \frac{1}{\delta f} \quad (5.26)$$

und beträgt für VCSEL mit typischen Linienbreiten von 10 MHz bis 50 MHz zwischen 20 ns und 100 ns. Die Kohärenzzeit ist somit für Faserlängen unter 400 m immer viel größer als die Pulsverbreiterung σ von maximal 45 ps. Das Modenrauschen verursacht bei der Übertragung digitaler Signale Bitfehler. Die Bitfehlerrate hängt mit dem Signal-Rausch-Verhältnis folgendermaßen zusammen:

$$BER_{MN} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{SNR_{MN}}{\sqrt{8}}\right) . \quad (5.27)$$

Bild 5.24 zeigt den mit den Gleichungen (5.25) und (5.27) berechneten Zusammenhang zwischen der Koppeldämpfung und der Bitfehlerrate für unterschiedliche Anzahl der Fasermode Z . Zur Berechnung wurde eine Anzahl der Lasermode von $Z_e = 4$ angenommen. Der Einfluss des Modenrauschens kann bei geringen Koppeldämpfungen im Allgemeinen bei der hier betrachteten Faser vernachlässigt werden, falls alle Fasermode angeregt werden. Falls theoretisch nur Grundmode mit der Ordnung $m = 0$ angeregt werden, würden in der Faser wenigstens ca. 170 Mode geführt. Bei dieser Anzahl beträgt die Bitfehlerrate ca. 10^{-13} bei einer Koppeldämpfung von 7 dB oder 10^{-8} bei 9 dB.

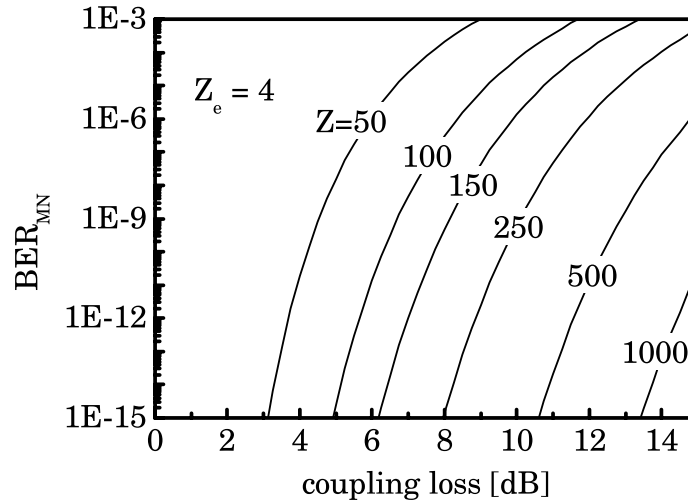


Bild 5.24: Bitfehlerrate durch Modenrauschen in Abhängigkeit von der Koppeldämpfung und der Anzahl der Fasermode.

Das Gesamtrauschen, verursacht durch Modenrauschen und Empfängerrauschen erhält man aus der Addition der einzelnen Rauschleistungen. Das Signal-Rausch-Verhältnis mehrerer Rauschquellen SNR_i berechnet sich aus

$$SNR_{ges} = \sum_i \sqrt{SNR_i^2}. \quad (5.28)$$

In Bild 5.25 ist die Bitfehlerratenkurve bei Berücksichtigung des Empfängerrauschens und zusätzlich des Modenrauschens an einer Koppelstelle dargestellt. Zur Berechnung wurde eine Fasermodeanzahl N von 170 und eine Koppeldämpfung von 3 dB gewählt. Bei einer Bitfehlerrate von 10^{-12} ergibt sich eine Differenz in der minimal detektierbaren Leistung von nur 0.4 dB. Geht man von einer größeren Anzahl angeregter Fasermode aus, kann Modenrauschen an einer Koppelstelle völlig vernachlässigt werden. Selbst mehrere Koppelstellen auf einer Übertragungsstrecke haben keinen wesentlichen Einfluss, da nach der ersten Koppelstelle in der folgenden Faser, wie in Abschnitt 5.2.1 gezeigt wurde, mehr Mode angeregt sind.

Um den Einfluss einer Koppelstelle auf Modenrauschen messtechnisch zu untersuchen, wurde bei unterschiedlichen Anregungsbedingungen die Bitfehlerrate auf einer Übertragungsstrecke bestimmt. Bild 5.26 zeigt auf der linken Seite schematisch den verwendeten Messaufbau. Als Lichtquelle wurde ein VCSEL mit einer Divergenz von $\phi = 9^\circ$ benutzt. Zur Einkopplung wurde das Laserlicht mit einem Mikroskopobjektiv parallel gerichtet und mit einem zweiten Objektiv auf die Faserendfläche fokussiert. Mit einem Graukeil zwischen beiden Objektiven konnte die optische Leistung zur Bitfehlerratenmessung eingestellt werden. Die Koppeldämpfung zwischen beiden PCS-Fasern beträgt 3 dB. Bild 5.26 zeigt auf der rechten Seite die gemessene Bitfehlerrate in Abhängigkeit der empfangenen Leistung. Exemplarisch sind die Messergebnisse bei zentraler Einkopplung ($\Delta x = 0 \mu\text{m}$) und dezentraler Einkopplung ($\Delta x = 50 \mu\text{m}$) im

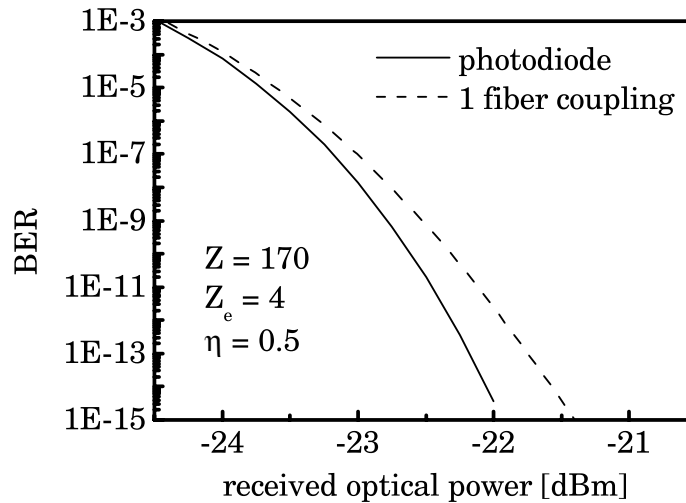


Bild 5.25: Berechnete Bitfehlerrate durch Empfänger- und Modenrauschen.

Vergleich zur Bitfehlerrate ohne Koppelstelle dargestellt. Die Messung zeigt bei einer Koppeldämpfung von 3 dB kaum ein Einfluss von Modenrauschen. Bei zentraler Einkopplung ist im Vergleich zur Messung ohne Koppelstelle eine maximal 0.2 dB höhere optische Leistung gefordert. Bei dezentraler Anregung wird eine noch größere Zahl an Moden angeregt und der Effekt des Modenrauschens ist kaum mehr messbar. Weitere Messungen haben gezeigt, dass auch ein höherer lateraler Versatz von bis zu $80 \mu\text{m}$ kein Modenrauschen verursacht.

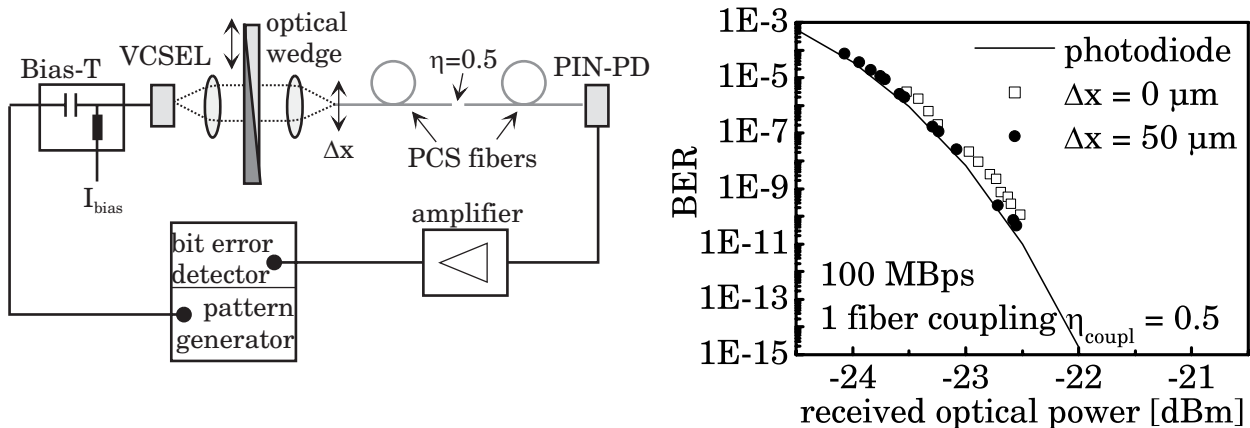


Bild 5.26: Aufbau zur Messung des Modenrauschens an einer Faser-Faser-Koppelstelle (links). Gemessene Bitfehlerrate in Abhängigkeit unterschiedlicher Anregungsbedingungen in einer PCS-Faser vor einer Koppelstelle (rechts).

5.5 Biegeempfindlichkeit von PCS-Fasern

Bei Unterschreitung eines kritischen Biegeradius geht Lichtleistung in der Faser verloren. In einer geraden Faser fällt die Leistung einer Mode exponentiell im Mantelbereich ab, diese im Mantel geführte Lichtwelle wird als evaneszentes Feld bezeichnet. Bei einer Biegung wird

die Phasengeschwindigkeit der Wellenfront im äußeren Bereich des Mantels größer. Je weiter entfernt die Leistung vom Kern geführt wird, desto höher wird die Phasengeschwindigkeit, bis sie gleich der Phasengeschwindigkeit von Licht im Mantelmaterial wird. An dieser Stelle wird die Welle nicht mehr geführt und wird abgestrahlt. Strahlenoptisch ergibt sich durch Biegung einer Faser eine verringerte numerische Apertur, womit Strahlen mit hohem Ausbreitungswinkel keine Totalreflektion an der Kern-Mantel-Grenzfläche erfahren und ausgekoppelt werden.

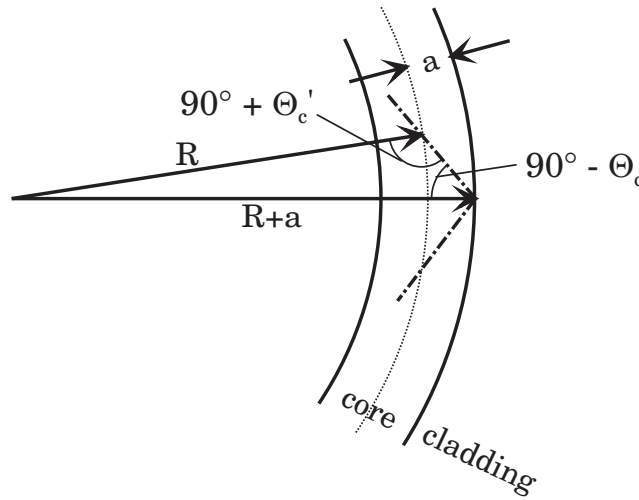


Bild 5.27: Biegung einer Faser mit Biegeradius R und Kernradius a . Der Winkel Θ_c beschreibt den Grenzwinkel zur Totalreflektion zwischen optischer Achse und Lichtstrahl, Θ'_c den reduzierten Grenzwinkel infolge der Biegung.

Nach [109] kann für eine Stufenindexfaser der Dämpfungskoeffizient α_r einer Mode mit dem Ausbreitungswinkel Θ (Winkel zwischen optischer Achse und Lichtstrahl innerhalb der Faser) infolge von Biegung mit Biegeradius R mit

$$\alpha_r = 2n_1k(\Theta_c^2 - \Theta^2) \exp\left\{-\frac{2}{3}n_1kR\left(\Theta_c^2 - \Theta^2 - \frac{2a}{R}\right)^{\frac{3}{2}}\right\} \quad (5.29)$$

berechnet werden. Gleichung (5.29) gilt nur für Lichtwellen mit hohem Ausbreitungswinkel, nahe des Akzeptanzwinkels Θ_c . Die Biegung verringert die effektive numerische Apertur der Faser und verursacht den Leistungsverlust bei hohen Moden. Der Biegeverlust steigt beim Winkel

$$\Theta'_c = \Theta_c \left(1 - \frac{2a}{R\Theta_c^2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.30)$$

stark an. Bei großen Biegeradien ist Θ'_c ungefähr gleich dem Akzeptanzwinkel der Faser. Die Biegedämpfung D_B beträgt bei einer Biegelänge L

$$D_B = 10 \log\left(\frac{\int_0^{\Theta'_c} P(\Theta) \exp\{-\alpha_r L\} d\Theta}{\int_0^{\Theta_c} P(\Theta) d\Theta}\right) \text{ dB} \quad (5.31)$$

wobei $P(\Theta)$ die winkelabhängige Leistungsverteilung gemäß Abschnitt 5.2.1 beschreibt und somit von den Anregungsbedingungen der Faser abhängt. Auf der linken Seite von Bild 5.28 werden berechnete und gemessene Dämpfungswerte bei verschiedenen Anregungswinkeln ϕ verglichen. Bei der Messung wurde eine 2 m lange PCS-Faser ohne Buffer benutzt und 30 cm hinter der Einkoppelstelle um einen Zylinder um 360° gebogen. Für kleine Anregungswinkel ist eine gute Übereinstimmung der theoretischen und gemessenen Werte zu erkennen. Bei Vollanregung der Faser werden höhere Biegedämpfungen gemessen. Der Grund hierfür ist, dass bei der Entfernung des Buffers das sehr dünne Cladding leicht beschädigt wird, was zu leicht erhöhten Messwerten führt. Die Ergebnisse zeigen, dass bei einer Faser ohne Schutzmantel ein Biegeradius von 5 mm toleriert werden kann, wenn eine Biegedämpfung unter 1 dB gefordert wird. Auf der rechten Seite von Bild 5.28 ist die gemessene Biegedämpfung einer PCS-Faser mit transparentem ETFE-Buffer, mit einer geringeren Brechzahl als das Claddingmaterial, dargestellt. Die Biegedämpfung beträgt nur noch einen Bruchteil (unter 5%) der zuvor berechneten und gemessenen Werte. Anscheinend wird an der Biegestelle ausgekoppelte Leistung wieder zurück in den Kernbereich gekoppelt und geht somit nicht verloren. Dieser Effekt ist jedoch stark abhängig vom verwendeten Buffermaterial und ist nicht repräsentativ für die PCS-Faser selbst.

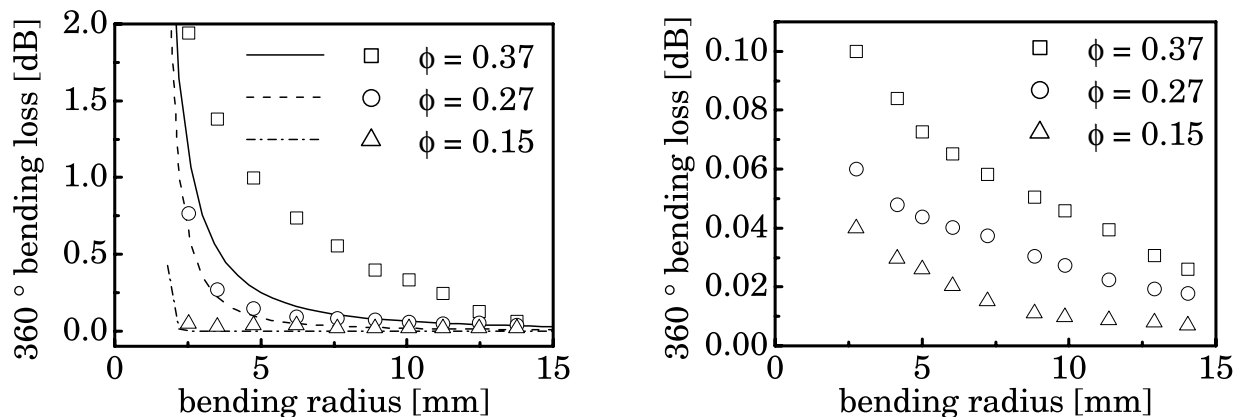


Bild 5.28: Berechnete (Linien) und gemessene (Punkte) 360° Biegedämpfung in Abhängigkeit des Biegeradius und der Abstrahlbreite der Quelle (links). Gemessene Biegedämpfung einer PCS-Faser mit Buffer (rechts).

Kapitel 6

Integration von PCS und VCSEL basierten Netzwerken

Optische Netzwerke auf Basis von Glasfasern mit Polymermantel mit 200 μm Durchmesser und Vertikalemittlern bei 850 nm stellen für Anwendungen im Kraftfahrzeug eine viel versprechende Alternative zum bisher eingesetzten Polymerfasernetz dar. In den folgenden Abschnitten werden die in den vorigen Kapiteln untersuchten Komponenten hinsichtlich ihrer Verwendung in aktuellen Fahrzeugnetzen beschrieben.

6.1 PCS-Kabel

Bild 6.1 zeigt schematisch den Aufbau eines kommerziell erhältlichen PCS-Faser Kabels mit Faserkern, Cladding, primärer Mantel (Buffer) und äußerem Mantel. Die Bufferschicht schützt das nur 15 μm dicke Cladding vor mechanischer und Feuchte-Einwirkung. Der äußere Mantel dient als zusätzlicher Schutz und muss an die besonderen Umgebungsbedingung im Kraftfahrzeug angepasst werden, um die Integration des Kabels in den Leitungssatz ohne zusätzliche Aufwendungen zu erlauben und die optische Faser vor Feuchte, mechanischer und chemischer Einwirkung zu schützen. Gleichzeitig muss der Kabelaufbau einen einfachen Terminierungsprozess erlauben, welcher sowohl beim Leitungssatzhersteller automatisiert, als auch von Hand in den Werkstätten durchgeführt werden kann. Aus diesen Gründen müssen die Materialien für Buffer und äußeren Mantel sorgfältig ausgewählt werden. Einige Hersteller, z.B. [95], [96] bieten PCS-Faser Kabel für unterschiedlichste Anwendungen an. Meist wird als Buffermaterial Ethylen Tetrafluorethylen (ETFE) und für den äußeren Mantel Polyolefin, Polyamid, Polyurethan oder thermoplastische Elastomere verwendet.

Aufgrund des dünnen Claddings ist die Faser empfindlich auf Querspannungen, welche durch unterschiedliche thermische Ausdehnung der einzelnen Kabelmaterialien induziert werden können. Bild 6.2 zeigt den gemessenen relativen optischen Verlust von zwei PCS-Faser-Kabel mit unterschiedlichem Buffermaterial während einer Temperaturbelastung zwischen Raumtemperatur und +85 °C / 85 % relativer Feuchte. Im oberen Teil der Abbildung ist das Temperaturprofil und im unteren Teil die gemessene optische Leistung dargestellt. Bei Probe B wird während des Versuchs keine Änderung der optischen Leistung beobachtet, weder

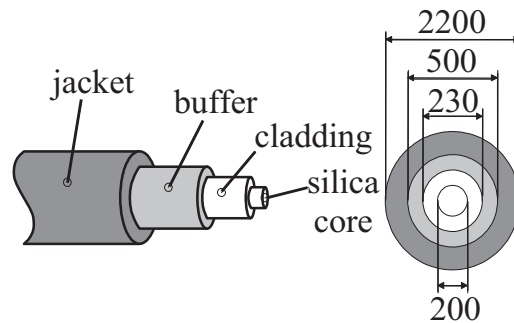


Bild 6.1: Schematische Darstellung PCS-Faser-Kabelaufbau.

während der Dauerbelastung noch bei den Temperaturschocks bei 140 h und 175 h. Dieses Verhalten konnte bei allen PCS-Faser-Kabeln mit ETFE-Buffer beobachtet werden. Dagegen verursachen die Temperaturschocks bei Probe A einen drastischen Anstieg von mehr als 4 dB/m. Die Dämpfungserhöhung ist dabei reversibel und geht nach Temperaturanstieg auf 85 °C oder nach einigen Stunden bei Raumtemperatur zurück. Dieser Effekt der Dämpfungserhöhung wurde vorwiegend bei Kabeln mit Polyamid-Buffer beobachtet und kann durch die Entstehung von Mikrokrümmungen, verursacht durch Querspannungen am Kern-Cladding-Übergang erklärt werden. Aus diesem Grund muss der Haftsitz des Buffers beschränkt und die thermischen Ausdehnungskoeffizienten der einzelnen Materialien aufeinander abgestimmt werden.

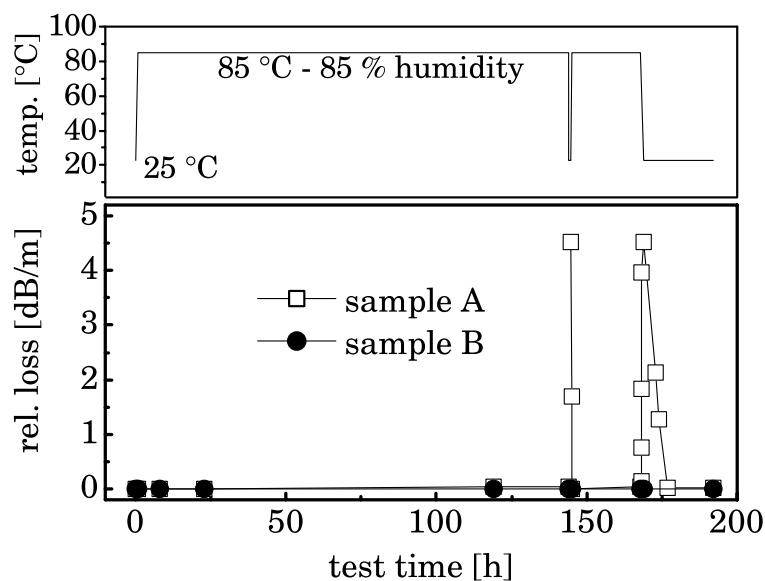


Bild 6.2: Gemessene relative Dämpfungserhöhung von PCS-Faser-Kabeln (unteres Diagramm) in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur und -Feuchte (oberes Diagramm).

Die Verbaubarkeit optischer Fasern in Kraftfahrzeugen ist in Bezug auf deren Biegebarkeit besonders kritisch. Starke Biegungen entstehen kurzzeitig bei der Herstellung des Leitungssatzes und bei der Installation in die Karosserie, im verbauten Zustand werden auf Dauer kleine Biegeradien für eine kompakte Leitungsführung gefordert. Wird ein kritischer Min-

destbiegeradius unterschritten, kann die Faser Beschädigungen durch Mikrorisse erlangen, welche sich unmittelbar oder auch später im Faserbruch äußern.

PCS-Fasern werden, wie alle Quarzglasfasern, am Ende des Herstellungsprozesses mit einer definierten Prüf-Spannung σ_p getestet, um eine Mindestfestigkeit zu garantieren. Im Standardherstellungsprozess von 200 μm PCS-Fasern beträgt diese Zugspannung 150 kpsi¹. Nach [110] kann mit Hilfe des Ermüdungsfaktors n_f die Standzeit t_f (in Sekunden) einer Faser bei einer bestimmten Dauerspannung σ_a bestimmt werden:

$$\log(t_f) \approx \left(\frac{\sigma_p}{\sigma_a}\right)^{n_f} . \quad (6.1)$$

Für PCS-Fasern beträgt n_f typisch 25 [110]. Bild 6.3 zeigt die garantierte Lebensdauer einer PCS-Faser in Abhängigkeit der angewandten Spannung σ_a , beispielhaft für zwei unterschiedliche Prüf-Spannungen bei 150 kpsi und 650 kpsi. Bei diesen Prüf-Spannungen würden die Fasern innerhalb einer Zeit von 1 Sekunde brechen. Die maximal anwendbare Dauerspannung σ_a nimmt bei steigender Standzeit ab. Betrachtet man eine geforderte Lebensdauer der Faser von 20 Jahren, so beträgt bei einer Prüf-Spannung von 150 kpsi die maximale Dauerbelastung 67 kpsi. Um eine höhere Dauerspannung garantieren zu können, muss beim Herstellungsprozess die Prüf-Spannung erhöht werden. Typische PCS-Fasern erreichen Faserfestigkeiten von bis zu 650 kpsi [111]. Bei dieser höheren Prüf-Spannung erhöht sich die maximal garantierte Dauerbelastung auf 290 kpsi.

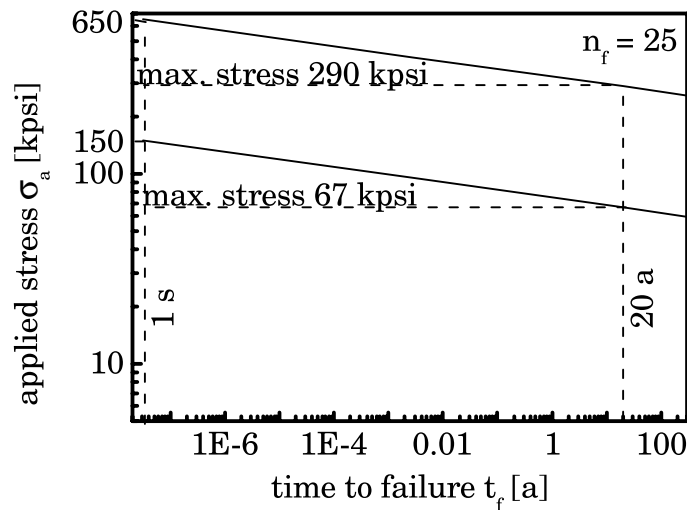


Bild 6.3: Maximal erlaubte Spannung σ_a in Abhängigkeit der Lebensdauer t_f .

Die maximal garantierte Dauerbelastung ist besonders relevant für die Bestimmung des erlaubten Mindestbiegeradius der PCS-Faser. In gekrümmten Fasern beträgt die maximal auftretende Spannung an der Faseroberfläche näherungsweise [110]

$$\sigma_{bend} = E_{glass} \left(\frac{a}{R}\right) \quad (6.2)$$

¹1 kpsi entspricht 6.894757 MPa

mit dem Elastizitätsmodul E_{glass} (72 GPa für Quarzglas), dem Faserradius a und dem Faserkrümmungsradius R . Standard-PCS-Fasern mit einer garantierten Zugfestigkeit von 150 kpsi können auf Dauer (20 Jahre) mit einem Biegeradius von 16 mm belastet werden. Für den Einsatz in Kraftfahrzeugen sind noch geringere Biegeradien erwünscht. Wie in Abschnitt 5.5 gezeigt wurde, lassen sich PCS-Fasern bis zu einem Mindestbiegeradius von 5 mm biegen, falls die Biegedämpfung unter 1 dB betragen soll. Um einen kleineren Mindestbiegeradius zu erlauben, muss während der Herstellung eine höhere Prüf-Spannung gefordert werden.

Bild 6.4 stellt auf der linken Seite die erforderliche Prüf-Spannung in Abhängigkeit vom Biegeradius bei einer geforderten Lebensdauer von 20 Jahren dar. Um eine Standzeit von 20 Jahren mit einem Krümmungsradius R von 5 mm sicherzustellen, müsste die Faser während der Herstellung mit einer Zugspannung σ_p von 470 kpsi geprüft werden. Unter dem Aspekt einer günstigen Produktion bei gegebenen Stückzahlen erscheint eine maximale Prüf-Spannung von ca. 290 kpsi eher realistisch. Der Mindestbiegeradius ist somit auf etwa 8 mm beschränkt. Ein Mindestbiegeradius von 8 mm ist zwar für die Verlegung der Faser im Kraftfahrzeug ausreichend, während des Transports des Leitungssatzes vom Zulieferer zum Fahrzeughersteller können jedoch unter Umständen noch kleinere Biegeradien auftreten, da der Leitungssatz hierfür zusammengefaltet wird. Bild 6.4 zeigt auf der rechten Seite den erlaubten Mindestbiegeradius bei Belastung für die Dauer einer Woche. Bei einer Prüf-Spannung von 290 kpsi kann der Biegeradius während einer Dauer von höchstens einer Woche auf 6 mm minimiert werden.

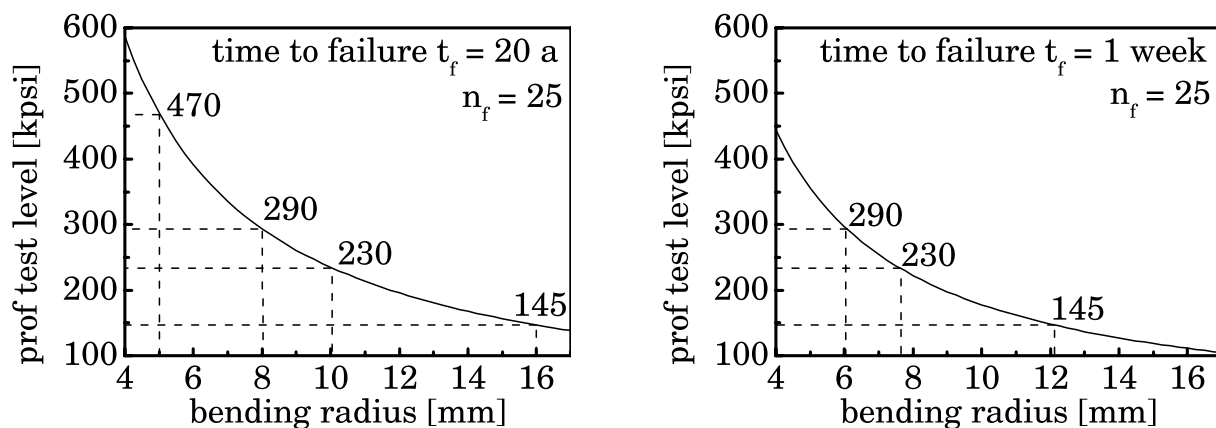


Bild 6.4: Erforderliche Prüf-Spannung in Abhängigkeit vom Biegeradius für eine Lebensdauer von 20 Jahren (links) und einer Woche (rechts).

Neben statischer Biegung ist die mechanische Empfindlichkeit auf Wechselbiegung von besonderem Interesse, da optische Fasern an Durchführungen, wie z.B. an Türen, häufig beansprucht werden. Bild 6.5 zeigt die Biegeempfindlichkeit von PCS-Fasern mit ETFE-Schutzmantel und unterschiedlichen Kabelmaterialien (Polyamid, Polyurethan, Silicon, Thermoplastisches Elastomer). Die Fasern wurden um 90° mit einem Biegeradius von 5 mm unter einer Zuglast von 20 N gebogen. Innerhalb der Messtoleranz kann während einer Million Biegezyklen keine Dämpfungserhöhung beobachtet werden. Selbst bei gleichzeitiger Temperaturbelastung zwischen -40°C und $+85^\circ\text{C}$ wird kein Einfluss auf die Faserdämpfung festgestellt.

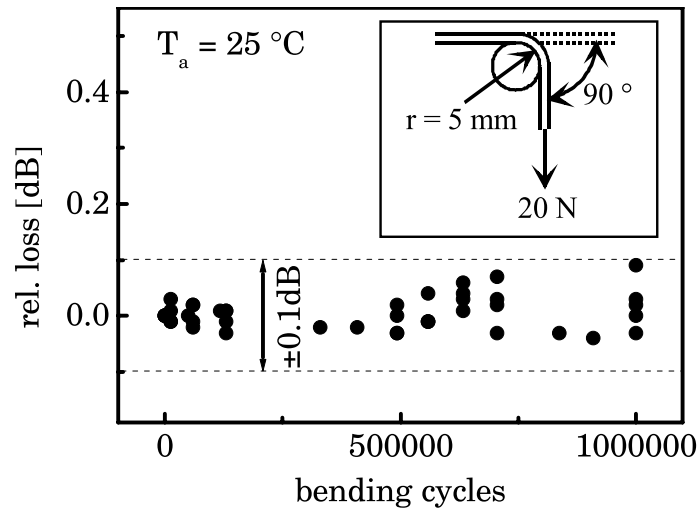


Bild 6.5: Relative optische Dämpfungsänderung verschiedener PCS-Fasern unter dynamischer Biegung.

6.2 PCS-Stecker

Die Herstellung kostengünstiger Steckverbinder ist für Kurzstreckenverbindungen im Kraftfahrzeug von besonderer Bedeutung. Zwischen einer Punkt-zu-Punkt-Verbindung werden zukünftig bis zu 5 Steckverbinder gefordert, um einen modularen Fertigungsprozess des Leitungssatzes zu erlauben. Die Toleranzanforderungen einer Faser-Faser-Kopplung für $200\text{ }\mu\text{m}$ PCS-Fasern wurde bereits in Abschnitt 5.4.1 theoretisch untersucht. Um eine maximale Einfügedämpfung von 2 dB nicht zu überschreiten, ist nach den theoretischen Berechnungen ein Faser-Faser-Abstand von $100\text{ }\mu\text{m}$ und gleichzeitig ein lateraler Versatz von $50\text{ }\mu\text{m}$ erlaubt. Bild 6.6 zeigt den gemessenen optischen Verlust an einer Faser-Faser-Koppelstelle in Abhängigkeit vom lateralen und axialen Versatz. Zur Messung wurde die Faser im Nah- und Fernfeld voll angeregt. In Übereinstimmung mit den theoretischen Ergebnissen kann bei einem Abstand zwischen beiden Fasern von $100\text{ }\mu\text{m}$ eine laterale Toleranz von mehr als $\pm 50\text{ }\mu\text{m}$ erreicht werden.

Diese relativ hohen Toleranzen können mit modernen Spritzgussverfahren erreicht werden. Allerdings gibt es dafür nur eine begrenzte Anzahl an geeigneten Kunststoffen, die eine ausreichende Temperaturstabilität und eine geringe thermische Ausdehnung zwischen -40 °C und 125 °C zeigen. Besonders geeignet sind Polymere mit kristallinen Füllstoffen (liquid crystal polymer, LCP).

Zur Endflächenpräparation einer PCS-Faser können einfache Cleaving-Verfahren (Anritzen und Abbrechen der Faser) ohne zusätzliches Polieren angewendet werden. Die zusätzlich zu den Fresnel-Verlusten von ca. 0.3 dB auftretenden Streuverluste liegen unter 0.1 dB . Daneben ist Laserschneiden eine viel versprechende Möglichkeit zur Präparation [112], was sich besonders für die automatisierte Fertigung anbieten würde.

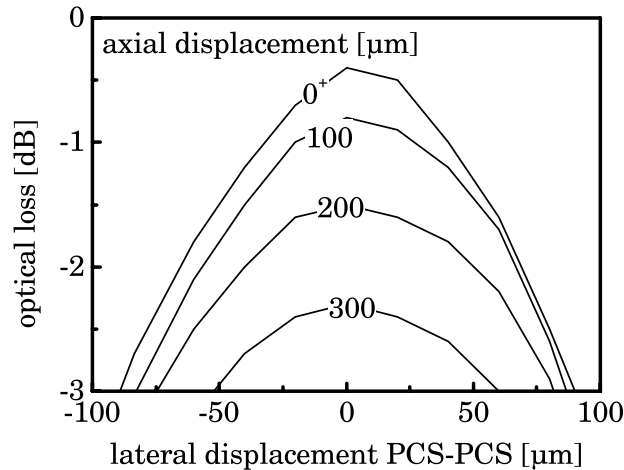


Bild 6.6: Gemessene Koppeltoleranz zwischen zwei PCS-Fasern bei Vollenregung.

6.3 Transceivermodule für MOST Netzwerke

6.3.1 Ansteuerung von VCSEL Transmittern

Die Temperaturabhängigkeit der in Kapitel 3 beschriebenen optischen Eigenschaften eines VCSELs bedingt eine temperaturgeregelte Ansteuerung, um eine möglichst konstante optische Leistung, bzw. einen konstanten Modulationshub über einen weiten Temperaturbereich zu gewährleisten. Dabei muss der Modulationshub so eingestellt werden, dass das An-Aus-Verhältnis $oor = P_1/P_0$ möglichst hoch ist, um eine hohe Detektionsempfindlichkeit des optischen Signals zu erreichen. Daneben ist aus Sicht von Leistungsbudgetaspekten eine möglichst konstante mittlere optische Leistung des Modulationssignals gewünscht.

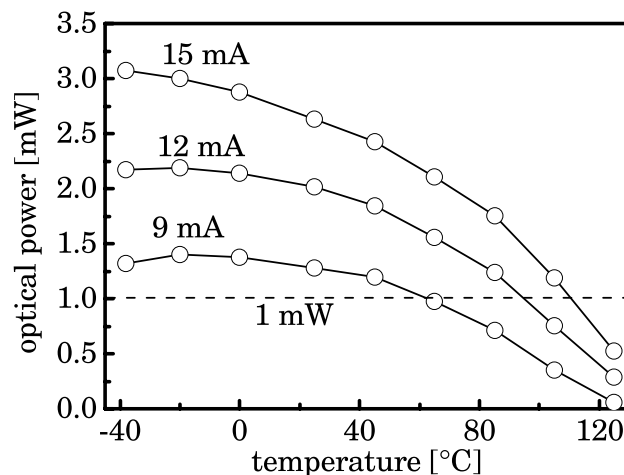


Bild 6.7: Temperaturabhängigkeit der optischen Leistung eines VCSELs bei unterschiedlichen Strömen [84].

Bild 6.7 zeigt die typische Temperaturabhängigkeit eines VCSELs bei konstantem Strom. Bei einem Strom von 12 mA variiert die Ausgangsleistung im Temperaturbereich von -40 °C

und 125 °C zwischen 2.2 mW und 0.3 mW, entsprechend einer Änderung von knapp 9 dB. Wird der Bias-Strom dagegen zwischen 9 mA und 15 mA geregelt, kann die Variation der Ausgangsleistung zwischen -40 °C und 85 °C nahezu kompensiert und zwischen -40 °C und 125 °C auf weniger als 3 dB verringert werden.

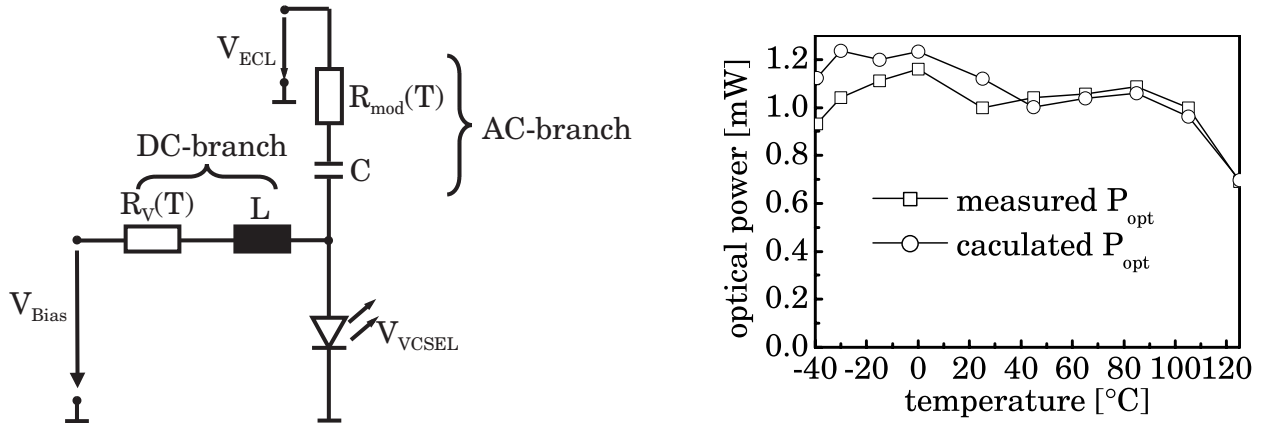


Bild 6.8: Bias-T Treiberschaltung mit temperaturabhängigen Vorwiderständen im Gleich- und Wechselstromzweig (links) und berechnete, bzw. gemessene optische Leistung eines VCSELs mit Temperaturkompensation.

Zur temperaturkompensierten Ansteuerung bieten sich mehrere Verfahren an. Kommerziell verfügbare Treiberchips können mit Vorwiderständen oder Bond-Optionen an einen bestimmten VCSEL-Typ angepasst werden. Der Treiberchip regelt mit Hilfe eines integrierten temperaturabhängigen Bauelements den Vorstrom und Modulationsstrom gemäß der voreingestellten Parameter. Um die optische Leistung noch besser zu regeln, wird zusätzlich das Signal einer Monitordiode auf den Treiber rückgekoppelt. Eine alternative Methode zur Temperaturkompensation ist das Vorschalten von temperaturabhängigen Widerständen in einer Bias-T Treiberschaltung (siehe Bild 6.8 auf der linken Seite). Im Gleich- und Wechselstromzweig werden der Bias-Strom, bzw. Modulationsstrom mit einer Kombination aus PTC (positiv temperature coefficient) und NTC (negative temperature coefficient) Widerständen geregelt. Mit dieser vergleichsweise einfachen Ansteuerschaltung lässt sich die Ausgangsleistung zwischen 1.1 mW und 0.7 mW über den gesamten Temperaturbereich von -40 °C und +125 °C konstant halten (siehe Bild 6.8 auf der rechten Seite). Die Augendiagramme in Bild 6.9 sind bei einer Datenrate von 500 MBps aufgenommen und zeigen ein nahezu von der Temperatur unabhängiges optisches Signal. Diese Methode setzt jedoch voraus, dass bei einer Großserienfertigung geringe Bauteilsschwankungen erreicht werden.

Bild 6.10-a zeigt einen prototypisch aufgebauten Transmitter [113] mit integriertem VCSEL und einem neuartigen Lasertreiber². Um eine einfache und kostengünstige Ersetzung zu erlauben, sind die Bauelemente in einem Kunststoff-Gehäuse gemäß bisheriger MOST-Spezifikation vergossen. Die Abbildung zeigt außerdem zwei Versionen von MOST-Transceivern im sogenannten Header-Gehäuse (Bild 6.10-b) und mit PCS-Faserpigtail (Bild 6.10-c). Die Faserpigtail-Lösung bietet den Vorteil, die optoelektronischen Komponenten im Hinblick auf eine ausreichende elektromagnetische Verträglichkeit optimal auf die Leiterplatte zu integrieren.

²Maxim MAX3905 150MBps Automotive VCSEL Driver

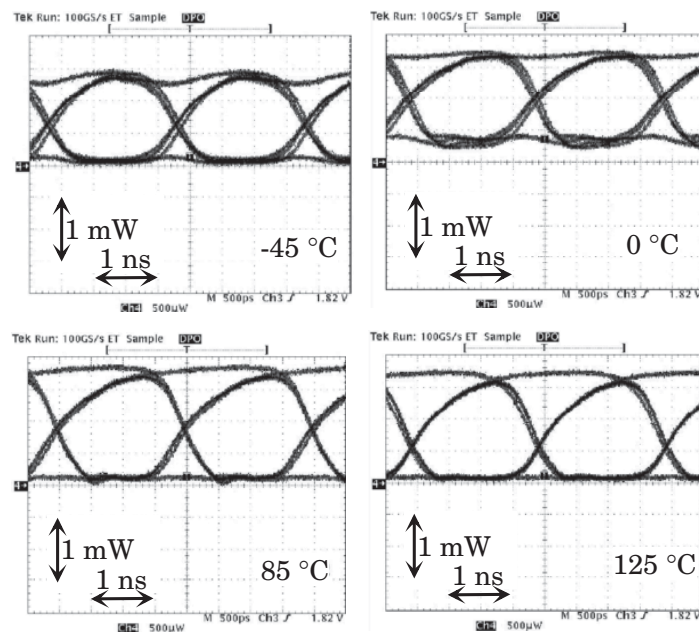
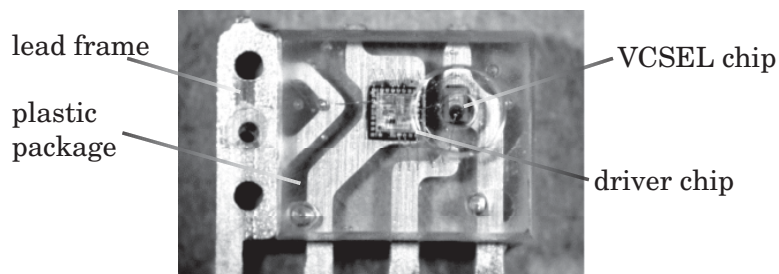
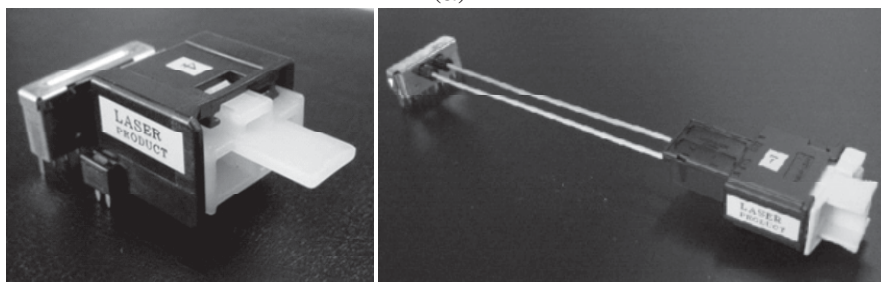


Bild 6.9: Augendiagramme eines VCSEL Transmitters mit temperatureregelter Bias-T-Ansteuerung bei unterschiedlichen Temperaturen und einer Datenrate von 500 MBps.



(a)



(b)

(c)

Bild 6.10: VCSEL Transmitter und Treiber in Spritzgussgehäuse (a). Modifizierte MOST-Transceiver mit VCSEL-Transmitter im Header-Gehäuse (b) und mit PCS-Faserpigtail (c) [113].

6.3.2 Kopplung zwischen VCSEL und PCS-Faser mit Linse

Wie in Kapitel 5.1.4 bereits an einem Beispiel untersucht wurde, betragen die Koppeltoleranzen zwischen VCSEL und 200 μm PCS-Fasern ca. 50 μm in lateraler und bis zu 800 μm in axialer Richtung, falls ein Koppelverlust von 2 dB toleriert werden kann. Anstatt einer direkten Ankopplung einer PCS-Faser an das VCSEL-Bauelement bietet sich die Verwendung von Linsen als Koppellement an, welche den divergenten Strahl auf die Faserstirnfläche parallel bündelt und so die Koppeltoleranz erhöht. Bild 6.11 zeigt auf der linken Seite den simulierten relativen optischen Verlust in Abhängigkeit des lateralen und axialen Versatzes zwischen Linse und PCS-Faser. Mit einer 200 μm Durchmesser Halbkugellinse beträgt der Durchmesser des Parallelstrahls in der Simulation etwa 100 μm . Dadurch wird eine hohe laterale Toleranz von $\pm 90 \mu\text{m}$ und gleichzeitig eine axiale Toleranz von mehr als 1 mm erreicht, falls ein Koppelverlust zwischen VCSEL und Faser von 2 dB erlaubt ist. Mit einer 500 μm Durchmesser Halbkugellinse übersteigt der Durchmesser des Parallelstrahls mit ca. 225 μm die Endfläche der PCS-Faser, womit die Koppeleffizienz etwas reduziert wird. Mit dieser Anordnung kann eine laterale Toleranz von $\pm 50 \mu\text{m}$ und eine axiale Toleranz von 1 mm erreicht werden.

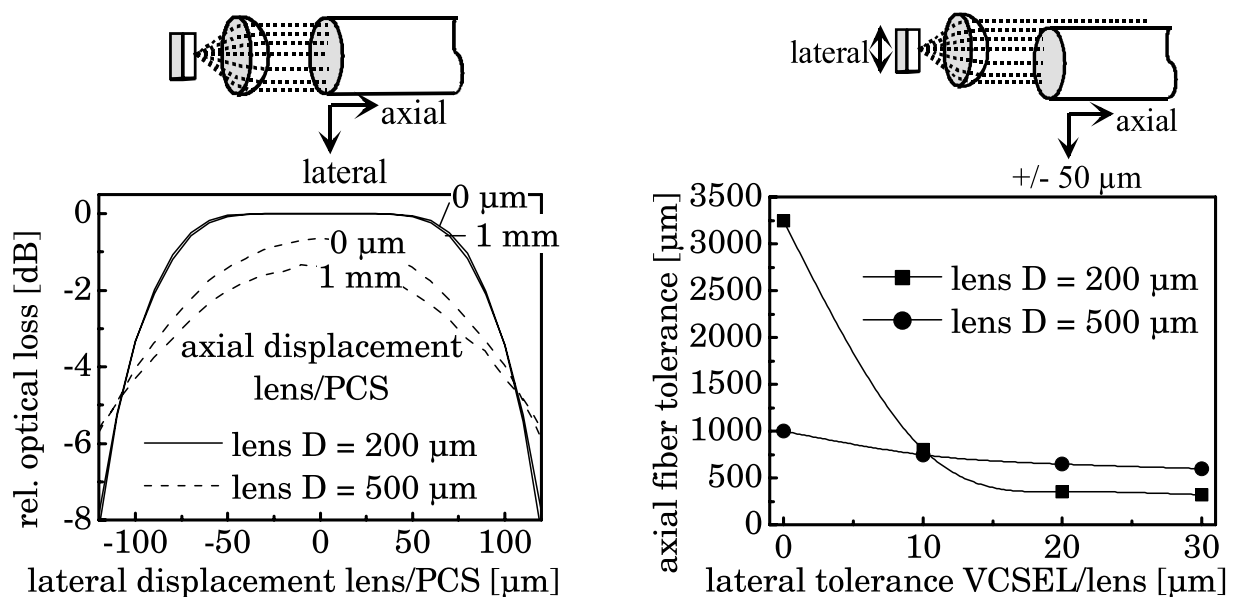


Bild 6.11: Simulierte Koppeltoleranzen zwischen VCSEL und PCS-Faser mit einer 200 μm bzw. 500 μm Durchmesser Halbkugellinse (links). Simulierte axiale Koppeltoleranz in Abhängigkeit eines lateralen Versatzes zwischen VCSEL und Halbkugellinse, bei der Annahme eines lateralen Faserversatz von $\pm 50 \mu\text{m}$ und 2 dB Koppelverlust. Fresnel-Verluste wurden vernachlässigt (rechts).

Auf der rechten Seite in Bild 6.11 ist die maximal erreichbare axiale Toleranz zwischen Linse und Faser in Abhängigkeit vom lateralen Versatz zwischen VCSEL und Linse dargestellt. Zur Berechnung der maximalen axialen Toleranz wurde ein lateraler Versatz zwischen Linse und Faser von $\pm 50 \mu\text{m}$ und eine maximale Koppeldämpfung von 2 dB angenommen. Die maximale Toleranz mit der 200 μm Halbkugellinse beträgt 3 mm, falls eine exakte Ausrichtung zwischen VCSEL und Faser gewährleistet werden kann. Mit steigendem lateralen Versatz zwischen

VCSEL und Linse verringert sich die axiale Toleranz drastisch und beträgt z.B. $350\ \mu\text{m}$ bei einem Versatz von $20\ \mu\text{m}$ zwischen VCSEL und Linse. Die maximale axiale Toleranz mit der $500\ \mu\text{m}$ Linse beträgt nur $1000\ \mu\text{m}$, die Abhängigkeit vom lateralen Versatz zwischen VCSEL und Linse ist jedoch sehr gering und verringert sich bei $20\ \mu\text{m}$ Versatz zwischen VCSEL und Linse nur auf $650\ \mu\text{m}$.

6.3.3 Augensicherheit

Um eine einfache Handhabung der Steuergeräte bei Entwicklung, Produktion und in den Werkstätten zu erlauben, ist eine Einstufung der Transmittermodule in Laserklasse 1 erforderlich. Gemäß [114] und [115] ist die maximal erlaubte Austrittsleistung für Laserklasse 1 abhängig von Ausdehnung, Divergenz und Wellenlänge der Lichtquelle. In Anhang A.1 sind die grundsätzlichen Berechnungsvorschriften für die maximal erlaubten Strahldichten zusammengefasst. Bild 6.12 zeigt die wellenlängenabhängige maximale Strahlleistung für unterschiedliche Strahlquellen. Die durchgezogene Linie wurde für eine Punktlichtquelle, die gestrichelte Linie für eine Quelle, entsprechend der Endfläche einer PCS-Faser, mit $200\ \mu\text{m}$ Durchmesser und einer Divergenz von 22° berechnet. Gemäß den Vorschriften zur Lasersicherheit ist ein VCSEL mit einem Durchmesser von $15\ \mu\text{m}$ und einer Divergenz von 15° (FWHM) als Punktlichtquelle zu betrachten. Nimmt man aufgrund von Fertigungstoleranzen und Temperaturverschiebung einen Wellenlängenbereich des VCSELS von $850 \pm 20\ \text{nm}$ an, beträgt die maximal erlaubte Austrittsleistung $-1.5\ \text{dBm}$. Falls der VCSEL in ein Modul mit einem $200\ \mu\text{m}$ Faserpigtail eingebaut wird, kann eine Ausgangsleistung von bis zu $2\ \text{dBm}$ erlaubt werden, falls die Faser voll angeregt ist. Diese Werte sind im Vergleich zu den Leistungsgrenzen im roten Wellenlängenbereich höher. Bei $650\ \text{nm}$ ist bei einer Punktlichtquelle eine maximale Ausgangsleistung von $-4\ \text{dBm}$ und eine maximale Leistung an der $200\ \mu\text{m}$ Faser-Endfläche von $-0.5\ \text{dBm}$ erlaubt.

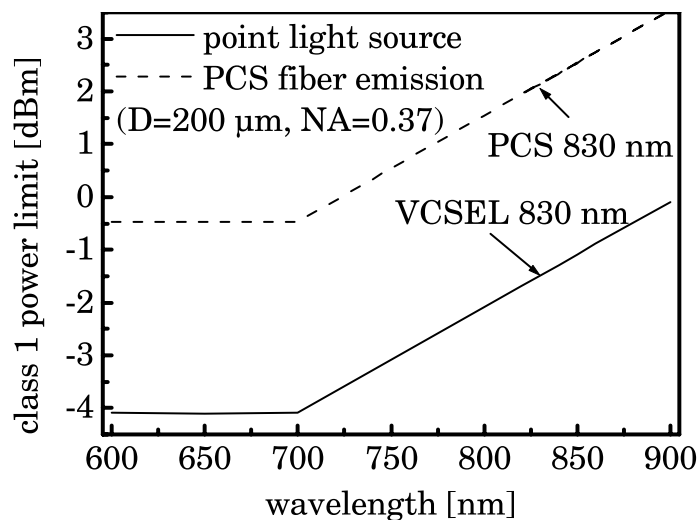


Bild 6.12: Maximale Austrittsleistung für Laserklasse 1. Für die $200\ \mu\text{m}$ PCS-Faser wurde Vollanregung im Fernfeld angenommen ($\text{NA}=0.37$).

6.3.4 Zuverlässigkeit von VCSEL-Bauelementen

VCSEL-Bauelemente müssen während des Betriebs verschiedenen Stressfaktoren, wie Temperatur, Feuchte und mechanische Einflüsse widerstehen. Feuchte- und mechanische Einwirkungen sind im Wesentlichen durch die Gehäusetechnik bestimmt und lassen sich bei entsprechender Gestaltung des Package minimieren. Eine schwierigere Anforderung ist durch den hohen Temperatureinsatzbereich von -40 °C bis 125 °C gegeben, wenngleich die hohen Temperaturen über 85 °C nur während einer begrenzten Betriebsdauer von ca. 20 % der Fahrzeuglebensdauer auftreten. Bei Annahme einer maximalen Fahrzeugreichweite von 300.000 km und einer Durchschnittsgeschwindigkeit von 50 km/h lässt sich eine gesamte Betriebsdauer von 6000 h abschätzen. Die hohen Temperaturanforderungen sind somit nur während 1200 h gegeben. Elektronische Komponenten werden deshalb zur Qualifizierung im Automobilbereich typischerweise für eine Dauer von 3000 h unter „worst-case“-Bedingungen getestet.

VCSEL-Bauelemente weisen ein von ihrer Struktur und von den Stressbedingungen abhängiges Lebensdauer-Verhalten auf. Der hauptsächliche Fehlermechanismus wird auf das Vorhandensein, bzw. die Generation von Versetzungslinien im Kristall zurückgeführt [65]. Allgemein lässt sich die Fehlerrate von VCSEL-Bauelementen mit der für die Halbleiterbauelemente häufig beschriebenen „Badewannenkurve“, gemäß Abbildung 6.13 auf der linken Seite, beschreiben. Zu Beginn des Betriebs verursachen fehlerhafte Bauteile Frühausfälle, welche durch Fertigungstoleranzen bei der Produktion bestimmt sind. Mit Hilfe von „burn-in“-Tests werden bei der Produktion die Bauelemente beschleunigt gealtert und früh ausgefallene Bauteile aussortiert. Nach der Zeit t_1 tritt während der Nutzungsdauer die Phase der zufälligen Fehler auf. Die Fehlerrate zufälliger Fehler wird mit der Einheit „FIT“ (failure in time) angegeben. Ein FIT entspricht einem Ausfall in 10^9 Betriebsstunden. Die Bestimmung von FIT-Raten ist aufgrund der hohen Testzeit, bzw. der hohen Bauteilzahl erschwert, aus diesem Grund sind zuverlässige FIT-Werte für VCSEL-Bauelemente meist unbekannt und lassen sich nur durch die Anzahl an Ausfällen im Feld abschätzen. In [116] werden von Ausfallraten (Gesamtzahl aller Ausfälle) im Feld in der Größenordnung 1 ppm, inklusive Treiberausfälle, berichtet. Die Fehlerrate steigt ab einer Zeit t_2 während der sogenannten „wearout“-Phase wieder an. Häufig wird die Lebensdauer bis zur „wearout“-Phase mit MTTF- (mean time to failure) oder TT1%F- (time to 1 % failure) Werten angegeben.

Bild 6.13 vergleicht auf der rechten Seite exemplarisch die Lebensdauer („wearout“-Phase) von selektiv oxidierten VCSEL mit unterschiedlichen aktiven Durchmessern bei jeweils verschiedenem Laserstrom und bei einer Umgebungstemperatur von 25 °C [65]. Je größer der aktive Durchmesser des VCSELs ist, desto höhere Lebensdauern werden erreicht. Die Zeit, bis maximal 0.1 % der Bauteile ausgefallen sind, beträgt im aufgeführten Beispiel bei einem aktiven Durchmesser von $14\text{ }\mu\text{m}$ und einem Laserstrom von 6.5 mA 2.5 Millionen Stunden, bzw. bei einem aktiven Durchmesser von $17\text{ }\mu\text{m}$ und einem Laserstrom von 8 mA 13 Millionen Stunden.

Die Lebensdauer bei einem höheren Strom und einer höheren Temperatur lässt sich nach [117] mit Hilfe der Arrhenius-Beziehung

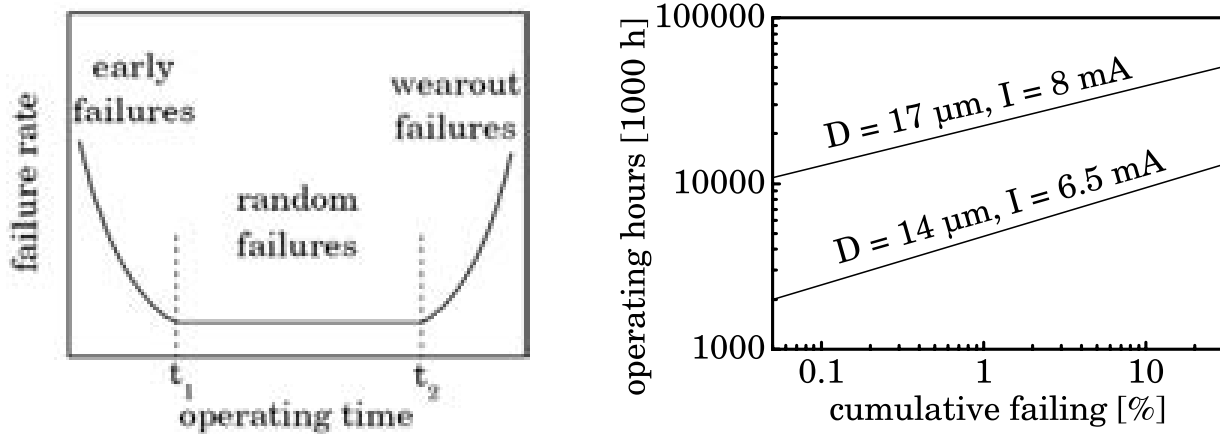


Bild 6.13: Schematische Darstellung der Fehlerrate von Halbleiterbauelementen in Abhängigkeit der Betriebsdauer (links). Vergleich der Lebensdauer (wearout) bei 25 °C von selektiv oxidierten VCSEL mit unterschiedlichen aktiven Durchmessern, bei jeweils verschiedenem Laserstrom [65] (rechts).

$$F \propto I^2 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B \cdot T}\right) \quad , \quad (6.3)$$

mit der Fehlerrate F , dem Laserstrom I , der Aktivierungsenergie $E_a \approx 0.7 \text{ eV}$, der Boltzmann-Konstanten k_B und der Temperatur T in Kelvin abschätzen, wobei die Abhängigkeit vom Laserstrom I im Quadrat berücksichtigt wird. Das Verhältnis zwischen zwei Fehlerraten bei unterschiedlichem Strom I und unterschiedlicher Temperatur T wird durch den Faktor $A.F.$ (acceleration factor)

$$A.F. = \frac{F_2}{F_1} = \left(\frac{I_2}{I_1}\right)^2 \cdot \exp\left(\frac{E_a}{k_B}(1/T_1 - 1/T_2)\right) \quad (6.4)$$

ausgedrückt. $A.F.$ gibt den Faktor an, um welchen das Bauteil bei höheren Stressbedingungen schneller altert. Durch eine Temperaturerhöhung von 25 °C auf 125 °C resultiert ein Wert $A.F. = 865$. Eine Verdopplung des Laserstroms bewirkt eine Verringerung der Lebensdauer um den Faktor $A.F. = 4$. Die in Bild 6.13 beschriebenen Lebensdauern bis zu 0.1 % Ausfall werden z.B. bei Temperaturerhöhung auf 125 °C auf knapp 3000 h beim 14 μm Durchmesser Bauelement und auf 15000 h beim 17 μm Durchmesser Bauelement beschränkt.

6.4 Pegelbudgetbetrachtung

Bei der Verwendung eines PCS-Faser basierten Netzwerks kann die Systemreserve im Vergleich zum PMMA-Faser basierten Netzwerk von 13 dB auf 25 dB erhöht werden, wie in Tabelle 6.1 dargestellt ist. Mit einem temperaturkompensierten VCSEL kann eine minimale Ausgangsleistung von -5 dBm und gleichzeitig eine maximale Ausgangsleistung von -1.5 dBm

für Laserklasse 1 erreicht werden. Hierdurch wird die Systemreserve im Vergleich zum bisherigen PMMA-Netzwerk um 5 dB erhöht. Die Empfindlichkeit beträgt mit einem 250 μm Empfänger gemäß den Betrachtungen in Abschnitt 4.2 mindestens -30 dBm, was die Systemreserve um weitere 7 dB erhöht. Daneben kann die Faserdämpfung einer PCS-Faser bei den typisch vorkommenden Faserlängen vernachlässigt werden.

Tabelle 6.1: Vergleich der Leistungsreserve eines POF/LED und eines PCS/VCSEL Systems.

Parameter	POF/LED System	PCS/VCSEL System
Maximale Ausgangsleistung	-1.5 dBm	-1.5 dBm
Minimale Ausgangsleistung	-10 dBm	-5 dBm
Empfängergrenze	-23 dBm	-30 dBm
Dynamikbereich	13 dB	25 dB
Faserdämpfung	0.4 dB/m	<0.01 dB/m
Verlust Steckverbinder	2 dB	2 dB
Verlust Transceiver-Stecker	2.5 dB	2.5 dB

Durch das höhere Pegelbudget und die höhere Temperaturbeständigkeit in PCS/VCSEL-Systemen im Vergleich zu POF/LED-Systemen können bisherige Beschränkungen beim Verlegen der Leitungen umgangen werden. Mehr als 5 Steckverbinder könnten zwischen zwei Steuergeräten verbaut werden, um die Installation des Leitungssatzes zu vereinfachen. Darüberhinaus erlaubt die hohe Systemreserve kostengünstige Reparaturlösungen in den Werkstätten. Als zusätzliche Systemerweiterungen sind passive Bypass-Konzepte, die Einführung von 3 dB-Kopplern zur Diagnose oder passive Ankoppelkonzepte für Zusatzgeräte möglich. Mit gängigen POF/LED-Systemen lassen sich derartige Systemerweiterungen aufgrund der geringeren Systemreserve nicht realisieren.

Kapitel 7

Integration in Folienleitungen und -schaltungen

Als Alternative zur konventionellen Kabelsatzfertigung wird zunehmend der Einsatz von Flachleiter-Technologien diskutiert. Grundsätzlich unterscheidet man zwischen Flachleitern (flat flexible cable, FFC) und flexiblen, gedruckten Schaltungen (flat printed circuit, FPC). Ein Flachleiter besteht aus einem flach gewalzten elektrischen Draht, welcher in einem Polymerfilm eingebettet ist und als Endlosware gefertigt wird. Analog zur konventionellen Leiterplatte werden flexible Schaltungen in einem Ätzprozess hergestellt. Der Hauptvorteil dieser Technologien ist die Möglichkeit der Einsparung von Gewicht und Bauraum des Leitungssatzes in einem Kraftfahrzeug [14], [15]. Aufgrund der besseren Wärmeabfuhr von Flachleitern wird eine größere Strombelastbarkeit erreicht, womit die Leitungsquerschnitte kleiner gewählt werden können und so eine höhere Integrationsdichte erreicht wird. Aufgrund der definierten Lage der elektrischen Leitungen in einem Flachleiterverbund können Simulationen der elektrischen Eigenschaften des Leitungssatzes vereinfacht und bei der Herstellung Verdrahtungsfehler vermieden werden. Wird ein konventioneller Leitungssatz noch von Hand aufgebaut, lassen sich Leitungssätze aus Flachleitern automatisiert fertigen.

Flachleiter eignen sich im Kraftfahrzeug heutzutage nur für Stromversorgungsleitungen und Datenleitungen mit geringer Datenrate. So werden Flachleiter z.B. zur Ansteuerung und Stromversorgung des Blinkerlichts im Rückspiegel oder der Innenraumbeleuchtung im Dachmodul eingesetzt. Die Einbettung einer Schirmung für hochbitratige Datenleitungen könnte durch das Einbetten spezieller leitfähiger Kunststoffe oder flacher Drahtgeflechte realisiert werden, was jedoch zu Lasten der Biegsamkeit und des Gewichts geht. Optische Leitungen könnten sich aufgrund ihrer Flexibilität und geringen Größe besser für die Integration in Folienleiter eignen. In den folgenden Abschnitten werden Untersuchungen zur Einbettung optischer Wellenleiter in Flachleiter und flexible Schaltungen beschrieben und Konzepte zur Kopplung integrierter Wellenleiter mit optoelektronischen Bauelementen vorgestellt.

7.1 Integration von optischen PCS-Fasern in Folienleitungen

Im Rahmen dieser Arbeit haben Untersuchungen ergeben, dass sich optische Fasern mit den gängigen Herstellungsverfahren, wie Lamination [118] oder Extrusion [119], in FFCs integriert werden können. Bild 7.1 zeigt schematisch beide Herstellungsverfahren. Bei der Lamination werden flache elektrische Leiter mit einer Dicke zwischen $50 \mu\text{m}$ und $200 \mu\text{m}$ zwischen zwei Folien bei einer Temperatur von $150 \text{ }^\circ\text{C}$ verklebt. Als Folienmaterial wird dazu meist Polyethylen (PE) oder für eine höhere Temperaturstabilität Polyimid (PI) oder Polyethylen Naphtalat (PEN) verwendet. Beim extrudierten Flachleiter werden die Leiter mit einer flüssigen Kunststoffmasse umspritzt. Als Rohmaterial steht eine breite Auswahl an Kunststoffgranulaten bereit, womit das Folienmaterial in Bezug auf die mechanischen Eigenschaften, Wärmebeständigkeit, Flammschutz, etc. optimal ausgewählt werden kann. Je nach Kunststoff beträgt die Temperatur beim Extrusionsprozess zwischen $150 \text{ }^\circ\text{C}$ und $250 \text{ }^\circ\text{C}$. Aufgrund der hohen Herstellungsgeschwindigkeit und der raschen Abkühlung im nachfolgenden Wasserbad können jedoch thermische Auswirkungen auf den Polymermantel einzubettender PCS-Fasern vermieden werden.

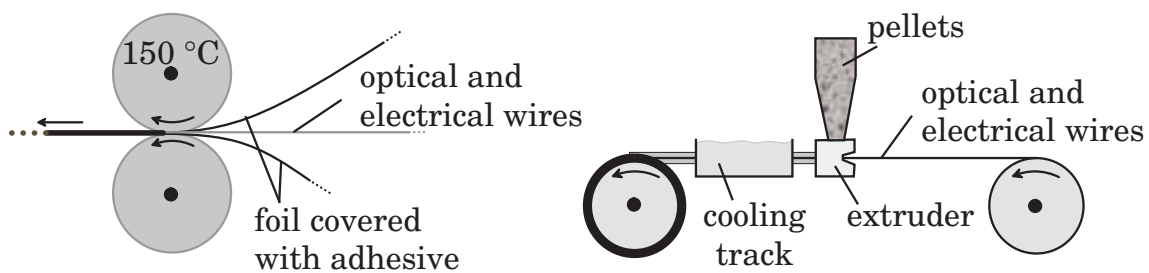


Bild 7.1: *Herstellungsprozess von Folienleitungen durch Laminierung (links) und durch Extrusion (rechts).*

Bild 7.2 zeigt beispielhaft den Querschnitt einer laminierten Folienleitung mit integrierten PCS-Fasern. Zum besseren Schutz der PCS-Faser wurde diese mit einem ETFE-Schutzmantel mit einem Außendurchmesser von $500 \mu\text{m}$ eingebettet. Mehrere Versuche haben gezeigt, dass sich die Einbettung weder auf die optische Dämpfung, noch auf die mechanische Stabilität der Faser auswirkt.

Um die Temperaturbeständigkeit einlaminiert optischer Fasern zu untersuchen, wurden mehrere Proben mit jeweils 4 m Länge in einen Klimaschrank bei über $115 \text{ }^\circ\text{C}$ für eine Dauer von 3000 h gelagert. Bild 7.3 zeigt die Zunahme der optischen Dämpfung während des Temperaturtests von einlaminierten PCS-Fasern (graue Symbole) im Vergleich zu einer nicht einlaminierten PCS-Faser (schwarze Linie). Für die einlaminierten Fasern kann während der Temperaturbelastung eine geringe Zunahme der optischen Dämpfung bei einer Wellenlänge von 850 nm von maximal 0.3 dB beobachtet werden. Nach thermischer Belastung wurde vor allem bei Polyethylen ein hoher Schrumpf des Folienmaterials festgestellt, womit die Dämpfungszunahme durch induzierte Querspannungen erklärt werden kann.

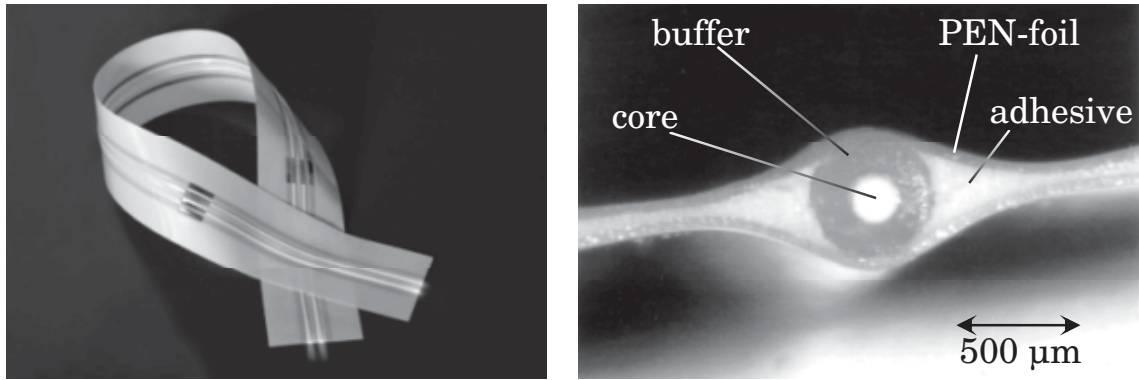


Bild 7.2: Folienleitung mit integrierten optischen Fasern (links). Querschnitt einer einlamierten PCS-Faser mit $200\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser und $500\ \mu\text{m}$ Bufferdurchmesser (rechts).

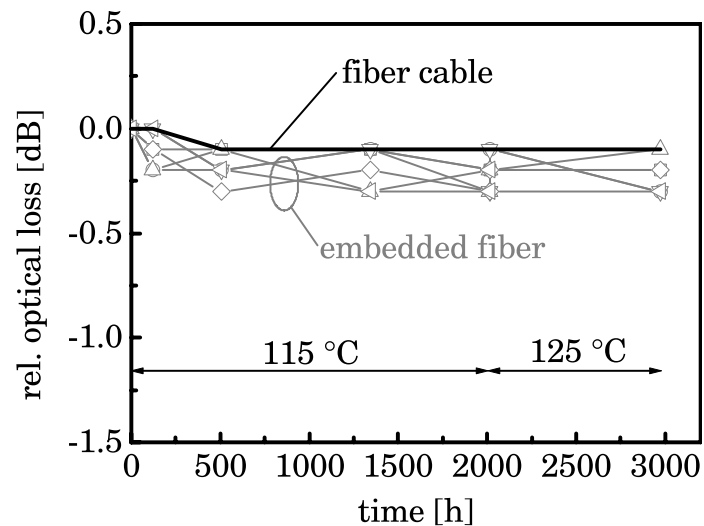


Bild 7.3: Relativer optischer Verlust einlaminierter PCS-Fasern während 3000 h Temperaturbelastung.

7.2 Integration von Wellenleiterstrukturen in Folienschaltungen

Planare optische Wellenleiter sind für die Datenübertragung über kurze Strecken sehr attraktiv und mehrere Gruppen arbeiten zurzeit an Verfahren, planare Wellenleiter in Standard-Leiterplatten zu integrieren [120], [121], [122] um höhere Datenraten zwischen einzelnen Prozessoren realisieren zu können. Für Kraftfahrzeuganwendungen ist weniger die Möglichkeit der Übertragung sehr hoher Datenraten, als viel mehr die Erhöhung der Integrationsdichte optischer Verbindungen von großem Interesse. Innerhalb von Steuergeräten können in Leiterplatten integrierte Wellenleiter die Anbindung von optoelektronischen Komponenten zum Leitungssatz erleichtern. Daneben lassen sich planare Kopplerstrukturen in oder auf Leiterplatten integrieren und erlauben so eine kompakte Bauform. In den folgenden Abschnitten soll zunächst auf die Herstellung und Eigenschaften planarer Wellenleiter eingegangen wer-

den. Dabei werden besonders heißgeprägte und direktgeschriebene Wellenleiter mit $200\ \mu\text{m}$ Querschnitt beschrieben und planare Kopplerstrukturen zur passiven Kopplung in Sternbusystemen vorgestellt.

7.2.1 Herstellung planarer Wellenleiter

Zur Herstellung von Multimode-Wellenleitern eignen sich mehrere Technologien. Beim Heißprägeverfahren wird eine Kunststoff-Folie mit einem Formstempel strukturiert und die Wellenleiter durch Auffüllen mit einem Kernpolymer erzeugt [120]. Eine andere Möglichkeit stellt die Herstellung mittels Mikroformguss [123] dar. Dazu wird zunächst eine Vorform z.B. mit LIGA-Verfahren (Röntgentiefenlithographie, Galvanik, Kunststoffabformtechnik) hergestellt, in welcher das Wellenleitermaterial eingebracht und ausgehärtet wird. Eine dritte Möglichkeit ist die Herstellung mittels Photolithographie. Dabei wird ein UV-aushärtendes Polymer mit einer Photomaske belichtet und die strukturierten Wellenleiter mit einem Mantelmaterial geringerer Brechzahl umgossen [124]. Alternativ zur Photomaske lässt sich im Direktschreibverfahren mit einem fokussierten Lichtstrahl das Wellenleitermaterial aushärten [125]. Weitere Ansätze zur Herstellung planarer Wellenleiterstrukturen sind die Integration von Polymerwellenleitern in Kupferlagen oder in Dünnglas [126]. Die in dieser Arbeit verwendeten Wellenleiterproben wurden mit den Herstellungsverfahren Heißprägen und Direktschreiben gefertigt, weshalb diese beiden Technologien im Folgenden näher beschrieben werden.

Heißprägeverfahren

Bild 7.4 zeigt schematisch den Herstellungsprozess heißgeprägter Wellenleiter [127]. Als Prägewerkzeug dient ein Nickel-Stempel, welcher mit einer geringen Oberflächenrauigkeit von unter $R_a = 40\ \text{nm}$ gefertigt werden kann. Der Stempel prägt bei einer Temperatur von ca. $100\ \text{°C}$ Wellenleitergräben in eine Kunststoff-Folie, welche mit einem flüssigen Monomer als Wellenleiterkern gefüllt werden. Als Polymermaterialien dienen z.B. Polymethylmethacrylat (PMMA) und spezielle Epoxidharze für den Wellenleiterkern und Cycloolefin Copolymere (COC) als Substratmaterial. Das Kernmaterial wird danach mit einer Polyethylen Terephthalat (PET) Folie abgedeckt, womit sich das flüssige Monomer vollständig im Wellenleitergraben verteilt, und anschließend mit UV-Strahlung ausgehärtet. Die PET-Folie wird danach entfernt und eine obere Manteldeckschicht unmittelbar oder bei der Einlaminierung aufgebracht.

Bild 7.5 vergleicht auf der linken Seite die optische Dämpfung des benutzten Wellenleitermaterials (spezielles Epoxidharz) mit der Dämpfung des Wellenleiters nach der Herstellung. Bei einer Wellenlänge von $850\ \text{nm}$ ist die Wellenleiterdämpfung aufgrund von Oberflächenrauigkeiten um $0.03\ \text{dB/cm}$ höher als die Materialdämpfung und beträgt $0.13\ \text{dB/cm}$. Auf der rechten Seite ist der Querschnitt heißgeprägter Wellenleiter dargestellt. Der Wellenleitergraben besitzt eine trapezförmigen Querschnitt mit einer Wandschräge von ca. $10\ \text{°}$. Dies erleichtert nach der Herstellung des Polymersubstrats die Ablösung des Prägestempels.

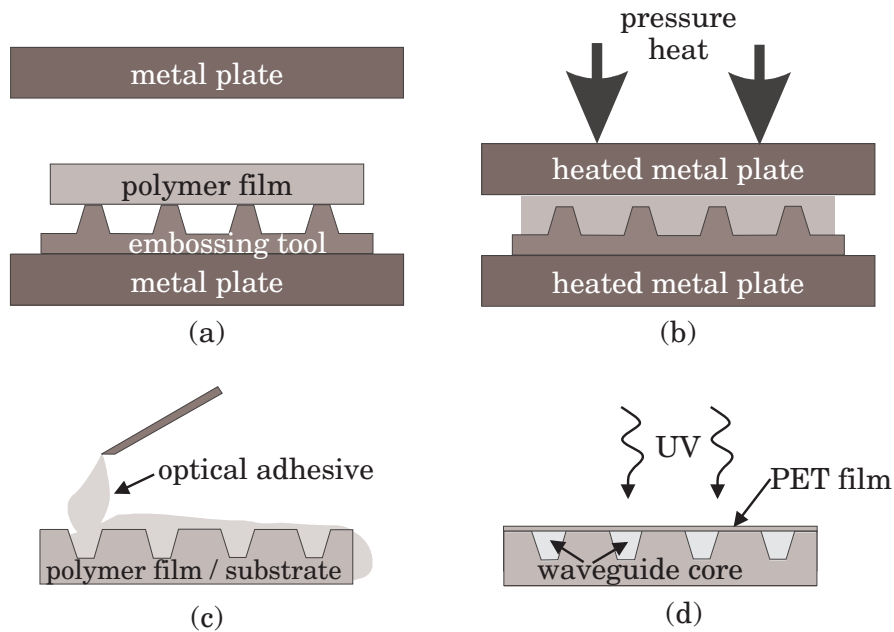


Bild 7.4: Herstellung planarer Wellenleiter durch Heißprägen [127]: (a), (b) Prägen eines Polymersubstrats unter Druck und Wärme. (c) Einfüllen von flüssigem Polymer in die Wellenleitergräben. (d) Wellenleiterhärtung mit UV-Strahlung.

Ein Vorteil dieser Technologie ist die Möglichkeit dreidimensionale Strukturen zu prägen. Dadurch können z.B. Mikrospiegel direkt in den Wellenleitergräben mit integriert werden. In Abschnitt 7.3.2 wird hierzu ein Anwendungsbeispiel demonstriert.

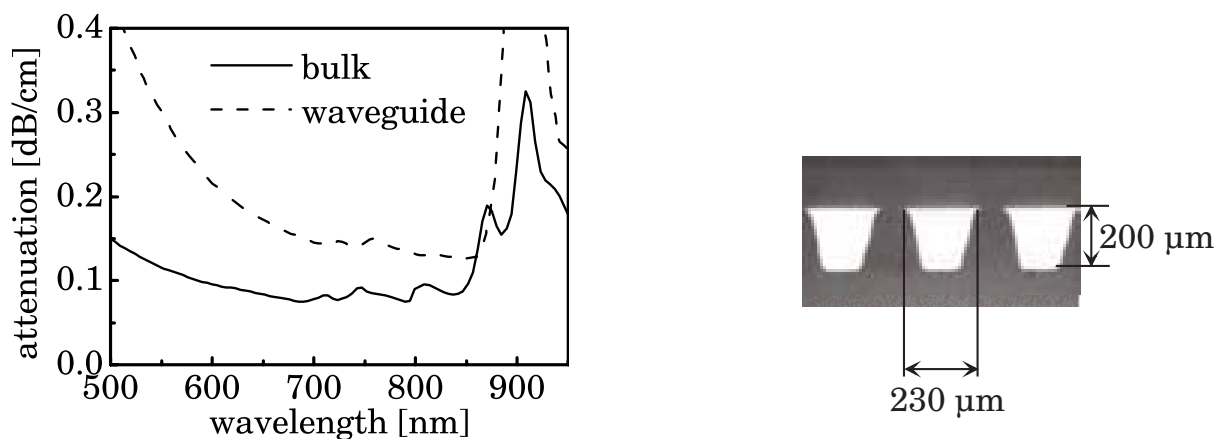


Bild 7.5: Vergleich der spektralen Dämpfung des Kernmaterials und des heißgeprägten Wellenleiters (links) [128]. Vergrößerte Ansicht des Querschnitts von heißgeprägten Wellenleitern (rechts).

Direktschreibverfahren

Bild 7.6 zeigt schematisch das Herstellungsverfahren direktgeschriebener Wellenleiter. Dieses Herstellungsverfahren [125] erlaubt den Einsatz beliebiger starrer oder flexibler Substrate

(Aluminium, FR4, Glas, Kunststoffe), auf welche zunächst eine untere Mantelschicht aufgebracht und ausgehärtet wird. Danach wird ein dünner flüssiger Polymerfilm aufgebracht. Die Dicke des Films bestimmt dabei später die Wellenleiterhöhe. Mit einem fokussierten UV-Lichtstrahl wird das flüssige Monomer ausgehärtet, während das Substrat relativ zur Belichtungsoptik mit einer Geschwindigkeit von mehreren 100 mm pro Minute bewegt wird und so den Wellenleiter strukturiert. Bei der Entwicklung wird das restliche nicht ausgehärtete Material mit Lösungsmittel entfernt. Eine Deckschicht wird schließlich auf den Wellenleiter als oberer Mantel aufgebracht.

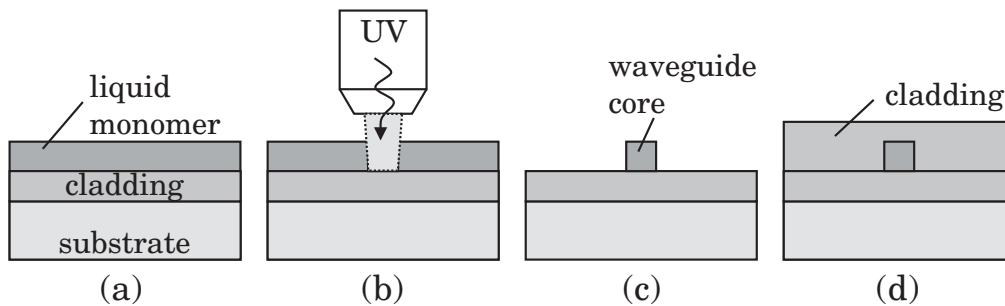


Bild 7.6: Herstellung direktgeschriebener Wellenleiter: (a) Auftrag von flüssigem Monomer auf untere Cladding-Schicht. (b) Schreiben des Wellenleiters mit fokussierter UV-Strahlung. (c) Entwickeln des Wellenleiters, (d) Aufbringung der oberen Mantelschicht.

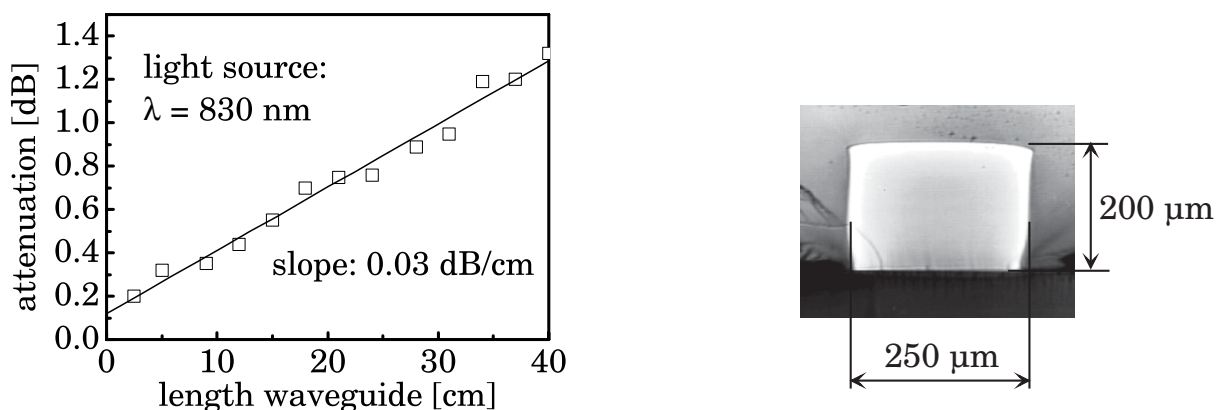


Bild 7.7: Dämpfung direktgeschriebener Wellenleiter unterschiedlicher Länge (links). Vergrößerte Ansicht des Querschnitts eines direktgeschriebenen Wellenleiters (rechts).

Bild 7.7 zeigt auf der linken Seite die gemessene optische Dämpfung von $200 \mu\text{m}$ Wellenleitern unterschiedlicher Längen bei einer Wellenlänge von 840 nm . Aus der linearen Kurven-Anpassung der Messpunkte ergibt sich eine Wellenleiterdämpfung von ca. 0.03 dB/cm . Auf der rechten Seite in Bild 7.7 ist der Querschnitt eines direktgeschriebenen Wellenleiters zu erkennen. Der Querschnitt des dargestellten Wellenleiters ist ca. $250 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$, das Verfahren erlaubt jedoch auch die Herstellung von Wellenleitern mit nahezu beliebigen Querschnitten von minimal $50 \mu\text{m}$.

Die Technologie des Direktschreibens hat gegenüber photolithographischen Verfahren oder der Heißprägetechnik den großen Vorteil, dass die Herstellung einer Maske oder eines Präge-

werkzeugs entfallen kann. Somit lassen sich neben geraden Wellenleitern sehr flexibel beliebige Strukturen, wie z.B. gekrümmte Wellenleiter, Wellenleiterkreuzungen oder Koppler, realisieren. Als Anwendungsbeispiel werden im folgenden Abschnitt mit dem Direktschreibverfahren hergestellte Wellenleiterstrukturen für Sternkopplerelemente näher beschrieben.

7.2.2 Planare Sternkoppler

Für zukünftige optische Netzwerke für sicherheitskritische Anwendungen stellen passive Sternkoppler eine wichtige Kernkomponente dar. Die prinzipielle Funktionsweise von passiven Sternkopplern ist in Bild 7.8 schematisch dargestellt. Ein $n \times m$ Sternkoppler verteilt die Lichtleistung von n Eingangstoren auf m Ausgangstore. Dabei unterscheidet man zwischen transmissiven und reflektiven Sternstrukturen. Bei transmissiven Sternstrukturen ist die Anordnung der Ein- und Ausgangstore getrennt, die reflektive Struktur kombiniert die Ein- und Ausgangstore und kommt somit mit der halben Anzahl an Schnittstellen aus. Die wesentlichen Parameter, die einen Koppler charakterisieren, sind die Einfügedämpfung und die Gleichförmigkeit. Die Einfügedämpfung wird zum Einen durch die Aufteilung der Leistung auf mehrere Ausgänge und durch den Leistungsverlust auf Grund von Absorption und Streuung im Wellenleitermedium verursacht. Die Gleichförmigkeit beschreibt, wie homogen sich die Lichtleistung auf die Ausgänge aufteilt. In diesem Zusammenhang ist die Mischereigenschaft des Kopplers von entscheidender Bedeutung. Je besser die Mischung, bzw. die Leistungsverteilung erfolgt, desto gleichförmiger verteilt sich die Leistung auf die verschiedenen Ausgänge.

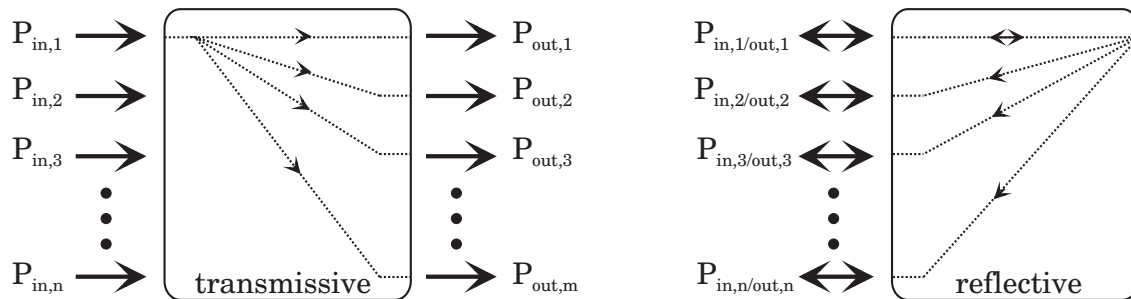


Bild 7.8: Prinzip eines transmissiven (links) und reflektiven (rechts) $n \times m$ Sternkopplers. Die gestrichelten Linien stellen die Leistungsaufteilung bei Einkopplung von Lichtleistung in den Eingang 1 dar.

Kopplerparameter

Ein idealer symmetrischer $n \times m$ Sternkoppler, der die eingekoppelte optische Leistung gleichmäßig und ohne Verluste auf alle Ausgänge verteilt, zeigt eine Einfügedämpfung (insertion loss, IL) infolge der Leistungsteilung von

$$IL_{sep} = -10 \log \frac{1}{m} \text{ dB} \quad . \quad (7.1)$$

Durch die Wellenleiterdämpfung und Streustellen im Kopplerelement entstehen Zusatzverluste (excess loss, EL), welche sich aus dem Verhältnis der gesamten ausgekoppelten Leistung zur eingekoppelten Leistung $P_{ein,n}$ ergibt:

$$EL = -10 \log \frac{\sum_m P_{aus,m}}{P_{ein,n}} \text{ dB} \quad . \quad (7.2)$$

Die Summe aus Teilungsverlust IL_{sep} und Zusatzverlusten EL gibt somit den gesamten Einfügeverlust IL_{ges} des Kopplers an. Die Gleichförmigkeit UN (uniformity) ist definiert durch die Differenz der höchsten Einfügedämpfung IL_{max} und der geringsten Einfügedämpfung IL_{min} des Kopplers

$$UN = IL_{max} - IL_{min} \quad . \quad (7.3)$$

Koppler Architekturen

Planare Multimode-Koppler lassen sich grundsätzlich in verschiedenen Architekturen aufbauen. Bild 7.9 vergleicht drei unterschiedliche Möglichkeiten des Designs. Um eine möglichst kurze Struktur zu erlauben und so gleichzeitig die Einfügeverluste zu minimieren bietet sich eine Kopplerstruktur gemäß Bild 7.9-a an. Das Prinzip beruht darauf, dass das an einem Eingang eingekoppelte Licht durch die divergente Ausbreitung auf die Ausgänge projiziert wird. Dabei werden die Eingangskanäle so angeordnet, dass alle Ausgänge homogen ausgeleuchtet werden. Allerdings ist das Koppelverhalten dieser Struktur sehr empfindlich auf unterschiedliche Anregungen der Eingangswellenleiter. Wird ein Wellenleiter am Eingang nicht voll angeregt, so wird die Leistung nicht gleichmäßig auf alle Ausgangswellenleiter übergekoppelt. Um die Abhängigkeit von den Anregungsbedingungen zu minimieren bietet es sich an, alle Eingänge zu einem zentralen Mischerelement zu führen, wie in Bild 7.9-b dargestellt. Ab einer bestimmten Länge L hat sich die Lichtleistung homogen über den gesamten Querschnitt verteilt und kann so gleichmäßig in alle Ausgänge ausgekoppelt werden. Die Länge der Mischerzone kann so gewählt werden, dass unabhängig von den Anregungsbedingungen eine Gleichverteilung der Leistung erreicht werden kann. Allerdings steigen mit größerer Mischerlänge auch die Zusatzverluste durch die Wellenleiterdämpfung. Mit steigender Anzahl an Ein- und Ausgangskanälen ergibt sich die Schwierigkeit, gleichzeitig eine gleichförmige Leistungsverteilung und geringe Zusatzverluste realisieren zu können.

Ein weiterer Nachteil der bisher genannten Kopplerstrukturen ist durch die unterschiedliche Länge zwischen den verschiedenen Ein- und Ausgangskanälen und damit durch unterschiedliche Zusatzverluste gegeben. Dadurch wird die Gleichförmigkeit des Kopplerelements zusätzlich verschlechtert. Durch eine symmetrische Baumstruktur, wie in Bild 7.9-c dargestellt, ist die Länge jedes Kanals gleich. Neben der gleichen Länge ist auch die Wellenleiterkrümmung der einzelnen Wellenleiterpfade gleich. Die Wellenleiter von n Eingangskanälen werden stufenweise mit symmetrischen Y-Kopplern in eine zentrale Mischerzone zusammengeführt und wieder auf m Ausgangskanäle aufgeteilt. Zwischen den einzelnen Y-Kopplern der Länge

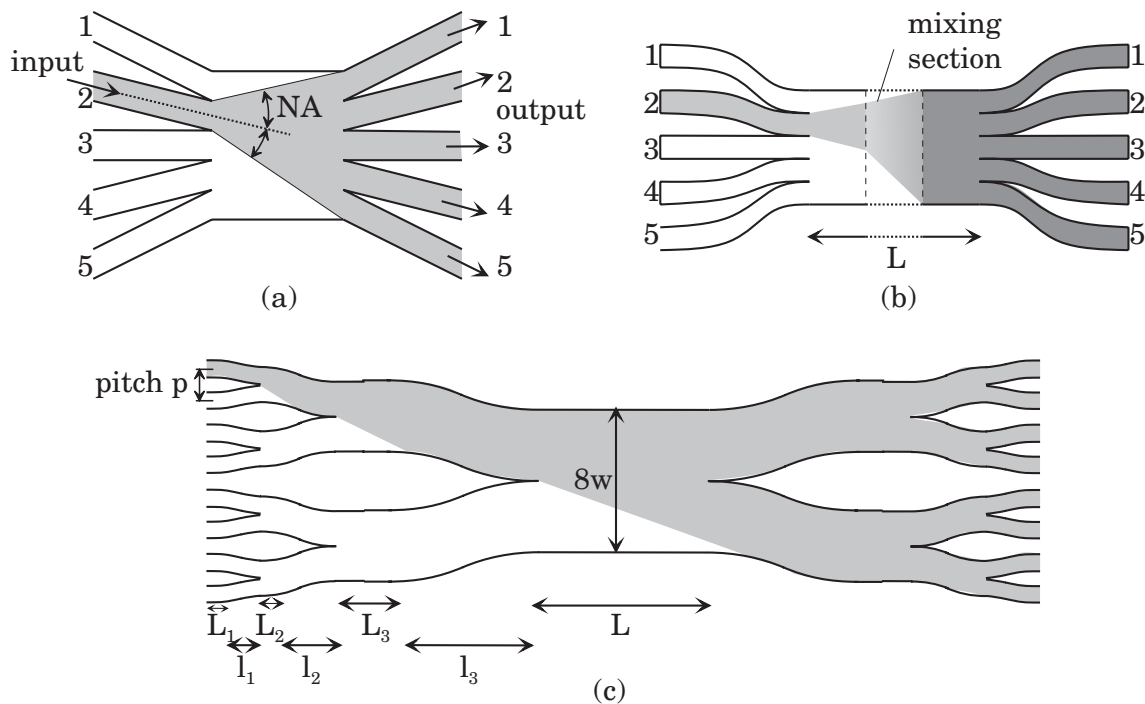


Bild 7.9: Vergleich unterschiedlicher Sternkopplerstrukturen: Prinzip der Leistungsprojektion (a), Sternkoppler mit Mischerelement (b), Sternkoppler in Baumstruktur mit Bogenlängen l und Mischerzonenlängen L (c).

l können gerade Wellenleiter der Länge L als zusätzliche Mischerelemente eingefügt werden. Durch die stufenweise Zusammenführung von jeweils zwei Wellenleitern erreicht man eine gute Mischung und die Länge der zentralen Mischerzone kann relativ kurz gestaltet werden.

Mischerverhalten

Die Modenverteilung im Wellenleiter ist stark abhängig von den Einkoppelbedingungen einer Quelle. Um eine gute Gleichförmigkeit und geringe Einfügeverluste zu erreichen, müssen die Geometrie der Y-Koppler und die optimale Länge der Mischerzonen bestimmt werden. Wie in Bild 7.9-c dargestellt ist, werden jeweils zwei Wellenleiter mit S-Kurven zusammengeführt. Der Krümmungsradius der S-Kurven wird dabei so gewählt, dass keine zusätzlichen Verluste aufgrund Wellenleiterkrümmung auftreten. Bild 7.10 zeigt den gemessenen Biegeverlust gekrümmter Wellenleiter. Um den Verlust bei einer kompletten 360° -Krümmung zu bestimmen, wurde eine Wellenleiterstruktur mit zwei S-Biegungen hintereinander geschrieben. Bis zu einem Kurvenradius von minimal 30 mm treten praktisch keine zusätzlichen Verluste auf, unter 20 mm Biegeradius nehmen die Biegeverluste zu und betragen bei 15 mm ca. 1 dB und bei 10 mm ca. 4 dB. Diese Werte liegen im Vergleich zum Biegeverlust bei PCS-Fasern mit vergleichbarer NA von z.B. unter 0.5 dB bei einem Krümmungsradius von 10 mm (siehe Abschnitt 5.5) sehr viel höher, was durch die höhere Oberflächenrauigkeit des Wellenleiters begründet ist. Für die Wellenleiter wurde somit ein minimaler Krümmungsradius von 30 mm festgelegt.

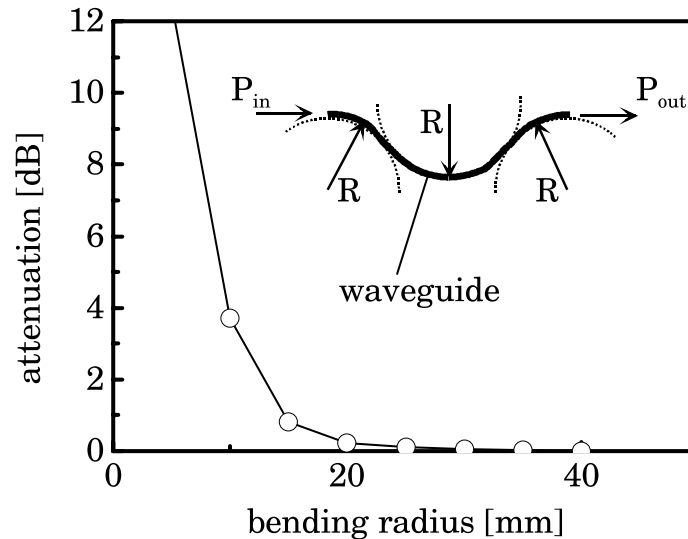


Bild 7.10: *Optische Dämpfung in Abhängigkeit des Kurvenradius eines gebogenen Wellenleiters (360°). Die Grafik stellt die zur Messung benutzte Wellenleiterstruktur dar.*

Wird Licht in einen Eingang eingekoppelt, muss sich für eine vollständige Anregung der Koppelerstruktur die Leistungsverteilung im Wellenleiter der Weite w nach jeder Zusammenführung auf die doppelte Weite $2w$ gleichmäßig verteilen. Um die Längen der gekrümmten Wellenleiter l und der geraden Wellenleiter L zu bestimmen, wurde mit Hilfe eines Raytrace-Verfahrens die Leistungsverteilung in Abhängigkeit der Wellenleiterlänge und der Anregung zu Beginn betrachtet. Bild 7.11 zeigt in der oberen Hälfte schematisch einen Wellenleiter der Länge z und der Weite w , welcher bei $y = w/4$ angeregt wird. Die Leistungsverteilung im Wellenleiter ist dann gleichförmig, wenn die Leistung im Wellenleiterquerschnitt zwischen $0 < y < w/2$ und $w/2 < y < w$ nach einer bestimmten Wellenleiterlänge gleich ist. Zur Simulation wurden unterschiedliche Anregungsbedingungen angenommen: Gleichförmige Leistungsverteilung zwischen $0 < y < w/2$ und punktförmige Anregung bei $z = w/4$ mit jeweils unterschiedlicher Divergenz von $\phi = 11^\circ$, bzw. $\phi = 22^\circ$.

Bild 7.11 zeigt auf der linken Seite die simulierte Leistungsverteilung in den beiden Querschnittsbereichen als Funktion der normierten Länge z/w bei gleichförmiger Anregung im Nahfeld zwischen $0 < y < w/2$. Die Simulation zeigt bereits nach einer Länge von $z/w = 4$ ($\phi = 22^\circ$), bzw. nach $z/w = 8$ ($\phi = 11^\circ$) eine gleich verteilte Leistung in beiden Bereichen. Allerdings findet im Anschluss ein kontinuierlicher Leistungsaustausch statt, so dass sich erst nach einer größeren Länge ein Gleichgewichtszustand eingestellt hat. Die Abweichung von der gleichförmigen Leistungsverteilung beträgt nach einer Länge $z/w \geq 20$ für beide Anregungswinkel ϕ unter 5%. Rechts in Bild 7.11 sind die entsprechenden simulierten Intensitätsverteilungen bei verschiedenen normierten Längen dargestellt. Nach einer Länge von $z/w = 20$ hat sich die Leistung über den gesamten Querschnitt verteilt. Bild 7.12 zeigt nach demselben Modell die simulierte Leistungsverteilung bei punktförmiger Anregung des Wellenleiters bei $y = w/4$. Nach einer Länge von $z/w = 7$ ($\phi = 22^\circ$), bzw. nach $z/w = 15$ ($\phi = 11^\circ$) stellt sich hier eine Gleichverteilung ein.

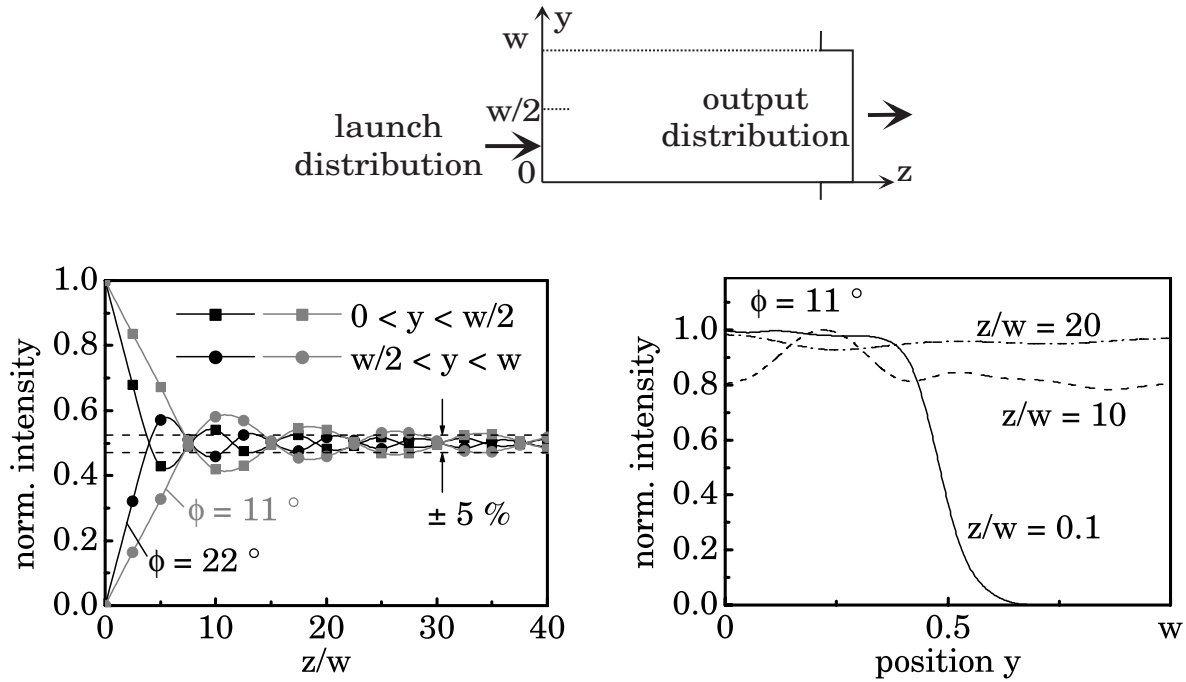


Bild 7.11: Raytrace-Modell zur Simulation der Leistungsverteilung in einem Wellenleiter (oben). Simulierte Leistungsverteilung im Wellenleiter in Abhängigkeit der normierten Länge z/w bei gleichförmiger Anregung zwischen $0 < y < w/2$ (unten).

Bei einem Verhältnis von $z/w = 20$ kann somit unabhängig der Anregungsbedingungen von einer gleichförmigen Leistungsverteilung ausgegangen werden. Bei einer Sternstruktur mit acht Eingängen muss die zentrale Mischerzone mit einer Breite von 1.6 mm somit eine Länge von 32 mm besitzen, um eine gleichförmige Leistungsverteilung zu erhalten.

Neben der ausreichenden Länge der Mischerzone müssen auch die einzelnen gekrümmten Wellenleiterstücke der Länge l die Bedingung $z/w \geq 20$ erfüllen. Bei einem Krümmungsradius der Wellenleiter R besitzen die einzelnen Y-Koppler eine Länge l gemäß Gleichung (7.5). Die Größen p (Abstand der Eingangswellenleiter), w (Wellenleiterbreite), v (Wellenleiter-Versatz der S-Kurve) und R (Kurvenradius) sind in Abbildung 7.13 definiert. Die Größe i kennzeichnet den jeweiligen Abschnitt in der symmetrischen Sternkopplerstruktur.

Tabelle 7.1 zeigt die daraus berechneten Längen l_x der gekrümmten Wellenleiterstücke und die Längen L_x der für die Modenmischung zusätzlich benötigten geraden Wellenleiterstücke, um die Bedingung $z/w \geq 20$ auf jedem Abschnitt zu erfüllen. Zur Berechnung wurde ein Krümmungsradius $R = 30$ mm und ein Abstand der Eingangswellenleiter von $500 \mu\text{m}$ angenommen. Der Tabelle ist in der sechsten Spalte die minimale Länge einer transmissiven Kopplerstruktur zu entnehmen. Die Gesamtlänge für einen 8-Tor Sternkoppler beträgt demnach z.B. 88 mm, bzw. 184 mm für einen 16-Tor Sternkoppler.

Nach den bisherigen Simulationsergebnissen wird bei ausreichenden Längen der Wellenleiter und der zentralen Mischerzone eine gleichförmige Anregung in allen Abschnitten erreicht. Bisher wurde jedoch der Einfluss der gekrümmten Wellenleiter auf die Leistungsverteilung nicht berücksichtigt. Für jeden Eingangskanal ergibt sich eine unterschiedliche Anzahl an Links-

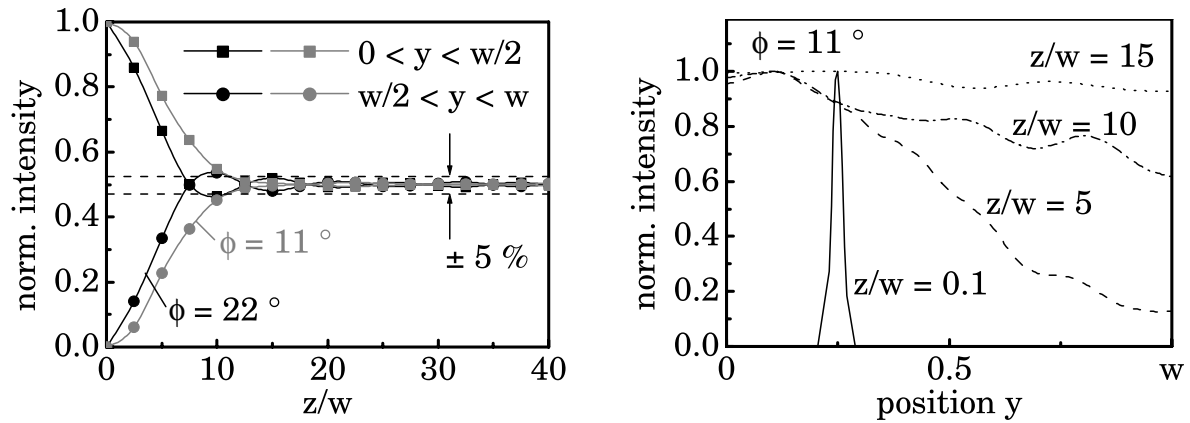
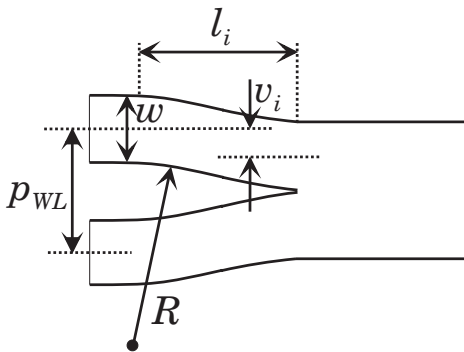


Bild 7.12: Simulierte Leistungsverteilung im Wellenleiter in Abhängigkeit der normierten Länge z/w bei Anregung mit einer punktförmigen Lichtquelle bei $y = w/4$.



$$v_i = \frac{2^i}{4}(p_{WL} - w) \quad (7.4)$$

$$l_i = 2\sqrt{v_i R - \frac{v_i^2}{4}} \approx 2\sqrt{v_i R} \quad (7.5)$$

Bild 7.13: Kopplerabmessungen.

und Rechtskrümmungen, was eine unterschiedliche Anregung der zentralen Mischerzone und eine ungleiche Aufteilung an den Ausgangskanälen zur Folge haben könnte. Bild 7.14 zeigt als Beispiel die simulierte Leistungsverteilung in der Mischerzone eines 8-Tor Sternkopplers zu Beginn und am Ende der Mischerzone. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus ist die Leistungsverteilung lediglich bei Einkopplung über die Kanäle 1 bis 4 dargestellt. Zur Simulation wurden die Eingangskanäle im Nahfeld vollständig und im Fernfeld mit $\phi = 11^\circ$ angeregt. Sowohl zu Beginn, als auch am Ende der Mischerzone ergibt sich eine relativ homogene Verteilung. Die Variation der Leistung über dem Querschnitt beträgt maximal 5 %.

Bild 7.15 zeigt simulierte Einfügeverluste eines planaren transmissiven Sternkopplers mit acht Toren. Aufgrund von Leistungsschwankungen innerhalb der Wellenleiter und der Mischerzone ergibt sich eine Gleichförmigkeit von 1.4 dB und ein mittlerer Zusatzverlust von 0.8 dB. Für die Simulation wurde ein Wellenleiterverlust von 0.05 dB/cm angenommen. Mit einer Gesamtlänge des Kopplers von ca. 88 mm resultiert hieraus ein Wellenleiterverlust von 0.4 dB, die restlichen 0.5 dB Verluste werden vorwiegend an den Y-Kopplern durch Streuung verursacht.

Tabelle 7.1: Berechnete Längen L_i (gerade Wellenleiter), l_i (gekrümmte Wellenleiter) und Mischerlänge L in mm für einen symmetrischen Koppler in Baumstruktur. Die Gesamtlänge gibt die minimale Länge eines transmissiven Sternkopplers an. Alle Maße in mm.

Abschnitt i	L_i	l_i	$l_i + L_i$	Mischerlänge L	Gesamtlänge
1	0	4.2	4.2	2-Tor: 8	2-Tor: 16.4
2	2	6	8	4-Tor: 16	4-Tor: 40.4
3	7.5	8.5	16	8-Tor: 32	8-Tor: 88.4
4	20	12	32	16-Tor: 64	16-Tor: 184.4

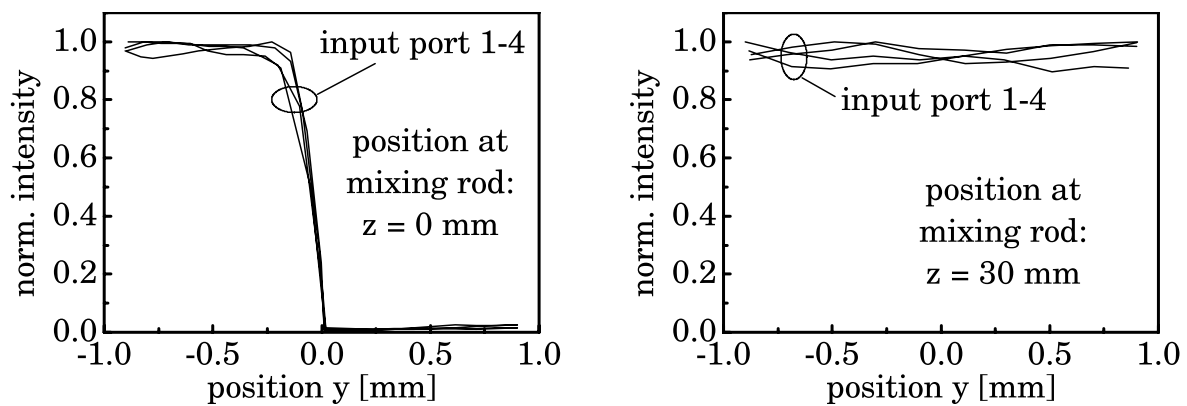


Bild 7.14: Simulierte Leistungsverteilung in der Mischerzone eines 8-Tor Sternkopplers zu Beginn der Mischerzone (links) und am Ende der Mischerzone (rechts) bei Anregung einzelner Eingangskanäle.

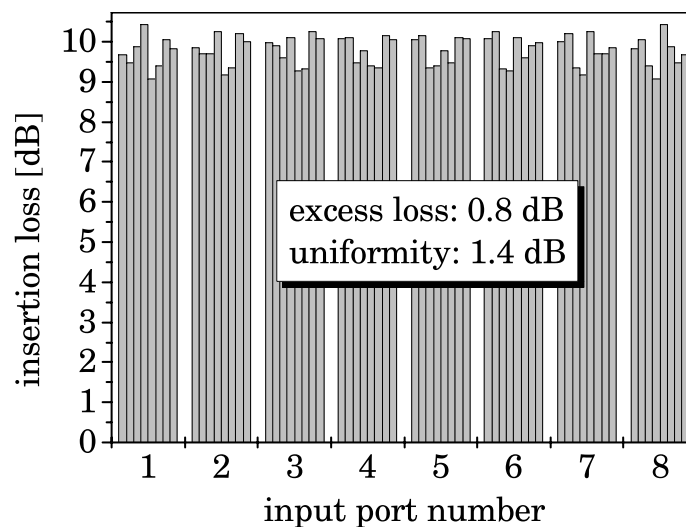


Bild 7.15: Simulierte Einfügeverluste eines planaren reflektiven Sternkopplers mit acht Toren.

Charakterisierung planarer Sternkoppler

Das Design der untersuchten Sternkoppler basiert auf einer symmetrischen Baumstruktur, deren Koppelereigenschaften im vorigen Abschnitt simuliert wurde. Um die Struktur möglichst klein zu machen und so die Wellenleiterverluste zu minimieren, wurde ein Abstand der Wellenleiter an den Ein- bzw. Ausgangstoren von $500 \mu\text{m}$ gewählt (siehe Bild 7.16 auf der linken Seite). Reflektive Strukturen erhält man durch Teilung der transmissiven Struktur in der Mitte der Mischerzone (Bild 7.16 zeigt auf der rechten Seite den Querschnitt einer 1.6 mm breiten Mischerzone) und Verspiegelung der Mischerzonenendfläche. Dadurch wird das Licht zu allen Toren wieder zurückreflektiert. Der Kurvenradius ist minimal 30 mm , um zusätzliche Biegeverluste zu vermeiden.

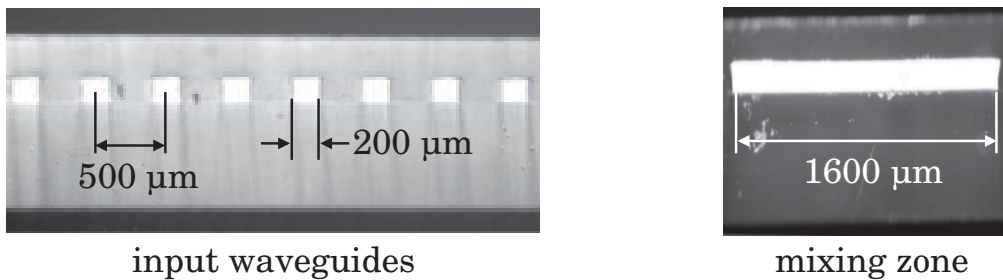


Bild 7.16: Vergrößerte Stirnflächen-Ansichten der Eingangskanäle (links) und der Mischerzone (rechts) eines Sternkopplers mit acht Toren.

Bild 7.17 zeigt auf der linken Seite die gemessene Nahfeldverteilungen einer Mischerzone eines 8-Tor Sternkopplers mit einer Breite von 1.6 mm und $200 \mu\text{m}$ Höhe nach verschiedenen Längen zwischen 10 mm und 30 mm . Der Koppler wurde mit einem VCSEL mit $12 \mu\text{m}$ Durchmesser und einer Divergenz von $\phi = 8^\circ$ an einem der außen liegenden Eingangskanäle angeregt. Nach einer Länge von 30 mm ergibt sich bereits eine gleichförmige Leistungsverteilung, gemäß den Ergebnissen aus der Simulation. Daneben ist auf der rechten Seite in Bild 7.17 zu erkennen, dass sich das Fernfeld im Wellenleiter gegenüber dem Fernfeld der anregenden Quelle auf $\phi = 21^\circ$ verbreitert hat. Dies kann sowohl durch Oberflächenrauigkeiten der Wellenleiter, als auch durch die gekrümmten Wellenleiter und die daraus resultierende Modenmischung begründet werden. Aufgrund dieser zusätzlichen Mischeffekts dürfte die Bedingung $z/w = 20$ aus der Simulation in jedem Fall genügen, um eine ausreichende Gleichverteilung der Leistung zu erreichen.

Die Kopplerverluste wurden für transmissive Strukturen mit 4, 8 und 16 Toren untersucht. Tabelle 7.2 zeigt die Ergebnisse berechneter und gemessener Einfügeverluste und die bestimmten Zusatzverluste und die Gleichförmigkeit. Der in der Tabelle berechnete Einfügeverlust berücksichtigt den Teilungsverlust und die Wellenleiterdämpfung. Die gemessenen Werte sind zwischen 1.6 dB und 2.3 dB höher, als die berechneten. Diese Zusatzverluste werden hauptsächlich durch Störstellen an den Y-Kopplern verursacht und betragen 0.3 dB bis 0.5 dB pro Y-Koppler. Beim Auftragen der oberen Deckschicht verbleiben an der Zusammenführung der Wellenleiter zum Teil Luftblasen, an welchen Lichtleistung wegen Streuung in das Mantelmaterial auskoppelt und verloren geht. Neben dem Anstieg der Zusatzverluste vermindert sich

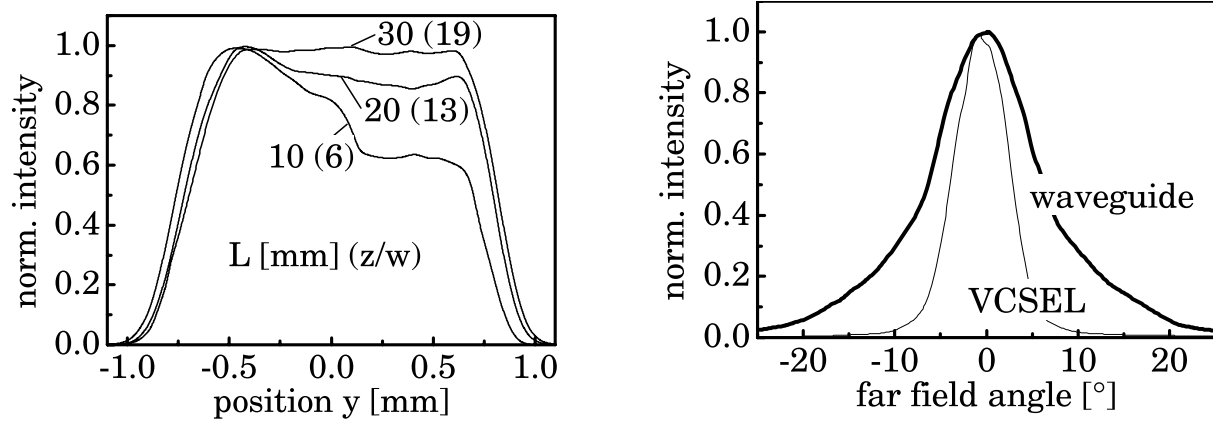


Bild 7.17: Gemessene Nahfeldverteilung (links) und Fernfeldverteilung (rechts) in der Mischerzone eines 8-Tor Sternkopplers.

aus demselben Grund auch die Gleichförmigkeit bei steigender Anzahl Tore. Die Gleichförmigkeit beträgt bei 4 Toren 0.8, bei 8 Toren 2.2 und bei 16 Toren 3.9 dB.

Tabelle 7.2: Charakterisierung transmissiver Sternkopplerstrukturen mit 4, 8 und 16 Toren.

Struktur		4 x 4	8 x 8	16 x 16
Größe (Breite x Länge) [mm]		2 x 40	4 x 88	8 x 185
berechnet	Teilungsverlust [dB]	6.0	9.0	12.0
	Wellenleiterverluste [dB]	0.2	0.4	0.9
	Berechneter Verlust [dB]	6.2	9.4	12.9
gemessen	Gemessener Verlust [dB]	7.8	11.6	15.2
	Zusatzverlust [dB]	1.8	2.6	3.2
	Gleichförmigkeit [dB]	0.8	2.2	3.9

Aus einem 16-Tor transmissiven Stern wurde durch Trennung der Struktur an der Mischerzone ein reflektiver Koppler hergestellt. Als Spiegel wurde die Endfläche der Mischerzone mit Gold bedampft, wodurch ca. 0.4 dB Verluste entstehen. Bild 7.18 zeigt die gemessenen Einfügeverluste der hergestellten Struktur. Die Struktur zeigt eine Gleichförmigkeit von 3.7 dB und einen mittleren Einfügeverlust von 15.6 dB.

Eine Stirnflächenkopplung von 200 μm PCS-Fasern fügt einen zusätzlichen Verlust von theoretisch 1.1 dB aufgrund der Flächenfehlanspassung zwischen runder Faser und rechteckigem Wellenleiter hinzu (siehe Bild A.2-a im Anhang). Die gesamten Zusatzverluste des 16-Tor reflektiven Sternkopplers mit 200 μm Faserpigtails betragen somit insgesamt mindestens 4.7 dB.

Um zusätzliche Verluste durch einen Koppelversatz zu minimieren, ist eine optimale Justage zwischen Faser und Wellenleiter notwendig. Eine Stirnflächenkopplung mit ausreichenden Koppeltoleranzen kann z.B. mit Hilfe eines Faserarray-Steckers realisiert werden, wie in Bild 7.19 auf der linken Seite schematisch dargestellt ist. Der planare Sternkoppler wird zwischen zwei Metallplättchen eingelegt und durch Verschrauben beider Plättchen fixiert. Im unteren Teil des Steckers werden die Fasern in V-Nuten eingelegt, verklebt und durch

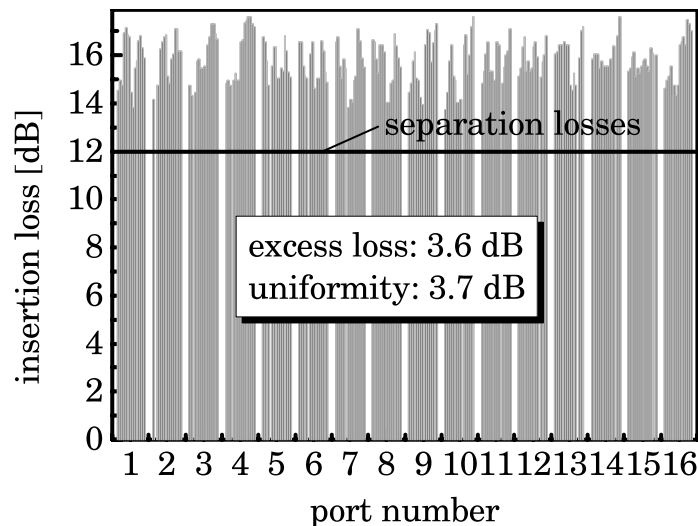


Bild 7.18: Gemessene Einfügeverluste eines planaren reflektiven Sternkopplers mit 16 Toren.

Verschrauben des oberen Teils gehalten. Zur optimalen Ausrichtung zwischen planarem Koppelement und dem Faserarray dienen zwei Führungsstifte. Bild 7.19 zeigt auf der rechten Seite einen planaren Sternkoppler mit 16 Toren im Metallgehäuse, an welchen 200 μm Fasern mit einem Faserarray-Stecker angeschlossen werden können. Das Kopplergehäuse und der Stecker mit den V-Nuten wurde mit einer Fräsmaschine hergestellt, womit eine axiale Koppeltoleranz zwischen Wellenleiter und Faser von ca. 50 μm erreicht werden konnte. Um Fresnel-Verluste zu minimieren, wurde die Stirnfläche des Wellenleiter- und des Faserarrays poliert und ein Index-Öl aufgetragen. Die gemessenen Einfügeverluste durch die Stirnflächenkopplung betragen 2.3 ± 0.4 dB und liegen somit um bis zu 1.6 dB über dem theoretisch berechneten Wert.

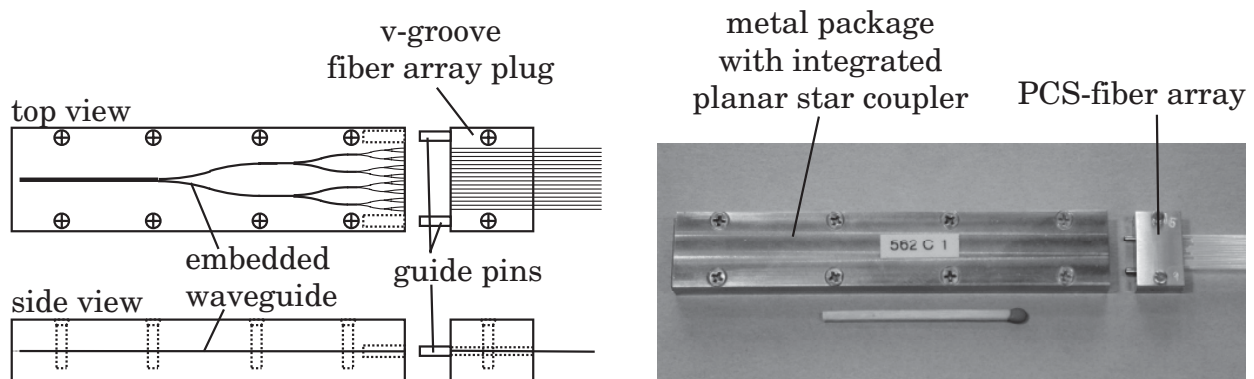


Bild 7.19: Schematische Darstellung (links) und prototypischer Aufbau (rechts) eines 90 mm langen planaren Sternkopplers im Metallgehäuse und Faserarray-Stecker für 16 Anschlüsse.

Um die Zusatzverluste durch den Kopperversatz zu minimieren, lassen sich als alternative Möglichkeit die Fasern direkt in der planaren Wellenleiterschicht einbetten. Das Prinzip ist in Bild 7.20 auf der linken Seite schematisch dargestellt. Beim Direktschreiben der Wellenleiter können zusätzliche Wellenleiterstege vor den eigentlichen Wellenleiter geschrieben werden.

Zwischen diesen Stegen können vor dem Auftrag der oberen Mantelschicht die PCS-Fasern eingelegt werden und sind somit optimal justiert. Bedingt durch die Höhe des Mantels der PCS-Faser entsteht hierbei jedoch ein Versatz zwischen Faser und Wellenleiter von $15\ \mu\text{m}$ und somit ein Koppelverlust von mindestens 1.4 dB (siehe Bild A.2-b im Anhang). Auf der rechten Seite in Bild 7.20 ist eine Vergrößerung einer derart realisierten Koppelstelle dargestellt. Der gemessene Einfügeverlust beträgt ca. 2 dB. Der etwas erhöhte Wert ist dabei durch eine nicht vermeidbare Rundung der Wellenleiterstirnfläche durch den Direktschreibeprozess begründet. Der Vorteil dieser Ankopplung besteht darin, dass eine sehr kompakte und einfache Bauform erreicht und auf zusätzliche Bauelemente, wie z.B. Stecker und Gehäuse beim obigen Beispiel, verzichtet werden kann.

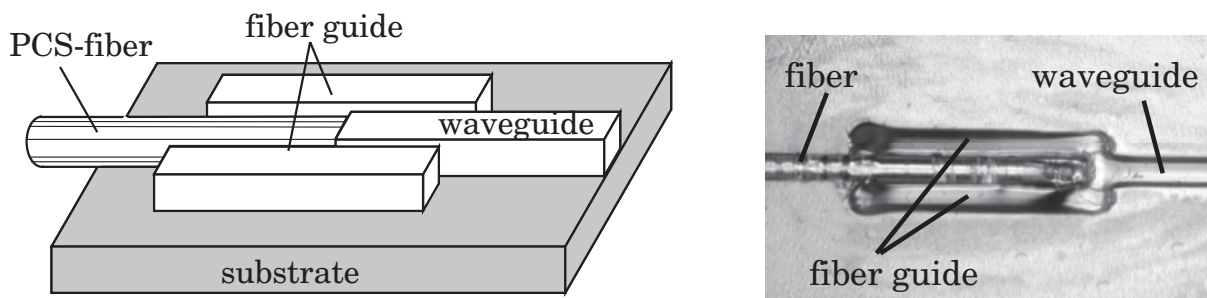


Bild 7.20: Schematische Darstellung (links) und vergrößerte Ansicht (rechts) einer Faser-Wellenleiter-Koppelstelle mit Wellenleiterstegen zur Faserjustierung.

Datenübertragung über planaren Sternkoppler

Bei Übertragung digitaler Signale über das Koppellement ergeben sich aus internen Mehrfachreflexionen und Streuung eine Pulsverbreiterung und somit eine Verschlechterung der Übertragungsqualität. Bild 7.21 zeigt die gemessene Bitfehlerrate bei Transmission über den reflektiven 16-Tor Sternkoppler mit Faserpigtails im Vergleich zur Bitfehlerrate einer direkt angekoppelten Photodiode (back-to-back). Die Messung wurde bei einer Datenrate von 50 MBps mit einer Pseudozufallsfolge (PBRs $2^7 - 1$) durchgeführt. Im Diagramm sind beispielhaft die Messergebnisse bei vier Kombinationen von Ein- und Ausgangskanälen dargestellt. Bei einer Bitfehlerrate von 10^{-9} ergibt sich durch die internen Mehrfachreflexionen eine zusätzlich geforderte optische Leistung von 0.7 dB bis 0.9 dB.

7.3 Koppelkonzepte an planare Strukturen

Neben der Realisierung planarer Wellenleiterstrukturen sind Konzepte zur Ankopplung von aktiven optoelektronischen Komponenten oder anderen Wellenleiterkomponenten erforderlich. Mehrere Gruppen arbeiten derzeit an optischen Aufbau- und Verbindungstechnologien für in Platinen integrierte Wellenleiterstrukturen [121], [129], [130], [131], [132]. In den folgenden Abschnitten werden die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Koppelkonzepte für in FFCs und FPCs integrierte Wellenleiter vorgestellt.

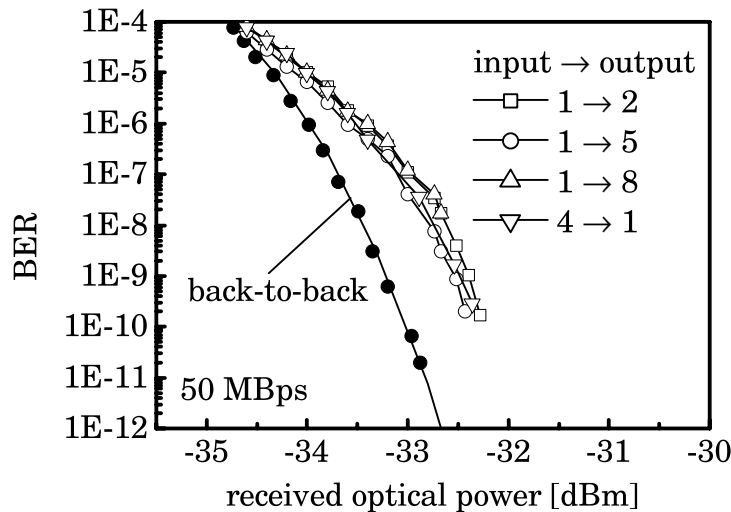


Bild 7.21: Gemessene Bitfehlerrate bei Transmission über reflektiven 16-Tor Sternkoppler im Vergleich zur Bitfehlerrate einer direkt angekoppelten Photodiode (back-to-back) bei 50 MBps.

7.3.1 Steckerkonzepte für planare Strukturen

Die heutige Verkabelungstechnik in Ringbussystemen im Kraftfahrzeug erlaubt keine einfache Nachrüstmöglichkeit für zusätzliche Geräte ohne Öffnen von Steckern. Vielfach besteht jedoch der Wunsch, im laufenden Betrieb Geräte in das Kommunikationsnetz einzubinden, was mit dem Begriff „Plug-and-Play“ beschrieben wird. Bild 7.22 zeigt schematisch das Prinzip eines optischen Plug-and-Play-Steckers. Im Ringbus wird eine Steckeraufnahme benötigt, welche im ungesteckten Zustand das Licht von Faser zu Faser koppelt. Wird ein Stecker angeschlossen, soll das Licht zum Empfänger des zusätzlichen Teilnehmers gekoppelt, bzw. das Licht vom Sender in die Busleitung eingekoppelt werden.

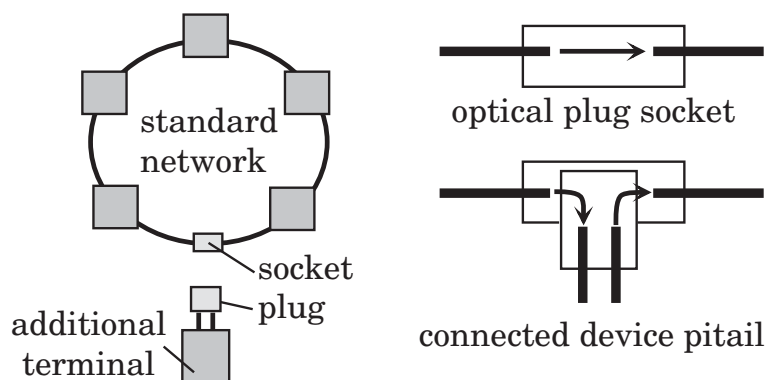


Bild 7.22: Schematische Darstellung einer Ringbustopologie mit optischer Schnittstelle (links) und Realisierungsmöglichkeit eines optischen Plug-and-Play-Steckers.

Zwei Möglichkeiten zur Realisierung eines derartigen Plug-and-Play-Steckverbinders sind in Bild 7.23 im gesteckten Zustand dargestellt. Um die axialen und radialen Toleranzanforderungen zu entspannen, bietet sich eine Kopplung mit Linsen und Mikrosiegeln gemäß Bild 7.23-a

an. Hierdurch wird zwischen Steckeraufnahme und Stecker ein aufgeweiteter Parallelstrahl erzeugt, welcher beim Einfügen des Steckers mit den Mikrospiegeln um 90° umgelenkt wird und mit der zweiten Linse auf die Stirnfläche der PCS-Faser fokussiert wird. Wird ein maximaler Koppelverlust von 1 dB pro Faser-Faser-Kopplung gefordert, können mit einem Linsendurchmesser von z.B. 5 mm radiale Toleranzen bis $\pm 500 \mu\text{m}$ und axiale Toleranzen von mehr als 1 mm erreicht werden [133]. Um zusätzliche Verluste zu minimieren, ist außerdem eine Entspiegelung der Linsenoberflächen und eine hohe Reflektivität der Mikrospiegel nötig. Nimmt man für die insgesamt 6 optischen Grenzflächen einen Verlust von je 0.1 dB und einen Spiegelverlust von 0.2 dB an, summiert sich die Einfügedämpfung des Steckers auf 1.8 dB.

Eine weitere Realisierungsmöglichkeit ist in Bild 7.23-b dargestellt. Die optischen Fasern werden im Stecker um 90° gebogen und können so stirnflächig an die integrierten Faser gekoppelt werden. Im ungesteckten Zustand wird das Licht mit einem kurzen Faserstück als Überbrückung übergekoppelt. Der minimale Biegeradius für eine PCS-Faser beträgt gemäß den Betrachtungen in Abschnitt 5.5 und 6.1 ca. 10 mm, damit Biegeverluste vermieden und eine ausreichende Faserstabilität gewährleistet wird. Die Einfügeverluste des Steckers ergeben sich somit ausschließlich aus den Toleranzen an den Stirnflächenkopplungen. Um eine Dämpfung von unter 3 dB zu erhalten ist eine sehr geringe Toleranz an den zwei Koppelstellen von jeweils $\pm 50 \mu\text{m}$ in radialer und maximal $100 \mu\text{m}$ in axialer Richtung einzuhalten. Bild 7.23-c zeigt einen Prototypen eines solchen Steckers. Im dargestellten Prototyp besitzt der Stecker eine Kantenlänge von knapp 20 mm.

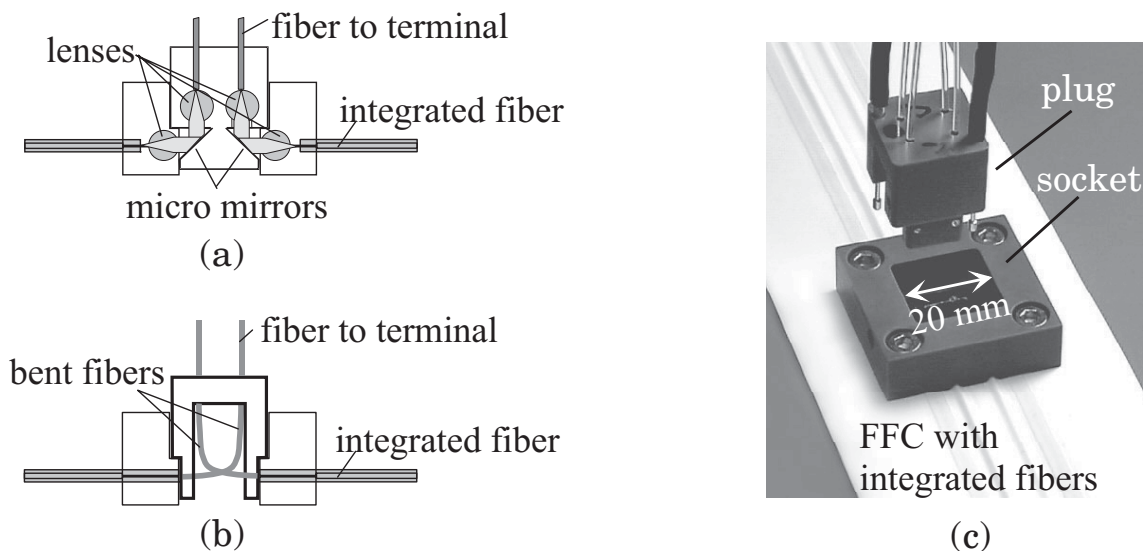


Bild 7.23: Prinzip eines optischen Plug-and-Play-Steckverbinders zur Kontaktierung von einlaminierten optischen Fasern mit gebogenen Fasern zur Stirnflächenkopplung (a), bzw. mit Linsen und Mikrospiegeln als Umlenkelemente (b). Prototyp eines optischen Plug-and-Play-Steckverbinders (c).

Bild 7.24 zeigt als weitere Lösungsmöglichkeit zur Stirnflächenkopplung einen optischen Umschalter, basierend auf einem drehbaren oder biegsamen Träger, in welchem die Faser zur Überbrückung und die Faser zu den Teilnehmern in zwei übereinander liegenden Ebenen integriert sind. Je nach Stellung des Schalters wird der zusätzliche Teilnehmer im Bussystem

angeschlossen oder abgetrennt. Der Vorteil dieses Prinzips ist, dass der Träger aus einem Teil gefertigt werden kann, in welchem die optischen Fasern in eingefräßte Nuten eingelegt werden und so eine sehr geringe Toleranzen erreicht werden können. Mit einem prototypisch realisierten Umlegschalter konnte eine Einfügedämpfung von < 3 dB erreicht werden. Als Träger wurde hierfür ein Kunststoffplättchen mit einer Stärke von 1 mm benutzt. Neben dem Hinzufügen von zusätzlichen Steuergeräten ist mit diesem optischen Umlegschalter auch eine Bypass-Funktionalität im Ringbussystem realisierbar [134]. Falls ein Steuergerät aufgrund fehlerhafter Funktion abschaltet, schließt der Schalter den Ring und stellt den Betrieb des noch funktionierenden Systems sicher.

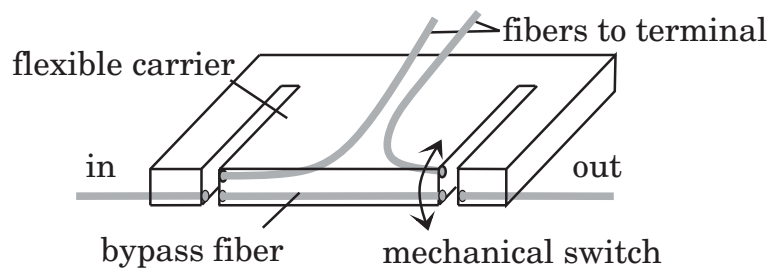


Bild 7.24: Prinzip eines optischen Umlegschalters.

Zur Kontaktierung von planaren Wellenleitern bietet sich die Verwendung von integrierten Mikrosiegeln und Linsen als Koppellemente an. Bild 7.25-a zeigt das Prinzip eines optischen Linsen-Steckers zur Kontaktierung integrierter Wellenleiter. Um Licht zwischen einer Faser und einem Wellenleiter zu koppeln, wird es mit 45° Mikrospiegel umgelenkt und mit Linsen auf die Faserendfläche, bzw. den Wellenleiter fokussiert. Die Mikrospiegel werden beim Direktschreibverfahren vor der Wellenleiterabdeckung mit der Mantelschicht an den Wellenleiterenden positioniert. Mikrospiegel können mit konventionellen Glastechniken, Spritzgießen oder anisotropes Ätzen in Silizium hergestellt werden [125]. Für die hier verwendeten Spiegel wurde die Kante dünner Glasplättchen unter einem Winkel von 45° geschliffen, poliert und vergoldet.

In Bild 7.25-b ist ein Prototyp eines solchen Steckers dargestellt. Zur Realisierung wurde ein elektrischer Standard-SMB-Stecker modifiziert, wodurch zum Einen eine sehr kompakte Bauform erreicht werden konnte und außerdem eine frei drehbare Schnittstelle möglich ist. Der gemessene Einfügeverlust beträgt gemäß Bild 7.25-c ca. 1.5 dB, unabhängig von der Drehposition des Steckers.

Wie bereits in Abschnitt 7.2.1 erwähnt wurde, kann zur Integration von Spiegelementen auch die Heißprägetechnik angewendet werden, bei welcher Wellenleitergräben und 45° -Schrägen in einem Arbeitsschritt gefertigt werden können. Im folgenden Abschnitt wird ein neuartiges heißgeprägtes Koppelmodul mit integrierten Mikrosiegeln als Anwendungsbeispiel vorgestellt.

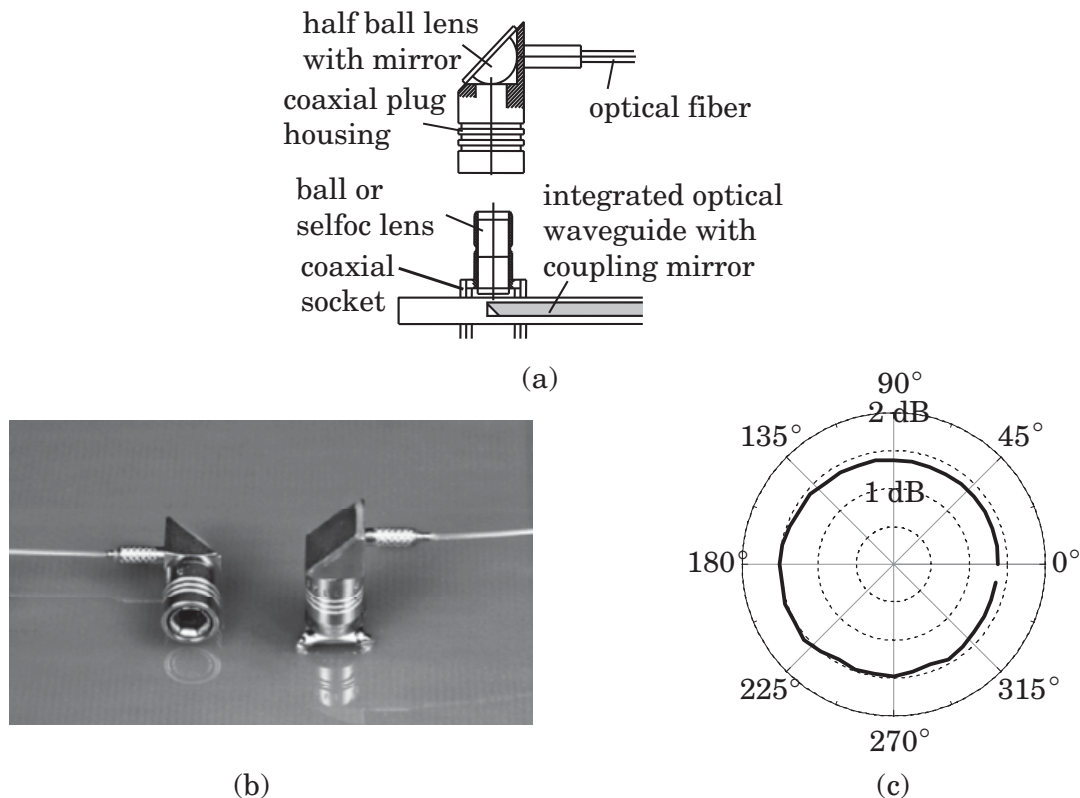


Bild 7.25: Prinzip (a) und Prototyp (b) eines optischen Steckers zur Kontaktierung integrierter planarer Wellenleiter und gemessene Einfügedämpfung in Abhängigkeit der Winkelposition (c).

7.3.2 Kopplung von aktiven Bauelementen an planare Wellenleiter

Für passive optische Busstrukturen werden neben dem in Kapitel 7.2.2 beschriebenen reflektiven Sternkopplerelement an jedem Teilnehmer bidirektionale Transceivermodule benötigt. Um den Verkabelungsaufwand zu minimieren wird nur eine einzelne Faser für jeden Teilnehmer verwendet, was eine Auftrennung des Sende- und Empfangspfads erforderlich macht. Technisch kann eine Kanalauftrennung z.B. mit Hilfe von Y-Kopplern oder mit halbdurchlässigen Spiegeln erreicht werden. Die Verwendung solcher Konzepte verursacht jedoch relativ hohe Einfügeverluste von mindestens 6 dB, eine große Bauform und darüberhinaus hohe Kosten für zusätzliche optische Koppelemente. Für die Realisierung von reflektiven Sternbusssystemen sind aus diesem Grund neue Methoden von kombinierten Sende- und Empfangsmodulen von großem Interesse.

Koppelkonzept

Das zirkulärsymmetrische Abstrahlverhalten mit kleiner Divergenz und der kleine Strahldurchmesser eines Vertikallasers erlauben eine hohe Koppeffizienz in Multimode-Wellenleiter über Mikrospiegel [63]. Bild 7.26-a zeigt eine schematische Darstellung des im Rahmen dieser

Arbeit entwickelten bidirektionalen planaren Koppelmoduls. Grundlage ist ein mikrostrukturiertes Polymer-Substrat, welches durch einen Heißprägeprozess hergestellt wird. Das Substrat bekommt dadurch eine trapezförmige Vertiefung mit einem zweistufigen Spiegelsystem. In die Vertiefung wird am Ende des Moduls eine Faser eingelegt und zwischen Faser und Spiegelsystem ein Wellenleiter integriert. Der kleinere Spiegel dient zur Einkopplung des Lichts eines VCSELs in den Wellenleiter. Der zweite, etwas größere Spiegel koppelt empfangenes Licht auf einen Photoempfänger aus. Das Verhältnis der Spiegelgrößen wurde rechnerisch ermittelt, unter der Voraussetzung, dass bei der Einkopplung möglichst keine Verluste entstehen und eine ausreichende Toleranz zwischen VCSEL und Mikrospiegel gegeben ist (siehe hierzu Anhang A.3). Bild 7.26-b zeigt die Abmessungen des Moduls. Die Breite der Spiegel und des Wellenleiters entspricht dem Claddingdurchmesser einer PCS-Faser, welche in die Vertiefung eingelegt wird. Der Abstand zwischen Ein- und Auskoppelspiegel beträgt $450 \mu\text{m}$. Koppelmodul und optoelektronischen Komponenten werden mit einem optischen Kleber zusammengefügt. Durch die Einbettung der optoelektronischen Komponenten in das Claddingmaterial wird die Divergenz der ein- und ausgekoppelten Strahlung verringert und gleichzeitig werden Fresnel-Reflexionen vermieden.

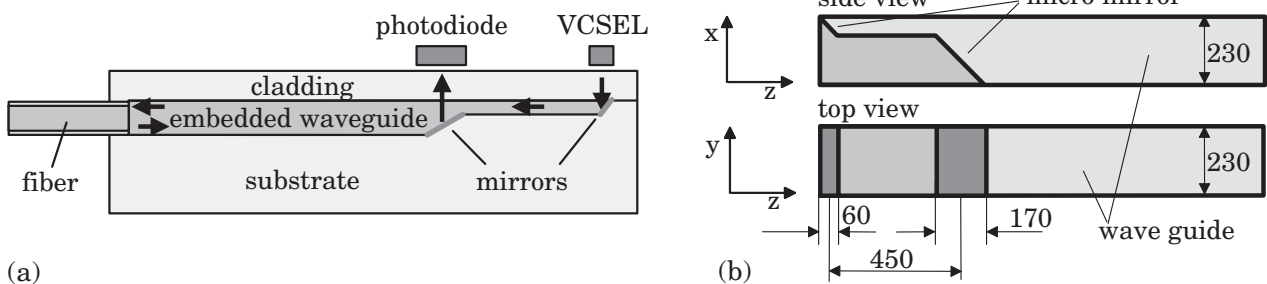


Bild 7.26: (a) Schematische Darstellung des planaren bidirektionalen Koppelmoduls. (b) Abmessungen der Mikrospiegel in μm .

Berechnung der Koppelleffizienzen

Die Ein- und Auskoppelleffizienzen wurden mit einem Raytrace-Verfahren abgeschätzt. Bei der Simulation wurden die Koppelleffizienz zwischen Wellenleiter und Faser, die Wellenleiterdämpfung und die Spiegelkoppelleffizienz berücksichtigt. Als Strahlquelle wurde ein VCSEL mit $12 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser und einer Divergenz von 8° angenommen. Der aktive Durchmesser der Photodiode beträgt $250 \mu\text{m}$. Die Dicke des Claddings und somit der Abstand zwischen optoelektronischen Bauelementen und Spiegelsystem ist $100 \mu\text{m}$. In der Simulation wurde angenommen, dass die Spiegel keine zusätzlichen Streuverluste verursachen, da die Herstellung eine geringe Rauftiefe der Oberflächen erlaubt. Die Spiegelreflektivität beträgt somit in der Simulation 95% . Die berechneten Verluste sind in Bild 7.27 dargestellt. Die Simulation zeigt, dass das Licht des VCSELs nahezu komplett in den Wellenleiter eingekoppelt wird. Durch den Spiegelverlust von 0.2 dB und die Wellenleiterdämpfung von 0.1 dB entsteht

ein Verlust von ca. 0.3 dB. Der Übergang zwischen Wellenleiter und Faser ist mit einem Verlust von 2.2 dB behaftet, der durch die stark unterschiedlichen Querschnitte des Wellenleiters von $230\ \mu\text{m} \times 230\ \mu\text{m}$ und der Faser mit $200\ \mu\text{m}$ Durchmesser verursacht wird. Mit einem kleineren Wellenleiterquerschnitt von $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ könnte dieser Koppelverlust zwar auf ca. 1 dB minimiert werden. Aus technologischen Gründen können jedoch bei Herstellung des Prägestempels keine unterschiedlichen Breiten für den Wellenleitergraben und für die Einlegenut der PCS-Faser gewählt werden. Der gesamte Einkoppelverlust beträgt somit 2.5 dB. An der Auskoppelstelle verursacht die Wellenleiterdämpfung und der Spiegelverlust nochmals 0.3 dB Dämpfung und 1.4 dB gehen durch die begrenzte Spiegelfläche verloren. Der gesamte Verlust bei der Auskopplung beträgt somit 1.7 dB. Auf einer gesamten Übertragungsstrecke erhält man aus der Simulation somit einen Gesamtverlust zwischen VCSEL und Photodiode von 4.2 dB.

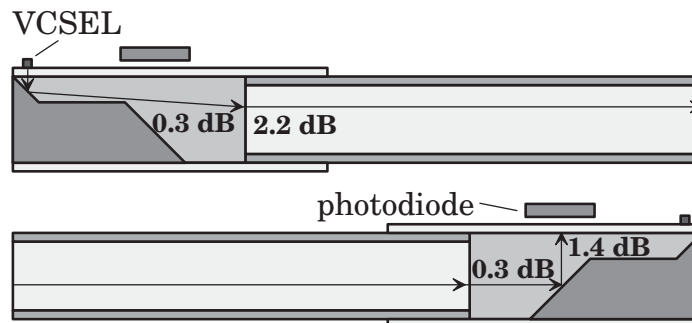


Bild 7.27: Simulierte Ein- und Auskoppelverluste des planaren bidirektionalen Koppelmoduls.

Neben den Ein- und Auskoppelverlusten wurden auch die Koppeltoleranzen zwischen optoelektronischen Bauelementen und den Mikrosiegeln bestimmt. Der oberen Hälfte von Bild 7.26 ist zu entnehmen, dass die Spiegelfläche für den VCSEL $60\ \mu\text{m} \times 230\ \mu\text{m}$ beträgt. In z -Richtung sind somit die Toleranzanforderungen sehr hoch, wogegen in y -Richtung die Positionierung weniger kritisch erscheint. Die Ergebnisse der Simulation sind in Bild 7.28-a,b dargestellt. Um zusätzliche Einkoppelverluste unter 0.5 dB zu belassen, wird eine Toleranz von maximal $\pm 17\ \mu\text{m}$ gefordert (siehe Bild 7.28-a). Die Toleranz in y -Richtung ist dagegen sehr entspannt und beträgt $\pm 100\ \mu\text{m}$ (siehe Bild 7.28-b). Eine genaue Ausrichtung der Photodiode ist ebenso erforderlich. Die simulierte Auskoppelleffizienz in Abhängigkeit vom Versatz in y - und z -Richtung ist in Bild 7.28-c,d dargestellt. Die Toleranz bei der Ausrichtung der Photodiode ist kleiner als $\pm 37\ \mu\text{m}$, um einen maximalen zusätzlichen Auskoppelverlust unter 0.5 dB zu erreichen.

Die Ergebnisse zeigen, dass der Einfügeverlust einer gesamten Übertragungsstrecke zwischen VCSEL und Photodiode 4.2 dB im besten Fall betragen und auf ungefähr 4.7 dB ansteigt, falls die Bauelemente mit einer Genauigkeit von $\pm 17\ \mu\text{m}$ positioniert werden. Am kritischsten geht dabei ein Versatz des VCSELS in z -Richtung ein.

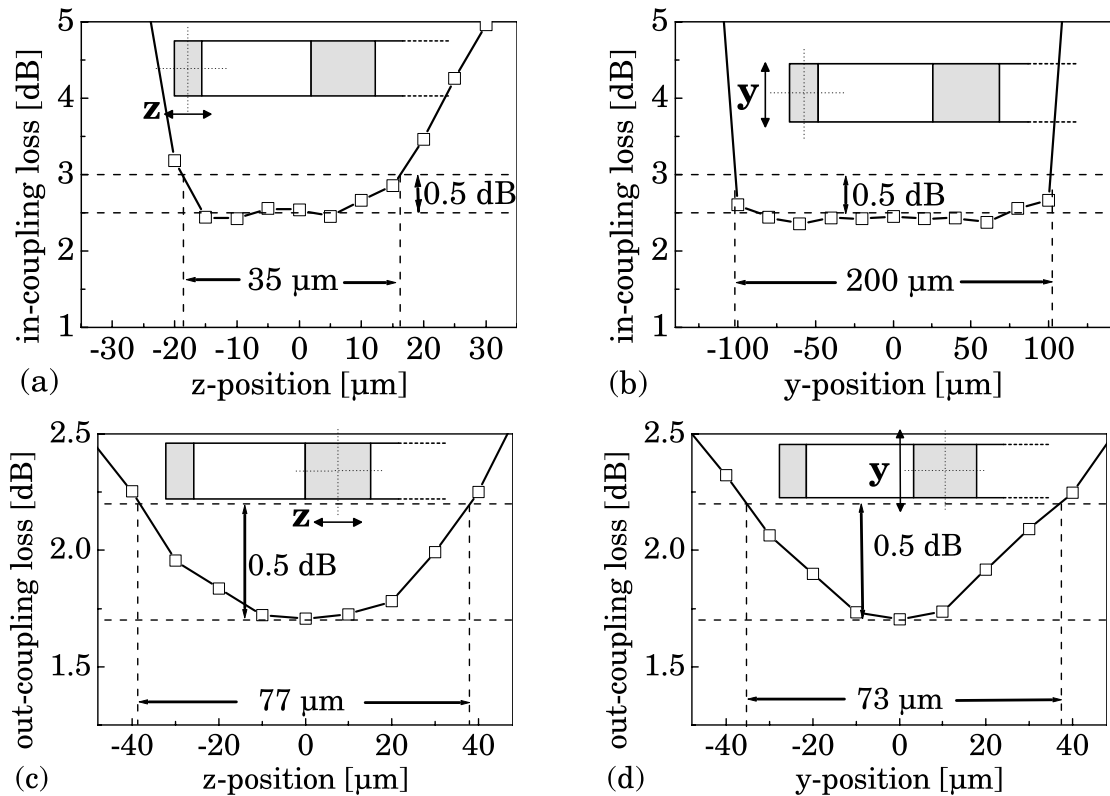


Bild 7.28: Simulierte Toleranzen zwischen Mikrosiegeln und VCSEL (a,b), bzw. Photodiode (c,d).

Herstellung des planaren Koppelmoduls

Das bidirektionale Modul wurde mit dem in Abschnitt 7.2.1 beschriebenen Heißprägeverfahren hergestellt (siehe Bild 7.29) [127]. Für das zweistufige Spiegelsystem wurde dafür ein spezielles Prägewerkzeug mit einer Präzisions-Fräsmaschine hergestellt. Für eine gleichzeitige Fertigung mehrerer Koppelmodule befinden sich auf dem Prägewerkzeug insgesamt 16 parallele Wellenleiter- bzw. Spiegelsystem-Stempel. Bei der Versilberung schützt eine Maske die Wellenleitergräben, so dass ausschließlich die Spiegelbereiche beschichtet werden. Die Dicke der Silberschicht beträgt etwa 300 nm. Anschließend werden in die Wellenleitergräben PCS-Fasern eingefügt und zwischen Faser und Spiegelsystem ein flüssiger optischer Kleber eingebracht und ausgehärtet. Mit einer Kernbrechzahl von 1.57 und einer Mantelbrechzahl von 1.53 ergibt sich eine numerische Apertur des Wellenleiters von 0.35. Zur Separation wird das Substrat mit einer Wafersäge in 16 einzelne Koppelmodule mit einer Größe von 1 mm Höhe, 1 mm Breite und 25 mm Länge auseinandergetrennt. Bild 7.30 zeigt eine Vergrößerung eines planaren Koppelmoduls mit eingelegter PCS-Faser und dem zweistufigen Spiegelsystem.

Messung der Koppelleffizienz

Zum Vergleich mit den simulierten Ergebnissen wurde ein VCSEL mit 12 μm aktivem Durchmesser und einer Divergenz von 8° oberhalb des Einkoppelspiegels positioniert und die opti-

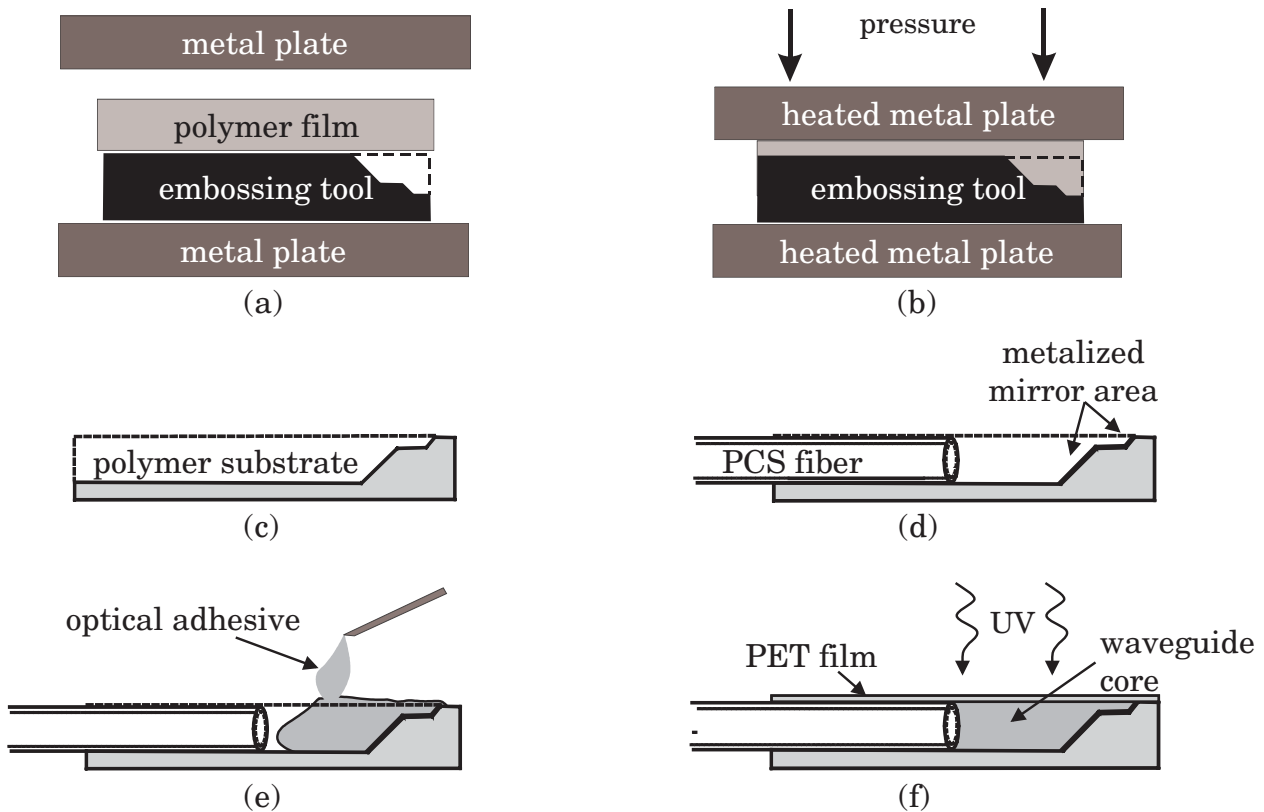


Bild 7.29: Heißprägeprozess zur Herstellung des bidirektionalen Koppelmoduls: (a), (b), (c) Heißprägen des Polymersubstrats unter Druck und Temperatur. (d) Beschichtung der Spiegelflächen mit Silber und Einfügen einer PCS-Faser. (e) Einfüllen eines flüssigen optischen Klebers als Kernmaterial. (f) Aushärten des Wellenleiters mit UV-Strahlung.

sche Leistung nach dem Faserpigtail gemessen. Der Abstand zwischen VCSEL und Polymermodul beträgt ca. $200 \mu\text{m}$, begründet durch die Bonddrähte zur elektrischen Kontaktierung. Zwischen Polymermodul und optoelektronischen Bauelementen wurde als Cladding ein optischer Kleber eingebracht und mit UV-Licht ausgehärtet. Bild 7.31 zeigt auf der linken Seite die in das Polymermodul gekoppelte optische Leistung im Vergleich zur direkt in eine $200 \mu\text{m}$ PCS Faser gekoppelten optischen Leistung in Abhängigkeit vom Laserstrom. Auf der rechten Seite ist der daraus resultierende Einkoppelverlust dargestellt. Der aus der Simulation berechnete Einkoppelverlust von 2.5 dB wird bei einem Laserstrom von 13 mA gemessen. Außerdem steigt der Einkoppelverlust mit steigender Stromstärke an. Mit ansteigendem Strom weitet sich der Lichtstrahl des VCSELs auf, so dass dieser die Spiegelfläche überstrahlt und zusätzliche Verluste entstehen.

Wird ein VCSEL mit konstantem Strom betrieben, wird die Einkoppeleffizienz durch den Strom, den daraus resultierenden Abstrahlwinkel und der Spiegelfläche bestimmt. Daneben ist in geringem Maße das Abstrahlverhalten abhängig von der Chip- bzw. Umgebungstemperatur. Zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Einkoppelverlusts wurde die optische Leistung am Ausgang des Polymermoduls zwischen $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ und $85 \text{ }^\circ\text{C}$ gemessen. Bild 7.32 zeigt die optische Leistung am Ausgang des Polymermoduls im Vergleich zur optische Aus-

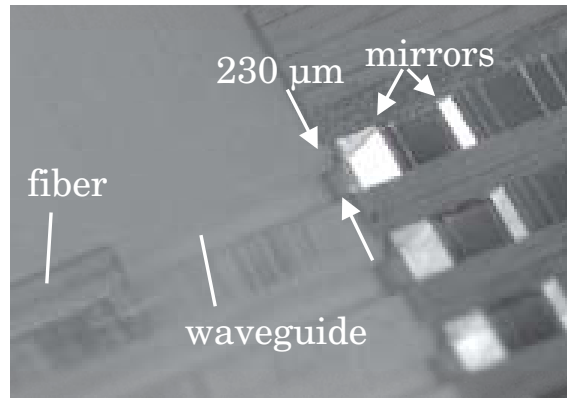


Bild 7.30: Vergrößerung des planaren Koppelmoduls mit eingefügter PCS-Faser und zweistufigem Spiegelsystem.

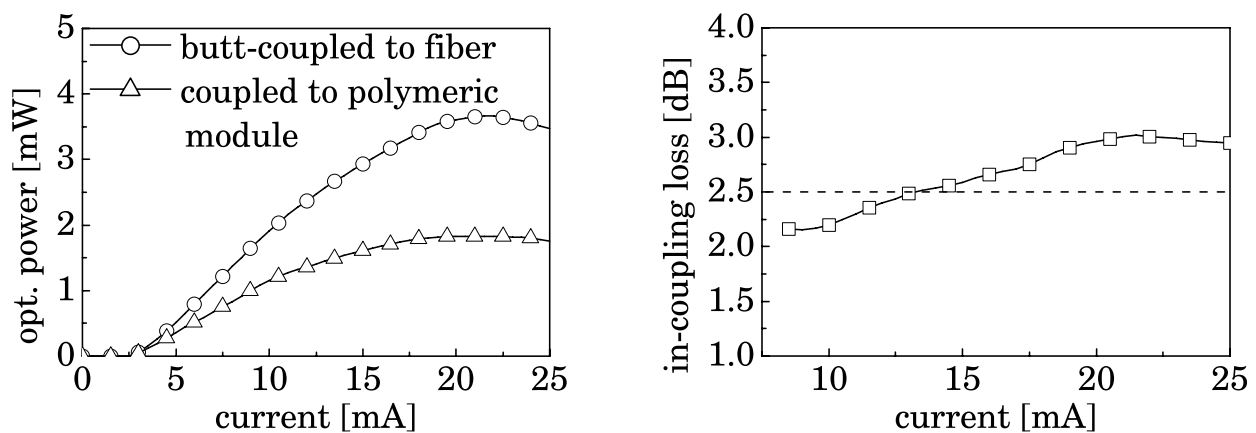


Bild 7.31: Gemessenen optische Leistung am Ausgang des Polymermoduls im Vergleich zur fasergekoppelten Leistung einer 200 μm PCS-Faser in Abhängigkeit vom Laserstrom (links). Gemessener Einkoppelverlust am Polymermodul (rechts).

gangsleistung einer direkt an einen VCSEL angekoppelten PCS-Faser in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur. Der Unterschied zwischen der in eine PCS-Faser direkt eingekoppelten maximalen und minimalen optischen Leistung beträgt zwischen -40 °C und 85 °C ca. 2.5 dB. Die Variation der Ausgangsleistung verringert sich beim Polymermodul auf 1.4 dB im gleichen Temperaturbereich, da die temperaturabhängige Ausgangsleistung des VCSELs teilweise durch die temperaturabhängige Koppeleffizienz kompensiert wird, wie im Folgenden experimentell bestätigt wird.

Zur genaueren Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Koppeleffizienz wurde das Fernfeldverhalten des verwendeten VCSELs zwischen 10 °C und 85 °C untersucht. Aufgrund des Feuchtniederschlags auf dem VCSEL unterhalb 10 °C konnte die Messung bei tieferen Temperaturen nicht durchgeführt werden. Bild 7.33 zeigt auf der linken Seite aufgenommene Fernfelder bei unterschiedlichen Temperaturen und unterschiedlichem Laserstrom. Neben der Aufweitung des Fernfelds bei steigendem Strom ist bei steigender Umgebungstemperatur eine leichte Verringerung der Fernfeldbreite zu erkennen. Auf der rechten Seite in Bild 7.33 ist bei den Stromstärken 6 mA, 12 mA und 18 mA die Fernfeldbreite bei 5 % Intensitätsabfall

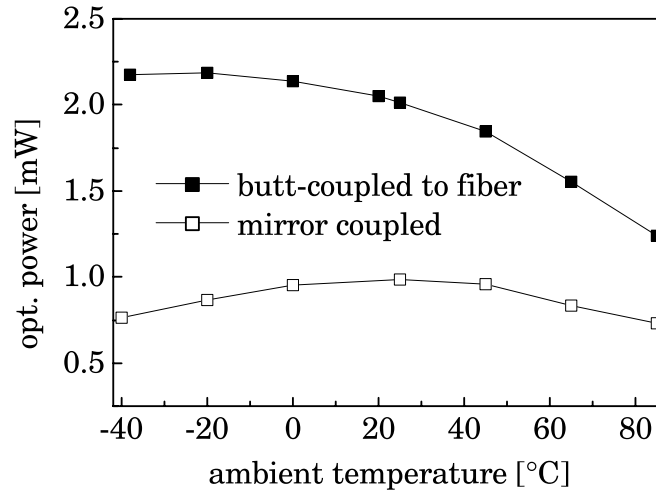


Bild 7.32: Gemessene optische Leistung nach Polymermodul im Vergleich zur fasergekoppelten Leistung in eine 200 μm PCS-Faser in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur.

dargestellt. Bei einer Stromstärke von 6 mA verringert sich die Fernfeldbreite im betrachteten Temperaturbereich von 15 ° auf 12 °. Bei den Stromstärken von 12 mA und 18 mA verringert sich die Variation auf 1.5 ° im gleichen Temperaturbereich. Der beobachtete Effekt ist stark abhängig vom verwendeten VCSEL. Die Verringerung der Fernfeldbreite konnte nach Untersuchung mehrerer VCSEL unterschiedlicher Hersteller hauptsächlich bei protonenimplantierten Bauelementen beobachtet werden. Dagegen ist die Fernfeldbreite bei VCSEL mit Oxidblende über den Temperaturbereich nahezu konstant oder steigt sogar mit der Temperatur an.

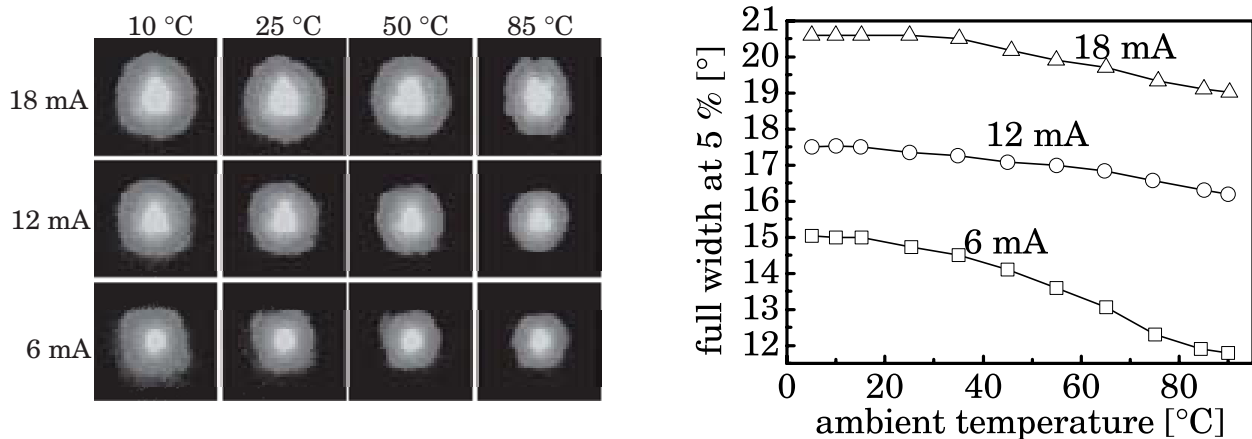


Bild 7.33: Gemessene Fernfeldverteilung eines protonenimplantierten VCSELs in Abhängigkeit vom Strom und der Temperatur. Rechts ist die volle Breite des Fernfelds bei 5 % Abfall der Intensität in Abhängigkeit von Strom und Temperatur aufgetragen.

Zur Bestimmung der Einkoppeleffizienz wurden die gemessenen Fernfelddaten in einer weiteren Simulation berücksichtigt. Bild 7.34 zeigt auf der linken Seite die daraus berechneten Einkoppeleffizienzen über den Mikrospiegel in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur zwischen 10 °C und 85 °C bei einem Laserstrom von 6 mA und 12 mA. Wie erwartet ergibt sich

eine Verringerung der Einkoppeleffizienz bei steigender Stromstärke aufgrund der Fernfeldaufweitung. Mit steigender Umgebungstemperatur ergibt sich eine Verbesserung der Einkoppeleffizienz, bei 6 mA von 66 % auf 79 %, bei 12 mA von 58 % auf 68 % zwischen 10 °C und 85 °C. Der Anstieg der Einkoppeleffizienz bei höherer Umgebungstemperatur ist von besonderem Vorteil, da hiermit der Leistungsabfall des VCSELs bei höherer Temperatur teilweise kompensiert wird.

Bild 7.34 zeigt auf der rechten Seite den Vergleich zwischen der gemessenen und der simulierten Einkoppeleffizienz. Der Verlauf der berechneten Werte stimmt gut mit dem simulierten Ergebnis überein, die Differenz der beiden Kurven ergibt sich aus zusätzlichen Streuverlusten zwischen VCSEL und dem verwendeten Polymermodul.

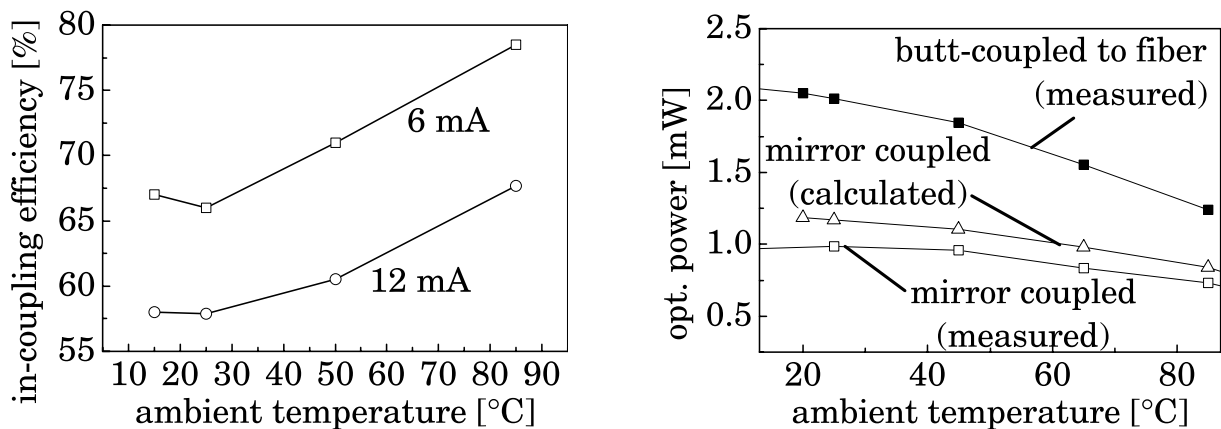


Bild 7.34: Simulierte Einkoppeleffizienz in das Polymermodul in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur und der Laserstromstärke (links). Vergleich zwischen der gemessenen und der berechneten Einkoppeleffizienz (rechts).

Gesamtaufbau Transceivermodul

Bild 7.35 zeigt auf der linken Seite schematisch das Aufbaukonzept für den bidirektionalen Transceiver. Das Koppelmodul eignet sich aufgrund geringer Abmessungen und großer thermischer und mechanischer Beständigkeit gut zur Integration in Multilayer Platinen (printed circuit board, PCB). Die Platine wird in einem Standard-Herstellungsprozess gefertigt, wobei eine Nut in die unteren PCB-Schicht gefräst wird, in welche das Polymermodul eingelegt und mit einem optischen Kleber fixiert ist. VCSEL und Photodiode sind auf einer kleinen Platine aufgebaut, welche mit der Oberseite der Platine mit einem leitfähigen Kleber fixiert ist. Eine Bohrung in den zwei oberen Schichten erlaubt dabei die Kopplung zwischen den optoelektronischen Bauelementen und dem Polymermodul. Auf der rechten Seite in Bild 7.35 ist eine aufgebaute Platine mit integriertem Polymermodul abgebildet. Auf der Oberseite der Platine befindet sich zur Ansteuerung des VCSELs eine Bias-T-Schaltung und für die empfangenen Signale ein Vor- und Nachverstärker.

Mit zwei aufgebauten Transceivermodulen wurde bei einer Datenrate von 50 MBps die Bitfehlerrate gemessen. Bild 7.36 zeigt die gemessene Bitfehlerrate in Abhängigkeit der optischen

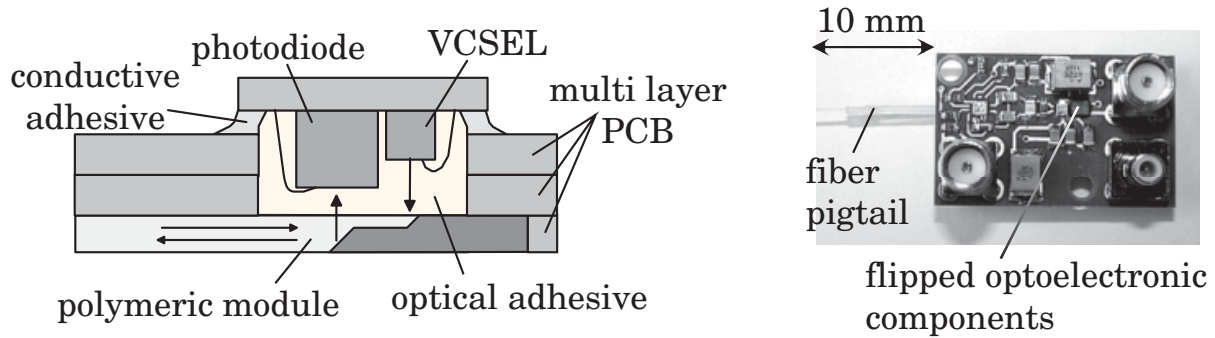


Bild 7.35: Aufbaukonzept für Transceivermodul mit einer Standard Multilayer Platine (links). Aufgebaute Platine mit integriertem Polymermodul, Bias-T VCSEL Ansteuerung und Empfänger-Verstärkerschaltung.

Leistung, welche in das zweite Modul eingekoppelt wird. Die Empfindlichkeit beträgt bei einer $2^7 - 1$ Zufallsfolge und einer Bitfehlerrate von 10^{-10} ca. -30 dBm. Im Vergleich zur gemessenen Bitfehlerrate aus Kapitel 4.2 erhält man eine um ca. 2.5 dB schlechtere Empfindlichkeit, was zum Einen durch die Verluste am Auskoppelspiegel von 1.5 dB und außerdem durch zusätzliche parasitäre Kapazitäten zwischen Photodiode und Transimpedanzverstärker, bedingt durch die zuvor beschriebene Aufbautechnik, begründet ist.

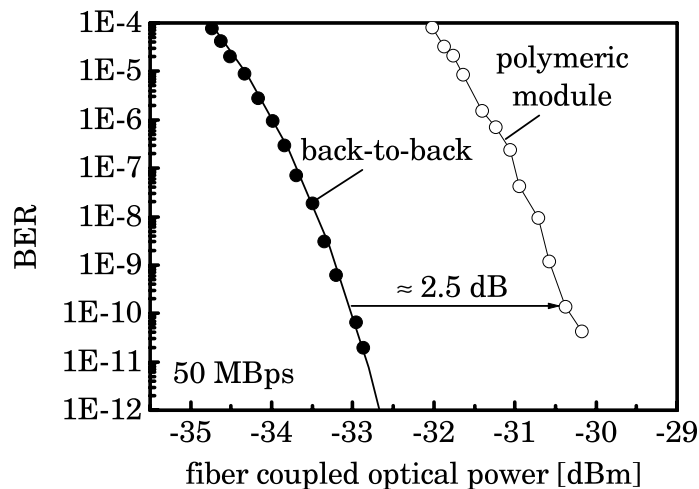


Bild 7.36: Vergleich der gemessenen Bitfehlerrate bei direkter Übertragung (-●-) und bei Übertragung zwischen zwei Transceivermodulen mit Mikrospeigel (-○-).

Die maximale optische Ausgangsleistung und die Empfindlichkeit des Transceivermoduls legt den Dynamikbereich für eine Datenverbindung fest. Tabelle 7.3 vergleicht die Leistungsreserve einer Punkt-zu-Punkt-Verbindung und einer passiven Sterntopologie, beispielhaft mit 8 und 16 Teilnehmern. Die Werte für die Punkt-zu-Punkt-Verbindung gleichen denen aus der Betrachtung in Abschnitt 6.4. Für die minimale und maximale optische Ausgangsleistung lassen sich für das bidirektionale Modul dieselben Werte realisieren, falls ein höherer Laserstrom gewählt wird, um den zusätzlichen Einkoppelverlust zu kompensieren. Für den optischen Empfänger wird bei der Punkt-zu-Punkt-Verbindung eine Empfindlichkeit von -30 dBm angenommen. Aufgrund des Koppelverlusts von 2.5 dB im Empfangspfad des bidirektiona-

len Modul verringert sich die Empfindlichkeit auf -27.5 dBm und der Dynamikbereich auf 22.5 dB. Durch das Einfügen eines passiven Sternkopplers mit Faserpigtails mit acht Toren, wie in Abschnitt 7.2.2 vorgestellt wurde, muss ein Zusatzverlust von 15 dB berücksichtigt werden, was in einer verbleibenden Leistungsreserve für den Leitungssatz von 7.5 dB resultiert. Analog ergibt sich bei einem 16-Tor Sternkoppler eine Leistungsreserve von nur noch 3.9 dB. Aufgrund zusätzlicher Verluste durch Steckverbinder stellt die Anzahl von 16 Teilnehmern in einem passives Sternbusnetzwerk, basierend auf der vorgestellten Technologie, eine Obergrenze dar. Ein wesentliches Verbesserungspotential zur Erhöhung der Teilnehmerzahl könnte jedoch durch eine weitere Verringerung des Einfügeverlusts des passiven Sternkopplerelements erreicht werden.

Tabelle 7.3: Vergleich der Leistungsreserve einer Punkt-zu-Punkt-Verbindung und einer passiven Sterntopologie mit 8, bzw. 16 Teilnehmern.

Parameter	Punkt-zu-Punkt	Stern 8-Tor	Stern 16-Tor
Maximale Ausgangsleistung	-1.5 dBm		-1.5 dBm*
Minimale Ausgangsleistung	-5 dBm		-5 dBm*
Empfängergrenze	-30 dBm		-27.5 dBm
Dynamikbereich	25 dB		22.5 dB
Verlust reflektiver Sternkoppler	-	15 dB	18.6 dB
verbleibende Systemreserve	25 dB	7.5 dB	3.9 dB

*: Bei Verwendung eines bidirektionalen Transceivers wird aufgrund des zusätzlichen Einkoppelverlusts ein höherer Laserstrom benötigt.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden neuartige optische Netze für den Einsatz in Kraftfahrzeugen untersucht und prototypisch demonstriert. Hierfür werden polymerbeschichtete Glasfasern mit $200\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser und vertikalemittierende Laserdioden bei $850\ \text{nm}$ hinsichtlich ihres Verhaltens bei typischen Einsatzbedingungen im Kraftfahrzeug charakterisiert und Konzepte zur Integration von Wellenleitern und optoelektronischen Bauelementen in konventionelle und planare Fahrzeug-Leitungssätze beschrieben.

Die in dieser Arbeit vorgestellte physikalische Busschicht, basierend auf $200\ \mu\text{m}$ PCS-Fasern, zeichnet sich besonders durch eine geringe Faserdämpfung, eine Temperaturbeständigkeit bis $125\ ^\circ\text{C}$ und eine hohe Faser-Flexibilität aus. Mit PCS-Fasern lassen sich aufgrund der hohen Stabilität Biegeradien von unter $10\ \text{mm}$ realisieren. Für den Transport und die Installation von Leitungssätzen mit PCS-Fasern ist dies ein entscheidender Vorteil gegenüber der bisherigen optischen Verkabelung mit $1\ \text{mm}$ Kunststofffasern, für welche aufgrund begrenzter mechanischer Stabilität und Vermeidung zusätzlicher Biegeverluste ein minimaler Biegeradius von $25\ \text{mm}$ spezifiziert ist. Als optische Sendeelemente kommen Vertikallaserdioden, welche seit mehreren Jahren im Datacom-Bereich eingesetzt und von mehreren Herstellern kommerziell vertrieben werden, zum Einsatz. Mit VCSEL-Bauelementen können aufgrund ihres geringen Durchmessers und des zirkulärsymmetrischen Abstrahlverhaltens mit geringer Divergenz hohe Koppelleffizienzen mit $200\ \mu\text{m}$ PCS-Fasern erreicht werden. Je nach Divergenz des VCSELs betragen bei einem geforderten Einfügeverlust von höchstens $2\ \text{dB}$ die Koppeltoleranzen $\pm 50\ \mu\text{m}$ in lateraler und mehr als $200\ \mu\text{m}$ in axialer Richtung. Aufgrund der stark unterschiedlichen Durchmesser von VCSEL-Bauelementen und $200\ \mu\text{m}$ Wellenleitern ergeben sich jedoch große Abhängigkeiten in den Anregungsbedingungen von $200\ \mu\text{m}$ PCS-Fasern. Durch wellentheoretische Beschreibung und strahlenoptischen Simulationen konnten grundsätzliche Effekte der Modenanregung in $200\ \mu\text{m}$ PCS-Fasern ausführlich beschrieben werden. Je nach Einkopplerversatz zwischen VCSEL und PCS-Faser ergeben sich unterschiedliche Nahfeldverteilungen, z.B. eine Leistungskonzentration auf der Faserachse bei zentraler Anregung, oder eine ringförmige Nahfeldanregung durch die Ausbildung von Helixmoden bei lateral versetzter Einkopplung. Die Nahfeldverteilungen ändern sich bis zu Faserlängen von über $20\ \text{m}$ kaum. Die unterschiedlichen Nahfeldanregungen haben vor allem Auswirkung auf die Einfügedämpfung an Faser-Faser-Koppelstellen. Jedoch selbst bei ungünstigsten Anregungsbedingungen ergeben sich maximale Faser-Faser-Koppeltoleranzen von $\pm 50\ \mu\text{m}$ in

lateralen und $200\ \mu\text{m}$ in axialer Richtung, falls eine Koppeldämpfung von 2 dB toleriert werden kann. Die erforderlichen Koppeltoleranzen zwischen VCSEL und PCS-Fasern, bzw. an Faser-Faser-Koppelstellen erlauben eine kostengünstige Herstellung von Transceivermodulen und Faserstecksystemen mit Hilfe von Spritzgusstechniken und machen so den Einsatz dieser neuen Technologie im Kraftfahrzeug möglich.

Aufgrund der geringen Modenkopplung in PCS-Fasern entspricht die Anregung im Fernfeld bis zu Faserlängen von über 100 m im Wesentlichen dem Fernfeld des anregenden VCSEL-Bauelements. Durch die nur teilweise Anregung von PCS-Fasern mit VCSEL als Sender kann bei einer Leitungslänge von 20 m eine Bandbreite bis zu 550 MHz erreicht werden. Ein begrenzender Faktor für die Bandbreite ist jedoch z.B. durch die Anzahl an Faser-Faser-Koppelstellen und die damit verbundene Modenmischung gegeben, womit sich im schlechtesten Fall bei Vollanregung eine durch Modendispersion bedingte Bandbreite von 150 MHz bei einer Faserlänge von 20 m ergibt. Mit einer optischen Ausgangsleistung von VCSEL-Bauelementen von über -5 dBm und einer Detektionsempfindlichkeit von Silizium-PIN-Photodetektoren von unter -30 dBm kann über den gesamten Temperaturbereich von $-40\ ^\circ\text{C}$ bis $125\ ^\circ\text{C}$ eine Systemreserve von bis zu 25 dB für Punkt-zu-Punkt-Verbindungen erreicht werden. Diese liegt um 12 dB höher als bei den derzeitigen PMMA-basierenden Netzwerken mit einer Systemreserve von 13 dB. Durch die gleichzeitig vernachlässigbare Faserdämpfung von PCS-Fasern erlaubt dies den Einsatz flexiblerer Verbindungskonzepte, wie z.B. mehrerer Steckverbinder, größere Leitungslängen oder passiv gekoppelte Busstrukturen.

Aufgrund dieser erheblichen Vorteile wird der Serieneinsatz von PCS/VCSEL basierten Netzwerken für kommende Fahrzeuggenerationen beabsichtigt. Entsprechend werden zurzeit bestehende Spezifikationen für das MOST-Datenbussystem ergänzt, womit ein neuer weltweiter Standard für optische Netze im Kraftfahrzeug initiiert werden konnte. Darüberhinaus entwickeln mittlerweile mehrere Zulieferer PCS/VCSEL-Datenübertragungssysteme zur Vernetzung von MOST-Steuergeräten.

Als weiterer Schwerpunkt der Arbeit wurden Konzepte zur Integration von $200\ \mu\text{m}$ PCS-Fasern und $200\ \mu\text{m}$ planaren Wellenleitern in Folienleitungssätze beschrieben. In ersten Versuchen wurde nachgewiesen, dass sich PCS-Fasern mit den Standard-Herstellungsverfahren in Folienleitungen einlaminierten, bzw. extrudieren lassen. Zur optischen Datenübertragung über kurze Distanzen wurden die Herstellung und die Eigenschaften planarer Wellenleiter in flexiblen Substraten beschrieben. Dabei wurden besonders auf heißgeprägte und direktgeschriebene Wellenleiter eingegangen und deren Verwendung als Koppellemente in reflektiven Sternbusstrukturen demonstriert. Hierbei wurde das Koppelverhalten planarer Sternkopplerelemente mit strahlenoptischen Verfahren zunächst theoretisch untersucht und mit direktgeschriebenen Wellenleiterstrukturen Sternkoppler prototypisch realisiert. Simulationen ergeben, dass mit einer planaren symmetrischen Baumstruktur für z.B. acht Teilnehmern eine hohe Gleichförmigkeit des 88 mm langen Koppellements von 1.4 dB und gleichzeitig geringe Zusatzverluste von 0.8 dB erreicht werden können. Ausgehend von den Überlegungen aus den Simulationen wurden reflektive Sternkoppler mit bis zu sechzehn Toren mit einer maximalen Zusatzdämpfung von 3 dB bei acht Toren und 3.6 dB bei 16 Toren realisiert. Die erhöhten Zusatzverluste entstehen dabei durch Störstellen am Kern-Mantel-Übergang und können durch

eine weitere Verbesserung des Herstellungsverfahrens der Wellenleiter minimiert werden. Bei der Ankopplung von PCS-Fasern an die Kopplerstruktur entstehen weitere Zusatzverluste von ca. 2 dB, womit der gesamte Einfügeverlust z.B. bei einem 16-Tor-Sternkoppler knapp 6 dB beträgt.

Neben der Realisierung planarer Wellenleiterstrukturen sind Konzepte zur Ankopplung von Wellenleitern-Komponenten und aktiven optoelektronischen Bauelementen an in FFC und FPC integrierte Wellenleiter untersucht worden. Zur Kontaktierung integrierter optischer Fasern in Folienleitungen wurden „Plug-and-Play“-Steckerkonzepte mit Einfügeverlusten unter 3 dB demonstriert. Zur Ankopplung von optoelektronischen Bauelementen an integrierte Wellenleiter konnte ein neuartiges Konzept, basierend auf einem mikrostrukturierten Koppelmodul, untersucht und prototypisch realisiert werden. Das Modul lässt sich zur bidirektionalen Kopplung für passive reflektive Sternbusssysteme verwenden, zeichnet sich durch eine sehr kompakte, planare Bauform und eine hohe mechanische und thermische Belastbarkeit aus und eignet sich somit für die Integration in elektrooptischen Folienschaltungen. Die berechneten optischen Verluste bei der Ein- und Auskopplung betragen insgesamt 4.5 dB, in guter Übereinstimmung mit gemessenen Werten. Mit den in dieser Arbeit vorgestellten planaren Wellenleiter-Komponenten lassen sich somit passive reflektive Sternbusarchitekturen mit 8 Teilnehmern bei einer Systemreserve von ca. 7.5 dB, bzw. mit 16 Teilnehmern bei einer Systemreserve von ca. 4 dB und einer Datenrate von ca. 50 MBps realisieren.

Die zukünftigen Herausforderungen für optische Datenübertragungstechnologien im Kraftfahrzeug sind zum einen die Weiterentwicklung kostengünstiger und zugleich robuster optischer Verbindungen. Sowohl für Infotainment- bzw. Telematik-Systeme, in welchen eine hohe Flexibilität und einfache Erweiterbarkeit gefordert wird, als auch für sicherheitskritische Busse werden hochbitratige Verbindungen in den kommenden Jahren weiterhin zunehmen. Vor dem Hintergrund wachsender Komplexität der Fahrzeugvernetzung und somit der zunehmenden Störempfindlichkeit übertreffen optische Verbindungstechnologien aufgrund der EMI-unempfindlichen Übertragungstrecke elektrische Datenverbindungen, welche nur mit Kabelschirmung ausreichende Übertragungsqualität erlauben. Aus diesem Grund werden optische Technologien zur Fahrzeugvernetzung bei Datenraten über 10 MBps weiterhin vermehrt eingesetzt werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Verbindungstechnologien auf Basis von PCS-Fasern und 850 nm VCSEL werden in wenigen Jahren als Ersatz für die derzeitigen PMMA-Faser-Netze in Fahrzeugen eingesetzt werden und mit hoher Wahrscheinlichkeit die Basis für zukünftige skalierbare optische Telematik- und sicherheitskritische Fahrzeugnetze sein.

Literaturverzeichnis

- [1] CALCE-EPRC designing electronics for next-generation automobiles. online verfügbar: <http://www.isr.umd.edu/ISR/publications/newsletter/sssp97/autos.html>.
- [2] Das vernetzte Auto, Trends und Lösungsansätze für die Automobilelektronik der Zukunft. *Elektronik Praxis*, (15):24–25, August 2001.
- [3] T. Costlow. Automotive networking. *Automotive Engineering International*, pages 80–83, May 2003.
- [4] G. Leen and D. Heffernan. Expanding Automotive Electronic Systems. *IEEE Computer*, 35(1):88–93, January 2002.
- [5] ISO Standard: ISO 11898:1993 (E). *Road Vehicles, Interchange of Digital Information-Controller Area Network (CAN) for High Speed Communications*, November 1993.
- [6] M. Farsi and M. Barbosa. *CANopen implementation: Applications to Industrial Networks*. Research Studies Press Ltd., 2000.
- [7] CAN node sales. *Hansen Report on Automotive Electronics*, 13(9):1, 2000.
- [8] D. Seidl, P. Merget, J. Schneider, R. Weniger, and E. Zeeb. Applications of POFs in data links of mobile systems. In *Proc. 7th Int. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pages 205–211, Berlin, October 1998.
- [9] Ch. Thiel and R. König. Media Oriented Systems Transport (MOST[®]) Standard for multi-media networking in vehicle environment. *VDI Berichte*, (1415):819–834, 1998.
- [10] Offizielle Homepage MOST Cooperation, <http://www.mostcooperation.com>.
- [11] Offizielle Homepage Byteflight, <http://www.byteflight.de>.
- [12] J. Berwanger, M. Peller, and R. Griessbach. A New High-Performance Data Bus System for Safety-Related Applications. online verfügbar: <http://www.byteflight.com/presentations/>.
- [13] E. Zeeb. Optical Data Bus Systems in Cars: Current Status and Future Challenges. In *ECOC 2001*, volume 1, pages 70–71, 2001.
- [14] B. Shorrock. PCB innovations in automotive electronics the flexible drive. *Electronic Engineering*, 70(862):33–34, November 1998.

- [15] J. Krieger and J. Czabanski. Folienleiter ersetzen Kabel. *Automobil Industrie*, pages 82–85, April 1999.
- [16] A. Weinert. *Plastic Optical Fibers*. Publicis MCD Verlag, Erlangen, 1999.
- [17] J. Marcou, M. Robiette, and J. Bulabois. *Plastic Optical Fibers*. John Wiley&Sons, 1997.
- [18] W. Daum, J. Krauser, P. E. Zamzow, and O. Ziemann. *POF Polymer Optical Fibers for Data Communication*. Springer-Verlag, 2002.
- [19] N. Sudo and S. Kobayashi. Optical Connectors for High Performance Plastic Optical Fiber. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pages 213–216, Chiba, July 1999.
- [20] A. Engel and D. Schramm. Optisches Bussystem für automobile Netzwerke. In *F&M*, volume 108, pages 53–56. Carl Hanser Verlag, München, 2000.
- [21] M. Murofishi. Low loss perfluorinated POF. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pages 17–23, Paris, October 1996.
- [22] M. Bautevin and A. Rousseau. New Halogenated Monomers and Polymers for Low Loss Plastic Optical Fiber. *Fiber and Integrated Optics*, 13:309–319, 1994.
- [23] K. Kogenazawa and T. Onishi. Progress in Perfluorinated GI-POF, LUCINATM. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pages 19–21, Boston, September 2000.
- [24] Y. Koike. Progress of Plastic Optical Fiber Technology. In *22nd European Conference on Optical Communication (ECOC)*, pages 1.41–1.48, Oslo, 1996.
- [25] T. Onishi, H. Murofushi, Y. Watanabe, Y. Takano, R. Yoshida, and M. Naritomi. Recent progress of perfluorinated GI POF. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pages 39–42, Berlin, October 1998.
- [26] G.D. Khoe et al. Exploring the Use of GIPOF Systems in the 640 nm to 1300 nm Wavelength Area Design. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pages 36–43, Chiba, July 1999.
- [27] Y. Koike. Progress in GI-POF - Status of High Speed Plastic Optical Fiber and its Future Prospect. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pages 1–5, Boston, September 2000.
- [28] R. Vieweg and F. Esser. *Kunststoff-Handbuch, Bd. IX, Polymethylmethacrylate*. München, 1975.
- [29] R.J.S. Bates, S.D. Walker, and M. Yaseen. A 256 Mbit/s, 100 m Plastic Optical Fibre data Link using a 652 nm Transmitter for Customer Premises Network Applications. In *European Conference on Optical Communication (ECOC)*, pages 297–300, 1992.

- [30] T. Schaal, S. Seiffert, S. Poferl, and E. Zeeb. Mode Excitation in Standard Large Core PMMA Fibers. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pages 203–208, Boston, September 2000.
- [31] D. Kalymnios. Squeezing More Bandwidth into High NA POF. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pages 18–24, Chiba, July 2000.
- [32] S. Miller and I. Kaminow. *Optical Fiber Telecommunication II*. Academic Press, ch. 12, San Diego.
- [33] E.F. Schubert, Y.H. Wang, A.Y. Cho, L.-W. Tu, and G.J. Zydzik. Resonant cavity light-emitting diode. *Appl. Phys. Lett.*, 60(8):921–923, 1992.
- [34] E. Schubert, N. Hunt, M. Micovic, D. Sivco, A.Cho, and G. Zydzik. Highly Efficient Light emitting Diodes with Microcavities. *Science*, 265:943–945, August 1994.
- [35] E. Schubert, E. Hunt, R. Malik, M. Micovic, and D. Hunt. Temperature and Modulation Characteristics of Resonant-Cavity Light emitting Diodes. *J. Lightwave Technol.*, 14(7):1721–1729, July 1996.
- [36] M. Guina et al. Light-Emitting Diode Emitting at 650 nm with 200-MHz Small-Signal Modulation Bandwidth. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, 12(7):786–788, July 2000.
- [37] K. Streubel, U. Helin, V. Oskarsson, E. Backlin, and A. Johanson. High-brightness Visible (660 nm) Resonant-Cavity Light emitting Diode. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, 10(12):1687–1689, December 1998.
- [38] P. Modak et al. AlGaInP Microcavity Light emitting Diodes at 650 nm on Ge Substrates. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, 12(8):957–959, August 2000.
- [39] R. Wirth, C. Karnutsch, S. Kugler, and K. Streubel. High-Efficiency Resonant-Cavity LEDs Emitting at 650 nm. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, 13(5):421–423, May 2001.
- [40] S. Poferl. Konzeption und Aufbau eines Lichtwellenleiterübertragungssystems für Kraftfahrzeuge. Diploma thesis, Dept. Optoelectronic, FH Aalen, Germany, 1999.
- [41] Infineon. *SPF MIT3 02, Plastic Fiber Optic Transmitter including Bigfoot IC for MOST*.
- [42] Infineon. *SFH75x, 505 nm InGaN LED*.
- [43] Firecomms. *FC100R-010, High-Speed Transmitter Optical Sub-Assembly in Optimized Side-Looker Encapsulation, 650 nm RCLED*.
- [44] Mitel. *1A466, 650 nm Resonant Cavity LED*.
- [45] T. Schaal and E. Zeeb. High-speed optical data transmission using standard PMMA fibers. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pages 181–186, Amsterdam, September 2001.

- [46] A. Knigge, R. Franke, S. Knigge, B. Sumpf, K. Vogel, M. Zorn, M. Weyers, and G. Trankle. 650-nm vertical-cavity surface-emitting lasers: laser properties and reliability investigations. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, 14(10):1385–1387, October 2002.
- [47] A. Knigge, M. Zorn, H. Wenzel, M. Weyers, and G. Trankle. High efficiency AlGaInP/AlGaAs vertical-cavity surface-emitting lasers with 650 nm wavelength. In *Proc. of the 28th International Symposium on Compound Semiconductors*, pages 189–194, Bristol, 2002.
- [48] Honeywell. *SV3644-001, Red VCSEL Component*.
- [49] Optronics International Corporation. *P-65-001-E, Edge emitting laser*.
- [50] E. Hartl, N. Schunk, and E. Baur. Calculation of coupling efficiency of Polymer Optical Fibers (POF) to small area photo detectors. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference, post deadline paper*, Amsterdam, September 2001.
- [51] I. Garcés, J. Mateo, A. Losada, and M. Bajo. Bi-directional Ethernet Link over a Single Plastic Optical Fiber using POF couplers. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pages 154–157, Chiba, 1999.
- [52] Y. Toriumi. A Full-Duplex Optical Transceiver Using Single POF For 1394. In *Proc. POF World Conference, paper 2.3*, San Jose, 2000.
- [53] O. Ziemann. Bi-Directional Transmission over Plastic Optical Fibers. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pages 48–94, September 1997.
- [54] K. Saito. POF WDM Technology and Applications. In *Proc. POF World Conference, paper 2.2*, San Jose, 2000.
- [55] *MOST Specification of Physical layer, rev. 1.1, pp. 19-21*, September 2003.
- [56] Infineon. *SFP BFT 003, Optical Bidirectional Transceiver for byteflight*.
- [57] F. Weberpals, E. Baur, J. Wittl, J. Meier, T. Lichtenegger, and H. Hurt. Additional most transceiver features. In *Proc. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, Seattle, September 2003.
- [58] *Infineon Optical Transceiver*, Available: www.byteflight.de/presentations/index.html.
- [59] Offizielle Homepage IEEE-1394, <http://www.firewire-1394.com>.
- [60] Offizielle Homepage Flexray Consortium, <http://www.flexray.com>.
- [61] L.A. Coldren and B.J. Thibeault. *Optical Fiber Telecommunications IIIB. Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, pages 200–266. Academic Press, 1997.
- [62] M.H. Crawford, W.W. Chow, K.D. Choquette, and K.L. Lear. Design, fabrication and performance of infrared and visible vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(10):1810–1824, 1997.

- [63] J. Heinrich, E. Zeeb, and K.J. Ebeling. Butt-Coupling Efficiency of VCSEL's into Multimode Fibers. *Phot. Techn. Lett.*, 9(12):1555–1557, 1997.
- [64] R. Michalzik, P. Schnitzer, U. Fiedler, D. Wiedenmann, and K.J. Ebeling. High-bit-rate data transmission with short-wavelength oxidized VCSELs, toward bias-free operation. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 3(2):396–404, April 1997.
- [65] B.M. Hawkins, R.A. Hawthorne III, J.K. Guenter, J.A. Tatum, and J.R. Biard. Reliability of various size oxide aperture vcsels. In *Conference Proc. ECTC 2002*, pages 540–550, San Diego, May 2002.
- [66] T. Wipiejewski et al. Performance and reliability of oxide confined vcsels. In *Proc. 49th Electronic Components and Technology Conference*, pages 741–756, Piscataway, 1999.
- [67] J.L. Jewell and A. Scherer and S.L. McCall and Y.H. Lee and S. Walker and J.P. Harbison and L.T. Florez. Low-threshold electrically pumped vertical-cavity surface-emitting microlasers. *Electron. Lett.*, 25:1123–1124, 1989.
- [68] R.S. Geels and S.W. Corzine and J.W. Scott and D.B. Young and L.A. Coldren. Low threshold planarized vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2:234–236, 1990.
- [69] M. Orenstein, A.C. Von Lehmen, C. Chang-Hasnain, N.G. Stoffel, J.P. Harbison, L.T. Florez, E. Clausen, and J.E. Jewell. Vertical-cavity surface emitting InGaAs/GaAs lasers with planar lateral definition. *Appl. Phys. Lett.*, 56:2384–2386, 1990.
- [70] B. Tell, Y.H. Lee, K.F. Brown-Goebeler, J.L. Jewell, R.E. Leibenguth, M.T. Asom, G. Livescu, L. Luther, and V.D. Matterna. High-power cw vertical-cavity top surface-emitting GaAs quantum well lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 57:1855–1857, 1990.
- [71] D.L. Huffaker, D.G. Deppe, K. Kumar, and T.J. Rogers. Native-oxide defined ring contact for low threshold vertical-cavity lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 65:97–99, 1994.
- [72] Truelight. *High Performance Oxide-Confined VCSEL TSD-8B12-000*.
- [73] D.L. Huffaker, L.A. Graham, H. Deng, and D.G. Deppe. Sub-40 μm continuous-wave lasing in an oxidized vertical-cavity surface emitting laser with dielectric mirrors. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 8:974–976, 1996.
- [74] M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, R. Michalzik, U. Martin, H. Unold, and K.J. Ebeling. High-power VCSELs: Single devices and densely packaged 2-D-arrays. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 5:495, 502 1999.
- [75] B. Tell, K.F. Brown-Goebeler, R.E. Leibenguth, F.M. Baez, and Y.H. Lee. Temperature dependence of GaAs-AlGaAs vertical cavity surface emitting lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 60:683–685, 1992.
- [76] R. Michalzik. *Modellierung und Design von Laserdioden mit Vertikalresonator*. PhD thesis, Universität Ulm, Fakultät für Elektrotechnik, 1996.
- [77] Honeywell. *High Speed VCSEL 1.25 Gbps, HFE408x-322*.

- [78] A.E. Siegman. *Lasers*. Mill Valley: University Science Books, 1986.
- [79] G. Grau. *Optische Nachrichtentechnik*. Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1981.
- [80] R. Michalzik and K.J. Ebeling. Generalized BV diagrams for higher order transverse modes in planar vertical-cavity laser diodes. *IEEE J. Quantum Electron.*, 31(8):1371–1379, 1995.
- [81] R. Michalzik and K.J. Ebeling. Modelling and design of proton-implanted ultralow-threshold vertical-cavity laser diodes. *IEEE J. Quantum Electron.*, 29(6):1963–1974, 1993.
- [82] G.C. Wilson and D.M. Kuchta and J.D. Walker and J.S. Smith. Spatial hole burning and self-focusing in vertical-cavity surface-emitting laser diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 64(5):542–544, 1994.
- [83] Truelight. *High Performance VCSEL chip TSD-8A12*.
- [84] Truelight. *High speed VCSEL TO-46 metal can, TMC-5F40*.
- [85] ULM Photonics. *Automotive VCSEL Sample*.
- [86] K.J. Ebeling. *Integrated Optoelectronics*. Springer, Berlin, 1993.
- [87] L.A. Coldren and S.W. Corzine. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. J. Wiley & Sons, New York, 1995.
- [88] K.L. Lear, V.M. Hietala, H.Q. Hou, M. Ochiai, J.J. Banas, B.E. Hammons, J.C. Zolper, and S.P. Kilcoyne. Small and large signal modulation of 850 nm oxide-confined vertical cavity surface emitting lasers. In C.J. Chang-Hasnain, editor, *Advances in Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*, volume 15 of *OSA Trends in Optics and Photonics*, pages 69–74. Washington, DC, 1997.
- [89] B. Möller. *Emissionseigenschaften und Hochfrequenzverhalten von Halbleiterlasern mit Vertikalresonator für die optische Verbindungstechnik*. PhD thesis, Department of Optoelectronics, University of Ulm, 1995.
- [90] K.J. Ebeling. “Laserdioden mit Vertikalresonator (VCSELs) für optische Verbindungssysteme,” in *Optische Kommunikationstechnik: Handbuch für Wissenschaft und Industrie*, chapter 20, pages 662–695. Springer, Berlin, 2002.
- [91] M.-C. Amann. “Modulations- und Rauschverhalten, wellenlängenabstimmung und Faserkopplung,” in *Optische Kommunikationstechnik: Handbuch für Wissenschaft und Industrie*, chapter 21, pages 696–718. Springer, Berlin, 2002.
- [92] Landolt-Börnstein. *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik*, volume 17. Springer, 1982.
- [93] J.G. Graeme. *Photodiode Amplifiers*. McGraw-Hill, 1995.

- [94] M. Lang, W. Bronner, W. Benz, M. Ludwig, V. Hurm, G. Kaufel, A. Leuther, J. rosenzweig, and M. Schlechtweg. Complete monolithic integrated 2.5 Gbit/s optoelectronic receiver with large area MSM photodiode for 850 nm wavelength. *Electron. Lett.*, 37(20):1247–1249, 2001.
- [95] OFS. *HCS Product Line*, Available: www.fiber-wire.com.
- [96] Polymicro Technologies. *Hard Polymer Clad Optical Fibers Product Line*, Available: www.polymicro.com.
- [97] D. Marcuse. *Theory of dielectric optical waveguides*. Academic Press Limited, 24-28 Oval Road, London, 2 edition, 1991.
- [98] H. Kogelnik. Coupling and conversion coefficients for optical mode in quasi-optics. *Microwave Res. Inst. Symp.*, 14:333–347, 1964.
- [99] M. Côté and R.R. Shannon. Optimization for waveguide coupling lenses with optical design software. *Appl. Opt.*, 35(31):6179–6185, 1996.
- [100] D. Gloge. Optical power flow in multimode fibers. *Bell Syst. Tech. J.*, 51:1767, 1972.
- [101] R. Olshansky. Mode coupling effects in graded-index optical fibers. *Appl. Opt.*, 14:935–945, 1975.
- [102] A. Djordjevich and S. Savović. Investigation of mode coupling in step index plastic optical fibers using the power flow equation. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12:1489–1491, 2000.
- [103] A.F. Garito, J. Wang, and R. Gao. Effects of random perturbations in plastic optical fibers. *Science*, 281:962–967, 1998.
- [104] V. Ruddy and G. Shaw. Mode coupling in large-diameter polymer silica fibers. *Appl. Opt.*, 34:1003–1006, 1995.
- [105] G. Herskowitz, H. Kobrinski, and U. Levy. Optical power distribution in multimode fibers with angular-dependent mode coupling. *J. Lightwave Technol.*, LT-2:548–554, 1983.
- [106] W.A. Gambling, D.N. Payne, and H. Matsumura. Mode conversion coefficients in optical fibers. *Appl. Opt.*, 14(7):1538–1542, July 1975.
- [107] W. Freude. *Optische Kommunikationstechnik: Handbuch für Wissenschaft und Industrie*, chapter 5-Vielmodenfasern, pages 214–260. Springer, 2002.
- [108] K. Petermann. *Laser Diode Modulation and Noise*. Kluwer Academic Publishers, 1991.
- [109] D. Gloge. Bending Loss in Multimode Fibers with Graded and Ungraded Core Index. *Appl. Opt.*, 11:2506–2513, 1972.
- [110] Fiber Strength and Reliability. online verfügbar: <http://www.fiber-wire.com/FF10.pdf>.
- [111] J. Miller. OFS, Avon, CT, private communication, 2003.

- [112] T. Hultermans, Device Interconnection - Laser Processing of Fibers. online verfügbar: <http://www.tycoelectronics.com/fiberoptics/documents/Laserprocessing.pdf>.
- [113] Yazaki Co., Transceiver Samples. online verfügbar: <http://www.tycoelectronics.com/fiberoptics/documents/Laserprocessing.pdf>.
- [114] Safety of laser product Part I: Equipment classification, requirements and user's guide. IEC 60825-1:1993+A1:1997+A2:2001.
- [115] Safety of laser product Part II: Safety of optical fiber communication systems. IEC 60825-2:1993.
- [116] J. Guenter et al. Commercialization of Honeywell's VCSEL Technology: Further Developments. In K.D. Choquette and C. Lei, editors, *Proceedings of SPIE*, volume 4286, pages 1–14, 2001.
- [117] J.A. Tatum et al. Commercialization of Honeywell's VCSEL Technology. In K.D. Choquette and C. Lei, editors, *Proceedings of SPIE*, volume 3946, pages 2–13, 2000.
- [118] In Zusammenarbeit mit: Panta GmbH, 01454 Radegerg. <http://www.panta.de>.
- [119] In Zusammenarbeit mit: I & T Flachleiter Produktions-Ges.m.b.H., 7011 Siegendorf, Österreich. <http://www.innovation-technology.at>.
- [120] S. Lehmacher and A. Neyer. Integration of polymer optical waveguides into printed circuit boards. In *Proc. of the MICRO.tec congress*, volume 1, pages 111–114, Hannover, Germany, September 2000.
- [121] M. Rode, J. Moisel, O. Krumpholz, and O. Schickl. Novel optical backplane board-to-board interconnection. In *European Conference on Optical Communication IOOC-ECOC 97*, volume 2, pages 228–231, 1997.
- [122] E. Grieser. Optical interconnection technology for PCS applications. *Printed Circuit Fabrication*, 25(6):20–36, June 2002.
- [123] T. Paatzsch, H.-D. Bauer, A. Gaudron, B. Jobst, S. Stadler, M. Popp, I. Smaglinski, and W. Ehrfeld. Integrated Optical Waveguide Components Fabricated by LIGA Technique. In *12th Annual Meeting. IEEE Lasers and Electro-Optics Society (LEOS)*, volume 2, pages 654–646, 1999.
- [124] M. Kowatsch, R. Schulz, E. Klusmann, W. Scheel, H. Schröder, J. Bauer, K. Gerdorf, G. Röhrs, H. Kühn, K. Pfeiffer, C. Modes, H. Park, and J. Kostelnik. Modularer Optisch-Elektrischer Schaltungsträger (MOES). In *Tagungsband "BMBF-Projekte zu elektrisch-optischen Leiterplatten"*, pages 41–47, Paderborn, 2001.
- [125] J. Moisel, J. Guttman, H.-P. Huber, B. Lunitz, M. Rode, R. Schödlbauer, and R. Bogenberger. Polymer waveguides for 100 cm (40") optical backplanes. In *Proc. of SPIE*, volume 4805, Seattle, July 2002.

- [126] H. Schröder. *Optische Aufbau- und Verbindungstechnik in der elektronischen Baugruppenfertigung*, chapter Herstellung und Integration planarer optischer Wellenleiter in den Schaltungsträger. Verlag Dr. Markus A. Detert, 2002.
- [127] S. Lehmacher and A. Neyer. Integration of polymer optical waveguides into printed circuit boards. *Electron. Lett.*, 20:1052–1053, 2000.
- [128] S. Kopetz, S. Lehmacher, E. Rabe, and A. Neyer. Coupling of optoelectronic modules to optical layer in printed circuit boards (PCBs). In *Proc. of SPIE*, volume 4942.
- [129] A. Himmler, S. Bargiel, F. Ebling, Schroder, H. Franke, G. Spickermann, E. Griese, C. Lehnberger, L. Oberender, A. Koske, G. Mrozynski, D. Steck, E. Strake, and W. Sullau. Electrical-optical circuit boards with 4-channel butt-coupled optical transmitter and receiver modules. In *Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng. (USA), Micro- and Nano-optics for Optical Interconnection and Information Processing*, volume 4455, pages 221–230, San Diego, CA, USA, July 2001.
- [130] E. Griese, A. Himmler, K. Klimke, A. Koske, J.R. Kropp, S. Lehmacher, A. Neyer, and W. Sullau. Self-aligned coupling of optical transmitter and receiver modules to board-integrated optical multimode waveguides. In *Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng. (USA), Micro- and Nano-optics for Optical Interconnection and Information Processing*, volume 4455, pages 243–250, San Diego, CA, USA, July 2001.
- [131] I. Frese, G. Hochmuth, A. Koch, S. Kufner, E. Nahrstedt, U. Schwab, and S. Voigt.
- [132] S. Voigt, S. Kufner, M. Kufner, and I. Frese. A refractive free space micro-optical 4x4 interconnect on chiplevel with optical fan-out fabricated by the LIGA-technique. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(10):1484–1486, 2002.
- [133] J. Moisel, R. Bogenberger, J. Guttman, H.-P. Huber, O. Krumpholz, K.-P. Kuhn, and M. Rode. Optical backplanes with integrated polymer waveguides. *Opt. Eng.*, 39(3):673–679, March 2000.
- [134] E. Zeeb and B. Johnson. Most - physical layer progress report. In *Proc. 4th Automotive LAN seminar*, Tokyo, 2002.

Vorveröffentlichungen

- T. Kibler, M. Rode, J. Moisel und Eberhard Zeeb. Folienvernetzungenstechniken mit Lichtwellenleitern für Automobilanwendungen. *ITG-Workshop Optische Aufbau- und Verbindungstechnik*, Berlin, Mai 2001.
- T. Kibler, M. Rode, J. Moisel, and E. Zeeb. Integration of optical fibers into flat flexible cables and flat wiring concepts for automotive applications. In *Proc. 10th Int. Polymer Optical Fiber (POF) Conference*, pp. 193-199, Amsterdam, September 2001.
- T. Kibler, J. Moisel, M. Rode and E. Zeeb. Optisches Stecksystem für Datenbusse. Europäische Patentanmeldung, Patent Nr. 02012007.7
- T. Kibler, K. Pregitzer, C. Rief, E.Zeeb, A. Neyer, and O.S. Kaiser. Optical transceiver module for star networks in cars. In *Proc. of SPIE*, Vol. 4942, pp. 54-62, Brugge, Belgium, October 2002.
- E. Zeeb, T. Kibler, S. Pofperl, G. Böck. Robuste, kostengünstige und breitbandige Datenübertragungssysteme für Kraftfahrzeuge *Konferenz-Einzelbericht: VDI-Berichte*, Band 1731, pp. 137-146, 2003.
- T. Kibler, J. Guttmann, H.-P. Huber, and E. Zeeb. Planar Star Couplers for 200 μm Multimode PCS fibers. In *IEEE Lasers & Electro-Optics Society (LEOS)*, Tucson, Arizona, USA, October 2003.
- T. Kibler, S. Pofperl, G. Böck, H.-P. Huber, and E. Zeeb. Optical data buses for automotive applications. In *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 22, No. 9, September 2004.
- T. Kibler and E. Zeeb. Optical data links for automotive applications. In *IEEE Conference Book: 54th Electronic Components and Technology Conference (ECTC) 2004*, pp. 1360-1370, Las Vegas, USA, June 2004.
- T.S. Schaal, T. Kibler, and E. Zeeb. Optical Communication Systems for Automobiles. In *30th European Conference on Optical Communication (ECOC)*, Stockholm, submitted for publication in September 2004.

Verzeichnis der Formelzeichen

α	Faserdämpfung
$\tilde{\alpha}$	Winkelausdehnung Strahlquelle
α_{eff}	Effektive Faserdämpfung
α_r	Biegedämpfungskoeffizient
α_T	Thermischer Ausdehnungskoeffizient
β	Ausbreitungskonstante
γ	Dämpfungskonstante
Γ	Geometriefaktor
δf	Linienbreite
$\delta \lambda_g$	Verstimmung
δP_{opt}	Rauschleistung
δI_{ph}	Rauschstrom
$\Delta \lambda$	Spektrale Breite
$\Delta \tau$	Laufzeitunterschied
ϵ	Permittivitätszahl (relative Dielektrizitätskonstante)
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante, $8.854 \cdot 10^{-12}$ F/m
η	Quantenausbeute
η_c	Konversionseffizienz
η_d	Differentielle Effizienz
η_{MCEF}	Strommodulationseffizienzfaktor
η_{mod}	Modulationseffizienz
θ	Einkoppelwinkel relativ zur Faserachse
θ_c	Akzeptanzwinkel Faser
Θ	Strahlwinkel innerhalb Faser relativ zur Faserachse
Θ_c	Grenzwinkel innerhalb Faser relativ zur Faserachse
λ	Wellenlänge
λ_0	Mittenwellenlänge
λ_p	Gewinnmaximum
μ_0	magnetische Feldkonstante $4\pi \cdot 10^{-7}$ (Vs)/(Am)
ν	ganzzahlige Zahl
σ	Pulsverbreiterung (RMS-Wert)
σ_a	Dauerspannung
σ_{bend}	Biegespannung

σ_p	Prüf-Spannung
τ_k	Kohärenzzeit
τ_{tr}	Transportzeit Elektronen
$\tau_{sp,QW}$	Spontaner Emissionsfaktor im Quantenfilm
τ_{sp}	Spontaner Emissionsfaktor
ϕ	Halbe Fernfeldweite bei 5 %-Intensitätsabfall
ϕ_0	Halbe Fernfeldweite bei 50 %-Intensitätsabfall (HWHM)
ϕ_{1/e^2}	Halbe Fernfeldweite bei $1/e^2$ -Intensitätsabfall
φ	Winkelvariable
χ	Transportfaktor
ω	Kreisfrequenz
ω_0	Fleckradius
a	Radius Faserkern
A	Fläche
\bar{A}	Proportionalitätskonstante Leistungsfluss
AE_L	Zugängliche Strahlung für Laserklasse 1
$A.F.$	Faktor für beschleunigte Alterung
A_V	Leerlaufverstärkung Transimpedanzverstärker
B	Bandbreite
BER	Bitfehlerrate
c	Lichtgeschwindigkeit, $2.998 \cdot 10^8$ m/s
C_4	Hilfsvariable zur Augensicherheit
C_T	Eingangskapazität Transimpedanzverstärker
d	Sperrschichtweite
\bar{d}	Koppelkoeffizient
d_a	Blendendurchmesser
dx, dy, dz	Versatz in x - y - und z -Richtung
D	Koppelkonstante
D_B	Dämpfung infolge Faserbiegung
D_{SK}	Dämpfung an Stirnflächenkopplung
D_V	Koppeldämpfung infolge Faser-Faser-Versatz
e_m	ganzzahlige Zahl
E	Elektrisches Feld
E_{0m}	Feldstärkeamplitude Bessel-Hankel-Moden
E_a	Aktivierungsenergie
E_{glass}	Elastizitätsmodul Glas
EL	Zusatzverlust Koppler
f	Frequenz
f_{3dB}	3dB-Eckfrequenz
f_r	Resonanzfrequenz
F	Fehlerrate
g_m	Steilheit
\hbar	Planck-Konstante, $1.055 \cdot 10^{-34}$ Js

i	ganzzahlige Zahl
I	Strom
I_D	Dunkelstrom
$I_{N,TIA}$	Eingangsräuschstrom Transimpedanzverstärker
IL_{sep}	Aufteilungsverlust Koppler
I_{th}	Schwellstrom
I_{ph}	Photostrom
J_m	Besselfunktion der Ordnung m
k	Wellenzahl
k_r	Radiale Wellenzahl
k_B	Boltzmann-Konstante, $1.381 \cdot 10^{-23}$ J/K
K	K-Faktor
K_m	modifizierte Hankelfunktionen der Ordnung m
l	ganzzahlige Zahl
l_x	Länge gekrümmter Wellenleiter
L	Länge Faser
L_x	Länge gerader Wellenleiter
$\tilde{LP}_{m\nu}$	LP-Moden einer Stufenindexfaser
LP_{lp}	LP-Moden eines Gradientenindexprofils
m	ganzzahlige Zahl
\hat{m}	Modulationshub
M	Modulationstransferfunktion
n	Ladungsträgerdichte
n_f	Ermüdungsfaktor
n_{th}	Schwelldichte Ladungsträger
n_0	Brechzahlmaximum eines Gradientenprofils
n_a	Brechzahl beim Radius $r = a$ eines Gradientenprofils
n_1	Kernbrechzahl
n_2	Mantelbrechzahl
n_g	Gruppenindex
N	Photonenanzahl
NA, NA_F	Numerische Apertur Faser
NA_L	Numerische Apertur des Lasers
$OOOR$	An-Aus-Verhältnis
p	ganzzahlige Zahl
p_{WL}	Abstand der Wellenleiter in einem Array
P, P_{opt}	Optische Leistung
\bar{q}	Exponent zur Beschreibung der Koppelkonstanten
q	Elementarladung, $1.602 \cdot 10^{-19}$ C
Q	Störabstand
r	Variable Radius
\tilde{r}	Abstandsvariable zur Berechnung der Augensicherheit
R_{ph}	Photodiodenempfindlichkeit

R	Biegeradius
R_f	Rückkoppelwiderstand Transimpedanzverstärker
R_L	Lastwiderstand
R_T	Eingangswiderstand Transimpedanzverstärker
s_f	Fingerabstand
S	Intensität
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis
t	Zeit
t_f	Standzeit
t_s	Verzögerungszeit
t_{on}	Anstiegszeit
T	Temperatur
T_2	Zeitvariable zur Berechnung der Augensicherheit
\bar{u}	Normierte radiale Ausbreitungskonstante
U	Spannung
UN	Gleichförmigkeit Koppler
U_{th}	Schwellspannung Nachverstärker
v_d	Driftgeschwindigkeit
v_x	Wellenleiterversatz bei S-Kurven
V	Faserparameter
w	Wellenleiterbreite
\bar{w}	Normierte radiale Ausbreitungskonstante
w_f	Fingerbreite
x	Ortsvariable
y	Ortsvariable
z	Ortsvariable
z_R	Rayleigh-Länge
Z, Z_e	Modenanzahl
Z_L	Anzahl der unabhängigen Speckelmuster

Index

- An-Aus-Verhältnis, 25
- Anregung
 - EMD, 52, 56
 - Fernfeld, 51
 - Nahfeld, 41, 46, 48
 - RMD, 56
 - UMD, 56
- Augensicherheit, 73, 126
- Bandbreiten-Längenprodukt, 5, 56
- Besselsche Differentialgleichung, 39
- Bias-T, 70
- Biegung
 - Faser, 54, 61, 65
 - Wechsel-, 67
 - Wellenleiter, 85
- Bitfehlerrate, 35, 59, 93, 104
- Buffer, 63, 64
- Bypass, 96
- Cavity as Interface (CAI), 11
- Dämpfung
 - effektive Faser-, 8
 - integrierte PCS-Faser, 67
 - PCS-Faser, 37
 - Polymerfaser, 4
 - Wellenleiter, 80, 82
- Datenbusse
 - Byteflight, 10
 - CAN, 1
 - D²B, 10
 - Flexray, 13
 - IDB1394 (Firewire), 12
 - MOST, 10
- Driftgeschwindigkeit, 28
- Effizienz
 - differentielle, 15
 - Konversions-, 15
- Emissionsspektrum
 - LED, 8
 - RCLED, 9
 - VCSEL, 17
- Ermüdungsfaktor, 66
- Extrusion, 78
- Faserparameter, 40
- Fernfeld, 20, 22, 102
- Fleckradius, 19
- Folienleitung (FFC), 77
- Folienschaltung (FPC), 77
- Gleichförmigkeit, 84
- Helixstrahlen, 47
- Helmholtzgleichung, 38
- Kantenemitter (EEL), 6
- Koppeleffizienz
 - Faser-Faser, 57
 - Faser-Wellenleiter, 128
 - Linsenkopplung Photodiode, 8
 - Mikrospiegel, 98, 129
 - Stirnflächenkopplung, 91
 - VCSEL-PCS, 43, 72
- Laguerre-Gauß-Moden, 19
- Lamination, 78
- Laserschneiden, 68

-
- Lebensdauer
 - Faser, 66
 - VCSEL, 74
 - Leistungsfluss, 51
 - Leuchtdiode (LED), 6
 - Linsenkopplung
 - Faser-Photodiode, 8
 - VCSEL-PCS, 72
 - Meridionale Strahlen, 47
 - Mikrokrümmungen, 65
 - Mikrorisse, 66
 - Modenkopplung, 51
 - Modenmischung, 85
 - Modenrauschen, 59
 - Modulationshub, 34
 - Peaking, 6
 - Pegelbudget
 - passiver Sternbus, 106
 - PCS/VCSEL-System, 75
 - POF/LED-System, 11
 - Photodiode, 7, 27
 - Absorption, 27
 - APD, 33
 - Detektionsempfindlichkeit, 33
 - MSM, 31
 - OEIC, 36
 - Rauschen, 34
 - Photodiodenempfindlichkeit, 27
 - Polymer Cladded Silica (PCS), 37
 - Polymerfaser, 4
 - PC-POF, 5
 - PFGI-POF, 5
 - PMMA-POF, 4
 - Pulsverzögerung, 55
 - Räumliches Lochbrennen, 21
 - Raytrace, 46
 - Resonant Cavity LED (RCLED), 6
 - Ringbus, 10
 - Spektrale Breite
 - LED, 8
 - RCLED, 9
 - VCSEL, 17
 - Störabstand, 35
 - Stecker, 68
 - Faserarray-, 91
 - Plug-and-Play-, 94
 - Sternbus, 10
 - Sternkoppler, 83
 - aktiv, 10
 - passiv, 13, 83
 - Thermische Linse, 21
 - Transceiver
 - bidirektional, 11, 97
 - Byteflight, 11
 - MOST, 11, 69, 70
 - Transimpedanzverstärker, 33
 - Überlappintegral, 42
 - Vertikalemitter (VCSEL), 6, 14
 - Überrollen, 15
 - Ansteuerung, 69
 - Bauformen, 14
 - Einschaltverzögerung, 24
 - Fernfeld, 20, 22, 102
 - Gewinnspektrum, 16
 - Jitter, 26
 - Linienbreite, 59
 - Modulation, 23
 - Modulationseffizienz, 23
 - PWD, 25
 - Resonanzfrequenz, 23
 - Schwellstrom, 17
 - Transversalmoden, 18
 - Verstimmung, 17
 - Weak guide approximation, 38
 - Wellenlängendrift
 - LED, 8
 - RCLED, 9
 - VCSEL, 17
 - Wellenleiter, 80
 - geschriebene, 81
 - heißgeprägte, 80, 100
-

A Anhang

A.1 Berechnung der maximal erlaubten Strahlleistung für Laserklasse 1

Die maximal zulässige Bestrahlung bei direkter Einwirkung von kontinuierlicher Laserstrahlung auf die Hornhaut des Auges folgt aus den Normen DIN EN 60825-1 [114] und DIN EN 60825-2 [115].

Zur Unterscheidung einer Punktlichtquelle und einer ausgedehnten Lichtquelle wird die Winkelausdehnung $\tilde{\alpha}$, unter der das Auge eine scheinbare Quelle im Abstand von 100 mm sieht, betrachtet. In Tabelle A.1 ist der Durchmesser unterschiedlicher Quellen und die berechnete Winkelausdehnung $\tilde{\alpha}$ aufgeführt. Für einen VCSEL, bzw. eine RCLED mit einem aktiven Durchmesser von typisch kleiner als $50 \mu\text{m}$ beträgt die Winkelausdehnung weniger als 0.5 mrad. Gemäß oben erwähnter Norm werden Lichtquellen mit Winkelausdehnungen $\tilde{\alpha} \leq \tilde{\alpha}_{min}$ mit $\tilde{\alpha}_{min} = 1.5 \text{ mrad}$ als Punktlichtquellen definiert. Bei einer voll angeregten PCS-Faser mit einem Durchmesser von $200 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Winkelausdehnung von 2 mrad, per Definition stellt die Stirnfläche der PCS-Faser also eine ausgedehnte Lichtquelle dar.

Tabelle A.1: Winkelausdehnungen $\tilde{\alpha}$ unterschiedlicher Quellen.

Scheinbare Quelle	Durchmesser der emittierenden Fläche	Winkelausdehnung $\tilde{\alpha}$ der scheinbaren Quelle
VCSEL/RCLED	$\leq 50 \mu\text{m}$	$\leq 0.5 \text{ mrad}$
PCS-Faser	$200 \mu\text{m}$	2 mrad

Die Grenzwerte für die zugängliche Strahlung (AEL, accessible emission limit) für Laserklasse 1 berechnet sich aus

$$AEL = \begin{cases} 3.9 \cdot 10^{-4} \cdot C_4 & \text{für } \alpha \leq \tilde{\alpha}_{min} \\ 7 \cdot 10^{-4} \cdot C_4 \cdot \frac{\tilde{\alpha}}{\tilde{\alpha}_{min}} \cdot T_2^{-0.25} & \text{für } \alpha > \tilde{\alpha}_{min} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

mit $\tilde{\alpha}_{min} = 1.5 \text{ mrad}$, dem wellenlängenabhängigen Parameter

$$C_4 = \begin{cases} 1 & \text{für } 400 \text{ nm} \dots \lambda \dots 700 \text{ nm} \\ 10^{0.002(\frac{\lambda}{\text{nm}} - 700)} & \text{für } 700 \text{ nm} \dots \lambda \dots 1050 \text{ nm} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

und dem Zeitfaktor T_2 für die Einwirkdauer von 100 s

$$T_2 = 10 \cdot 10^{\frac{\tilde{\alpha} - \tilde{\alpha}_{min}}{98.5 \text{ mrad}}} \quad . \quad (\text{A.3})$$

Für eine Punktlichtquelle ($\tilde{\alpha} \leq 1.5 \text{ mrad}$) erhält man mit obigen Formeln z.B. bei einer Wellenlänge von 650 nm eine erlaubte Leistungsgrenze von -4.1 dBm, bzw. bei 850 nm eine maximal erlaubte Leistung von -1.1 dBm. Bei einer 200 μm PCS-Faser ($\tilde{\alpha} > 1.5 \text{ mrad}$) ergibt sich bei 650 nm ein Wert von $AE L = -2.8 \text{ dBm}$, bzw. bei 850 nm $AE L = 0.2 \text{ dBm}$.

Für die genaue Berechnung der maximal erlaubten Leistung gemäß Laserklasse 1 muss ferner die Divergenz der strahlenden Quelle betrachtet werden. Relevant für die Leistungsgrenze ist nur der Teil der Leistung, welche in einem bestimmten Abstand \tilde{r} durch eine Blende mit einem Durchmesser von $d_a = 7 \text{ mm}$ (entsprechend des Pupillendurchmessers) gelassen wird. Bild A.1 zeigt die entsprechende Messgeometrie. Der Abstand zwischen Quelle und Blende ist in Gleichung (A.4) definiert.

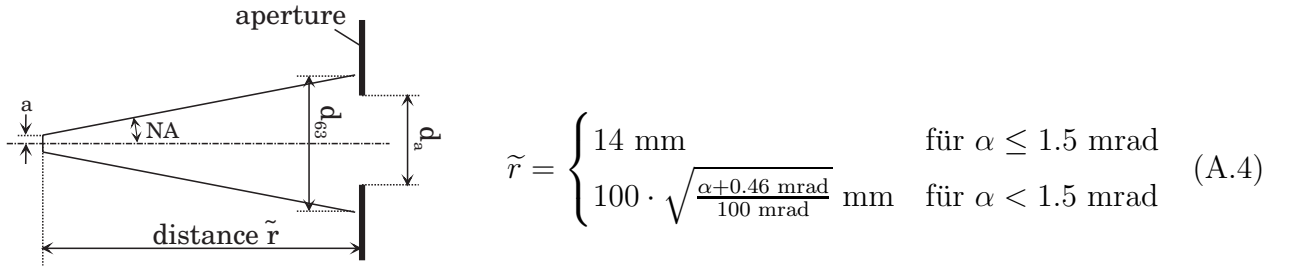


Bild A.1: Messgeometrie.

Der Strahldurchmesser d_{63} , in welchem definitionsgemäß 63 % der Leistung geführt wird, beträgt im Abstand \tilde{r} von der Lichtquelle

$$d_{63} = \frac{2 \cdot a + 2 \cdot \tilde{r} \cdot \tan \arcsin(NA)}{1.7} \quad (\text{A.5})$$

mit dem Radius a der Quelle und der numerischen Apertur NA des Spots. Bei einem VCSEL mit 6 μm Radius, mit einer Divergenz von $\phi = 10^\circ$, bzw. einer numerischen Apertur von 0.17 ergibt sich bei einem Blendenabstand von $\tilde{r} = 14 \text{ mm}$ $d_{63} = 2.9 \text{ mm}$. Entsprechend erhält man bei einer voll angeregten PCS-Faser $d_{63} = 7.5 \text{ mm}$. Die durch die Messblende, bzw. in das Auge hindurchtretende Leistung P_a berechnet sich aus

$$P_a = \eta \cdot P_0 \quad \text{mit} \quad \eta = \left(1 - e^{-\left(\frac{d_a}{d_{63}}\right)^2}\right) \quad . \quad (\text{A.6})$$

Mit einer Punktlichtquelle beträgt $\eta \approx 1$, d.h. nahezu die gesamte Leistung wird durch die Blende hindurchgelassen. Damit ist der Grenzwert für einen 850 nm VCSEL mit $AE L = -1.1 \text{ dBm}$ anzusetzen. Bei einer voll angeregten PCS-Faser wird nur der Anteil $\eta = 0.58$ durch die Blende gelassen, womit bei 850 nm ein Wert von $AE L = 2.5 \text{ dBm}$ resultiert. Bild 6.12 zeigt die berechneten wellenlängenabhängigen Grenzwerte zwischen 600 nm und 900 nm für

die beiden betrachteten Grenzfälle einer Punktlichtquelle, bzw. einer voll angeregten PCS-Faser.

A.2 Koppelverluste bei Stoßkopplung einer PCS-Faser mit planarem Wellenleiter

Bei Stirnflächenkopplung zwischen einem rechteckigen und runden Wellenleiter entsteht aufgrund der Flächenfehlانpassung ein Einfügeverlust D_{SK} , welcher von den genauen Dimensionen der beiden Wellenleiterquerschnitte und deren Ausrichtung zueinander abhängig ist. Bei Stirnflächenkopplung von einem rechteckigen Wellenleiterquerschnitt von $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ auf eine Faser mit $200\ \mu\text{m}$ Durchmesser ergibt sich bei optimaler Ausrichtung gemäß Bild A.2-a ein Verlust von

$$D_{SK} = 10 \cdot \log \frac{A_{\text{Quadrat}}}{A_{\text{Kreis}}} \text{ dB} = 10 \cdot \log \frac{4}{\pi} = 1.05 \text{ dB} \quad . \quad (\text{A.7})$$

Bei umgekehrter Kopplung von Faser in den Wellenleiter ergeben sich dabei keine Verluste, da der Faserquerschnitt vollständig im Wellenleiterquerschnitt eingeschrieben ist. Falls die Faser zusammen mit dem Wellenleiter auf einem gemeinsamen Substrat aufliegt, ergibt sich aufgrund der Dicke des Claddings ein Versatz von $15\ \mu\text{m}$ (siehe Bild A.2-b). Dadurch ergibt sich bei Kopplung zwischen Wellenleiter und Faser ein höherer Verlust von 1.2 dB und in umgekehrter Richtung zusätzliche 0.15 dB. Falls der Wellenleiterquerschnitt z.B. aus technologischen Gründen (siehe Abschnitt 7.3.2) dem Claddingdurchmesser von $230\ \mu\text{m}$ angepasst sein muss, ergeben sich bei Einkopplung in den Wellenleiter keine Verluste, bei Auskopplung entstehen 2.3 dB Auskoppelverluste, wie in Bild A.2-c dargestellt ist.

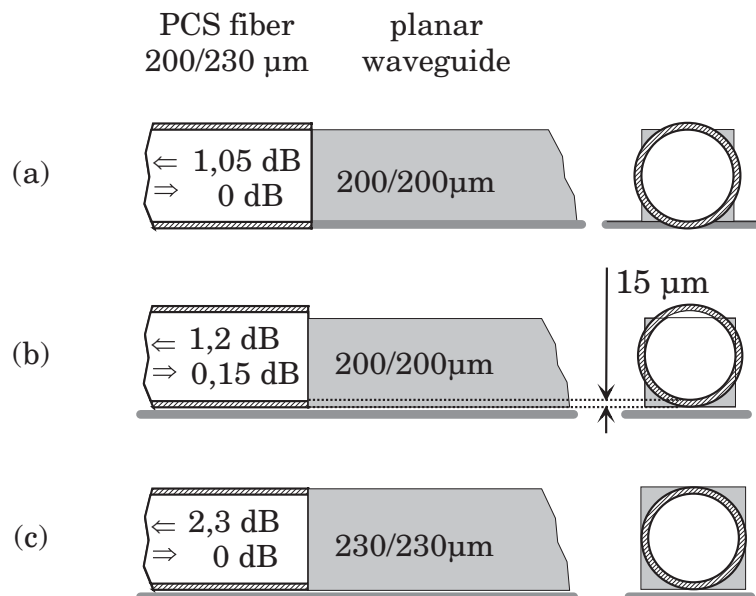
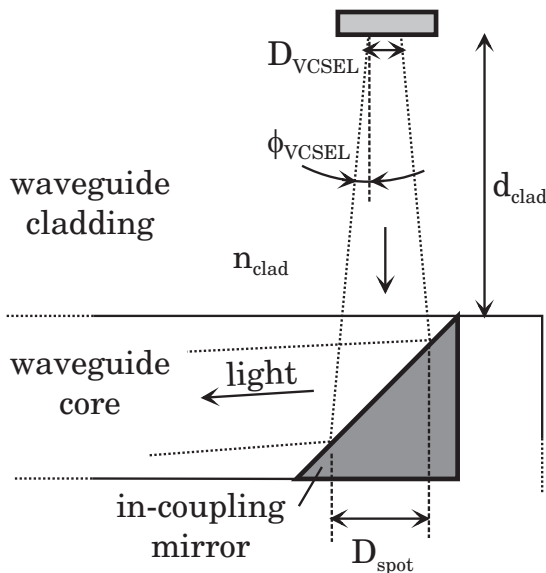


Bild A.2: Vergleich der Ein- und Auskoppelverluste an einem Faser-Wellenleiter-Übergang.

A.3 Berechnung der Dimensionen des zweistufigen Spiegelsystems

Bild A.3 zeigt schematisch die Einkopplung eines VCSELS mit aktivem Durchmesser d_{VCSEL} und der Divergenz ϕ_{VCSEL} über einen Mikrospiegel im Abstand d_{clad} . Aufgrund der Einbettung des VCSELS in das Cladding mit der Brechzahl n_{clad} ergibt sich eine reduzierte Divergenz von $\phi'_{VCSEL} = \phi_{VCSEL}/n_{clad}$. Bei einer Dicke des Claddings von $100 \mu\text{m}$, einer Brechzahl von $n_{clad} = 1.5$, einem Durchmesser des VCSELS von $12 \mu\text{m}$ und einer Divergenz von $\phi_{VCSEL} = 8^\circ$ ergibt sich ein Spotdurchmesser d_{spot} gemäß Gleichung (A.8) von $34 \mu\text{m}$. Um eine Toleranz von mehr als $\pm 10 \mu\text{m}$ bei der Einkopplung zu erlauben, wurde für den Einkoppelspiegel eine Kantenlänge von $60 \mu\text{m}$ gewählt. Für den Auskoppelspiegel ergibt sich daraus eine Länge von $170 \mu\text{m}$, womit sich ein Auskoppelverlust aufgrund der Flächenfehlanpassung zum Wellenleiter mit $230 \mu\text{m}$ Höhe von ca. 1.3 dB ergibt.



$$d_{spot} = \frac{d_{VCSEL} + 2d_{clad} \tan \frac{\phi_{VCSEL}}{n_{clad}}}{1 - \tan \frac{\phi_{VCSEL}}{n_{clad}}} \quad (\text{A.8})$$

Bild A.3: Einkopplung in das Polymermodul über Mikrospiegel.

Danksagung

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Karl Joachim Ebeling für die Betreuung dieser Arbeit und für die Unterstützung der Promotion am Lehrstuhl für Optoelektronik an der Universität Ulm.

Herrn Prof. Dr. Harald Heinecke danke ich für die freundliche Bereitschaft zur Anfertigung des Zweitgutachtens.

Diese Arbeit wurde am DaimlerChrysler Forschungszentrum Ulm in der Abteilung Optoelektronische Systeme durchgeführt. Mein weiterer Dank gilt daher dem Abteilungsleiter Herr Dr. Eberhard Zeeb für die hervorragenden Arbeitsmöglichkeiten, die vielen hilfreichen Diskussionen, die außerordentlich gute Betreuung und die angenehme Atmosphäre in der Abteilung.

Allen Mitarbeitern der Abteilung Optoelektronische Systeme danke ich für die gute Zusammenarbeit und kollegiale Unterstützung. Im Speziellen möchte ich mich bedanken bei Herrn Guttman für die Herstellung von Wellenleiterstrukturen, Herrn Manfred Rode für seine Unterstützung bei optische Aufbauten, Herrn Kurt Pressmar für das Bonden von optoelektronischen Bauteilen und Herrn Hans-Peter Huber für die zahlreichen Diskussionen und die wertvollen Hinweise bei Messaufgaben.

Meinen Zimmerkollegen Stefan Pofel und Torsten Schaal danke ich für eine angenehme Büro-Atmosphäre und für ihre Unterstützung und Hilfe aller Art.

Ganz besonders möchte ich mich auch bei meinen Eltern bedanken, die mich über das gesamte Studium unterstützt und gefördert und so meine berufliche Zukunft ermöglicht haben. Vor allem möchte ich mich aber bei meiner Frau Daniela Kibler für ihre Unterstützung während der Anfertigung dieser Arbeit bedanken.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Thomas Eduard Kibler
Geburtsdatum	2. Mai 1975
Geburtsort	Biberach a. d. Riß
Anschrift	Waldseerstr. 30 88454 Unteressendorf
Familienstand	Verheiratet seit Mai 2004 mit Daniela Kibler, geb. Christ

Schulbildung

1981-1985	Grundschule in Winterstettenstadt und Ingoldingen
1985-1994	Pestalozzi-Gymnasium, Biberach a. d. Riß
Mai 1994	Allgemeine Hochschulreife
1994-1995	Zivildienst bei der Caritas-Kreisstelle Biberach

Hochschulausbildung

1995-2000	Studium der Physikalischen Technik an der Fachhochschule Ravensburg-Weingarten
09/1996	Vordiplom
09/1999-02/2000	Diplomarbeit bei der DaimlerChrysler AG in der Abteilung Optoelektronische Systeme zum Thema: „Untersuchung der Sensoreigenschaften struktur- integrierter Faser-Bragg-Gitter“
Februar 2000	Diplom
05/2000-06/2001	Promotionsaufbaustudium an der Fakultät Elektrotechnik der Universität Ulm
seit Juli 2001	Anfertigung einer Dissertation in der Abteilung Opto- elektronische Systeme der DaimlerChrysler AG zum Thema: „Integration von optischen Wellenleitern und optischen Bauelementen in konventionelle und planare Leitungssätze in Kraftfahrzeugen“

Beruf

seit Juni 2000	Doktorand bei der DaimlerChrysler AG in der Abteilung Optoelektronische Systeme
seit Juli 2004	Entwicklungsingenieur bei der DaimlerChrysler AG

