

DISSERTATION

Opto-elektronische Leiterplatten:
Kopplung zwischen VCSEL
und Mehrfachkern-Wellenleitern

Ausgeführt an
der Technischen Universität Wien,
Institute of Telecommunications

zum Zweck
der Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der technischen Wissenschaften

eingereicht an
der Technischen Universität Wien,
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

von

DI Gerhard Schmid
Matrikelnr. 9425239

Reinolz 8
3844 Waldkirchen

geboren am 23. November 1974
in Waidhofen an der Thaya

Wien, November 2011

Die Begutachtung dieser Arbeit erfolgte durch:

1. *Univ.-Prof. i.R. Dr. Walter R. Leeb*

Institute of Telecommunications
Technische Universität Wien

2. *Univ.-Prof. i.R. Dr. Franz Aussenegg*

Institut für Physik
Karl-Franzens-Universität Graz

Kurzfassung

In zukünftigen, leistungsfähigen Computern und Routern werden elektrische Leitungen auf Leiterplatten die Anforderungen hinsichtlich Bandbreite und Energiebedarf nicht mehr erfüllen. In dieser Arbeit zeige ich, dass optische Datenverbindungen auf Leiterplatten eine vielversprechende Alternative darstellen. Mit aktuell verfügbarer Technologie erlauben sie bei Leitungslängen im Bereich von Dezimetern bereits eine mehr als 200-fache Datenrate gegenüber Mikrostreifenleitungen, wenn beide Technologien den gleichen transversalen Querschnitt nutzen. Darüber hinaus lassen die aktuellsten Ergebnisse von Simulationen erwarten, dass in Zukunft optische Datenverbindungen realisiert werden können, die bereits ab einer Leitungslänge von einigen Millimetern weniger Energie als elektrische Verbindungen benötigen. Aufgrund der potentiell höheren Datenrate und des geringeren Energieverbrauchs gehe ich davon aus, dass bei Supercomputern und High-End-Routern der nächsten Generationen erstmals optische Datenverbindungen innerhalb von Leiterplatten eingesetzt werden.

Abgeleitet von Prototypen opto-elektronischer Leiterplatten, deren Wellenleiter mit Hilfe von Zwei-Photonen-Absorption geschrieben wurden, präsentiere ich das Modell eines Mehrfach-Wellenleiters mit sieben Kernen. Der transversale Brechungsindexverlauf der Einzelkerne ist in diesem Modell gaußförmig, er überlappt sich leicht, der maximale bzw. minimale Index beträgt 1,518 bzw. 1,515. Mit Hilfe der Methode der finiten Differenzen habe ich die transversale Feldverteilung der 49 Eigenmoden dieses Mehrfachkern-Wellenleiters bei einer Wellenlänge von 850 nm berechnet und das Dispersionsdiagramm ermittelt. Bei der im vorliegenden Fall schwachen Kopplung findet eine vollständige Überkopplung der optischen Leistung zwischen den Einzelkern-Wellenleitern je nach betrachtetem Eigenmodus innerhalb einer Ausbreitungsdistanz von einigen Millimetern bis mehreren Metern statt.

Für die Berechnung von Einkoppeleffizienzen zwischen einem VCSEL und dem Mehrfachkern-Wellenleiter habe ich die Laseremission vom einem in Leiterplatten-Prototypen verwendeten Multimode-VCSEL durch eine Überlagerung von LP_{lp} -Eigenmoden modelliert. Die Berechnungen wurden dabei mit Hilfe zweier numerischer Methoden durchgeführt. Ihre Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Mit dem Grundmodus LP_{01} des VCSEL erreicht man eine Einkoppeleffizienz von 67 %, wenn der Laser und der Wellenleiter ideal zueinander justiert sind. Der Modus mit der zweithöchsten Effizienz, LP_{02} , erreicht nur mehr etwa 25 %, die verbleibenden Moden noch deutlich weniger. Ich zeige, wie fast jede Art von Fehljustierung die Einkoppeleffizienz für sämtliche VCSEL-Moden reduziert. Lediglich eine Winkelabweichung zwischen Strahlachse und Wellenleiterachse kann für einige Moden höherer Ordnung zu einer Erhöhung der eingekoppelten Leistung führen. Ich zeige weiter, dass bei idealer Justierung durch den Mehrfachkern-Wellenleiter keine Erhöhung der Einkoppeleffizienz gegenüber einem Einzelkern-Wellenleiter erreicht wird und auch, dass keine Erhöhung durch eine spezielle Wahl der Parameter des Wellenleiters erreicht wird, sofern die Werte des maximalen und minimalen Brechungsindex unverändert bleiben.

Schließlich zeige ich, dass Rückreflexionen der Ausgangsleistung in den Laserresonator die Modenverteilung eines Multimode-VCSEL stark beeinflussen können. Dies kann störende Schwankungen der Einkoppeleffizienz nach sich ziehen, speziell wenn sich die Phase des rückreflektierten Lichts ändert. Singlemode-VCSEL könnten dieses Problem umgehen, da sie nur einen Modus emittieren. Unter der Annahme, dass dieser Modus dem Grundmodus des Multimode-VCSEL gleicht, ist die Einkoppeleffizienz auch höher als die durchschnittliche Effizienz bei Einsatz eines Multimode-VCSEL.

Abstract

In future high-performance computers and routers, electrical lines on printed circuit boards (PCBs) will no longer fulfill the requirements concerning bandwidth and power consumption. In this dissertation I show that optical interconnects on PCBs represent a promising alternative. With currently available technology and for line lengths in the range of tens of centimeters they allow more than 200 times the data rate of microstrip lines when both technologies are using the same transverse cross-section. Further, the latest results of simulations indicate that in near future optical interconnects can be realized which require less energy than electrical connections for line lengths from a few millimeters upwards. Due to the potentially higher data rate and lower power consumption I assume that in next-generation supercomputers and high-end routers optical data links within PCBs will be used for the first time.

Derived from prototypes of opto-electronic circuit boards with two-photon absorption written waveguides, I present a model of a multi-waveguide with seven cores. The transverse refractive index profile of the individual cores is Gaussian in this model, it overlaps slightly and the maximum and minimum index is 1.518 and 1.515, respectively. Using the finite difference method, I calculated the transverse field distribution of the 49 eigenmodes of this multi-core waveguide for a wavelength of 850 nm, as well as the dispersion diagram. For the present case of weakly coupled (single-core) waveguides I calculate that a complete optical power transfer occurs after a propagation distance of a few millimeters up to a few meters, depending on the eigenmode considered.

For the calculation of the coupling efficiency between a VCSEL and the multi-core waveguide I modeled the laser emission of a multimode VCSEL used in opto-electronic circuit board prototypes by a superposition of LP_p eigenmodes. The calculations were done with the help of two numerical methods. I demonstrate a very good agreement of their results. With the VCSEL's fundamental mode LP_{01} one achieves a coupling efficiency of 67% when the laser and the waveguide are perfectly aligned to each other. The mode with the second highest efficiency, LP_{02} , achieves only about 25%, the remaining modes considerably less. I show that almost any kind of misalignment reduces the coupling efficiency for all VCSEL modes. Only an angular misalignment between beam axis and waveguide axis may lead to an increase of the coupled power for some higher order modes. I further show that for ideal alignment the multi-core waveguide does not increase the coupling efficiency compared to a single-core waveguide, and also that no increase is achieved by a special choice of the parameters of the waveguide as long as the values of maximum and minimum refractive index remain unchanged.

Lastly I show that back reflections of the output power into the laser cavity can influence the mode distribution of a multimode VCSEL strongly. This can cause unwanted fluctuations in the coupling efficiency, especially when the phase of the back-reflected light varies. Singlemode VCSELs could avoid this problem, since they emit only one mode. Further, when assuming that this mode equals that of the fundamental mode of the multimode VCSEL, the coupling efficiency is higher than the average one obtained with multimode VCSELs.

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle Prof. Walter R. Leeb meinen Dank für die Betreuung meiner Dissertation aussprechen. Ohne seine Erfahrung, sein Wissen, die konstruktive Kritik und das großzügige zur Verfügung stellen seiner Zeit wäre die Durchführung dieser Arbeit nicht möglich gewesen. Auch Prof. Franz Aussenegg bin ich für das Lesen und Beurteilen meiner Arbeit sehr zum Dank verpflichtet.

Jörg Reitterer und Stefan Schwarz haben mit großem Ehrgeiz durch Experimente und Simulationen im Rahmen ihrer Diplomarbeit unter meiner Leitung eine Reihe von Fragen rund um das Thema dieser Arbeit beantwortet und auch aufgeworfen. Ich möchte Jörg für das zur Verfügung stellen der Software BEAMLAB danken, mit der ein Teil der Simulationen in dieser Arbeit durchgeführt wurde und Stefan für das Überlassen von Parametern für die Modellierung von VCSEL-Moden.

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Fragen entstanden im Rahmen eines Forschungsprojekts in Kooperation mit der Firma AT&S, die für die Durchführung von Messungen Laser zur Verfügung gestellt hat. Ich bedanke mich stellvertretend bei unserem Ansprechpartner Dr. Gregor Langer.

Auch bei meiner Kollegin Jasmin Grosinger und bei meinen Kollegen Franz Fidler, Gregor Lasser, Michael Fischer, Robert Langwieser und Robert Dallinger möchte ich mich bedanken. Sie haben durch zahlreiche technische Diskussionen, Hilfestellung bei der Textverarbeitung und motivierende Worte zu dieser Arbeit beigetragen. Explizit erwähnen möchte ich Ayşe Adalan, die mich bei sprachlichen Fragen und mit Diskussionen betreffend hochfrequenztechnischen Fragen immer wieder unterstützt hat.

Ganz besonderer Dank gilt meiner Lebensgefährtin Michaela Kropik, die mir mit ihrem Wissen als Germanistin beim Verfassen dieser Arbeit sehr geholfen und mich immer wieder motiviert hat. Schließlich möchte ich mich bei meinen Eltern, Hildegard und Johann Schmid, bei meinen Geschwistern Monika, Gabriele, Heide, Manfred und Markus und bei allen Freundinnen und Freunden, die mich während dieser Arbeit motiviert haben, ganz herzlich bedanken.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Elektro-optische und opto-elektronische Wandlung innerhalb von Leiterplatten . .	3
1.2	Technologien der Herstellung optischer Wellenleiter innerhalb von Leiterplatten .	3
1.3	Aufgabenstellung und Inhalt dieser Arbeit	6
2	Gegenüberstellung elektrischer und optischer Datenübertragung auf Leiterplatten	9
2.1	Aspekte eines Vergleichs zwischen optischen und elektrischen Datenverbindungen auf Leiterplatten	12
2.2	Datenrate und Dichte der Verbindungen	15
2.3	Leistungsbedarf und Wärmeabfuhr	17
2.3.1	Physikalische Grenzen des minimalen Energiebedarfs elektrischer und optischer Datenverbindungen	18
2.3.2	Simulationen	19
2.3.3	Experimente	20
2.4	Zusammenfassung und Ausblick	20
3	Mehrfachkern-Wellenleiter	23
3.1	Modellierung	23
3.2	Berechnung grundlegender Eigenschaften	25
3.2.1	Die Methode der finiten Differenzen	27
3.2.2	Berechnung der Eigenmoden	30
3.2.3	Berechnung des Dispersionsdiagramms	36
3.2.4	Berechnung des Kopplungskoeffizienten zwischen Einzel-Wellenleitern . . .	37
3.2.5	Interpretation der Ergebnisse	44
4	Multimode-VCSEL Emission: Zerlegung in Eigenmoden	47
4.1	Messung des Fernfelds und des Spektrums eines Multimode-VCSEL	48
4.2	Modellierung von Eigenmoden eines VCSEL	49
4.3	Zusammenfassung	56
5	Simulation der Einkopplung eines VCSEL in einen Mehrfachkern-Wellenleiter	57
5.1	Berechnung des Durchsatzes mit einer Strahlausbreitungsmethode	58
5.1.1	Grundlagen	58
5.1.2	Durchsatz als Funktion des Abstands zwischen einem Singlemode-VCSEL und Wellenleiter	61

5.1.3	Durchsatz verschiedener Eigenmoden eines Multimode-VCSEL	66
5.1.4	Durchsatz als Funktion des Abstands zwischen Einzelkernen des Wellenleiters bei Anregung durch verschiedene Eigenmoden eines Multimode-VCSEL	68
5.1.5	Durchsatz als Funktion des Durchmessers der Einzelkerne	70
5.2	Berechnung der Einkoppeleffizienz mit Hilfe der Methode der Eigenmoden-Zerlegung	73
5.2.1	Grundlagen	73
5.2.2	Einkoppeleffizienz als Funktion des Abstands zwischen einem Singlemode-VCSEL und Wellenleiter	75
5.2.3	Einkoppeleffizienz verschiedener Eigenmoden eines Multimode-VCSEL . .	77
5.2.4	Auswirkung von Fehljustierungen auf die Einkoppeleffizienz bei Anregung durch verschiedene Moden eines Multimode-VCSEL	78
5.2.4.1	Einkoppeleffizienz bei Winkelabweichung des Eingangsfelds . . .	79
5.2.4.2	Einkoppeleffizienz bei transversaler Fehljustierung des Lasers . .	81
6	Auswirkung von Rückkopplung in den Laserresonator eines VCSEL	85
6.1	Grundlagen	86
6.2	Zu interpretierendes Messergebnis	92
6.3	Messungen zur Eingrenzung der Ursache für Photostromschwankungen	94
6.4	Experimenteller Nachweis des Einflusses auf die Ausgangsmoden eines VCSEL durch kohärente Rückkopplung	98
6.5	Schwankungen der Koppeleffizienz durch thermisch beeinflusste Rückkopplung . .	102
	Zusammenfassung und Ausblick	107
	Abbildungsverzeichnis	113
	Tabellenverzeichnis	115
	Liste der verwendeten Abkürzungen	117
	Liste der verwendeten Symbole	119
	Literaturverzeichnis	123
	Curriculum Vitae	a

Kapitel 1

Einleitung

Licht wird schon seit Jahrzehnten als Medium zur Datenübertragung in der Weitverkehrstechnik verwendet. Verglichen mit elektrischen Signalen hat Licht¹ eine wesentlich geringere Wellenlänge und ermöglicht es somit, bedeutend höhere Datenraten zu übertragen. Die geringe Dämpfung von Lichtwellenleitern auf Quarz-Basis erlaubt außerdem eine Übertragung von Daten mit einer Rate von über 100 Gbit/s über etwa hundert Kilometer ohne Zwischenverstärker [1]. Verglichen mit elektrischen Kabeln sind Durchmesser und Gewicht der Leitungen bei hohen Datenraten dramatisch geringer. Ab einem bestimmten Produkt Bandbreite mal Länge ist bei optischer Datenübertragung auch der Energieverbrauch pro übertragener Informationseinheit geringer. Weitere Vorteile sind die galvanische Trennung von Sender und Empfänger und die Unempfindlichkeit gegenüber elektromagnetischen Einstrahlungen [2] auf der optischen Strecke.

Zu übertragende Daten liegen praktisch immer in elektrischer Form vor und werden auch nur in elektrischer Form weiterverarbeitet oder gespeichert. Für eine optische Datenübertragung sind daher eine elektro-optische Wandlung am Sender und eine opto-elektrische Wandlung am Empfänger nötig. Lichtquellen (Laser) und optische Detektoren sind teuer, speziell wenn sie für hohe Datenraten geeignet sind, die Durchmesser der Wellenleiter sind gering, wodurch eine präzise und somit aufwändige Justierung bei den Koppelstellen notwendig ist. Glasfasern können brechen, eine Reparatur eines Lichtwellenleiters gilt als extrem aufwändig. Optische Stecker sind außerdem schmutzempfindlich. Aus diesen Gründen sind die Gesamtkosten eines optischen Übertragungssystems erst ab einem bestimmten Produkt Datenrate mal Entfernung gegenüber elektrischen Leitungen geringer und wurden daher in der Vergangenheit vorwiegend ab Entfernungen im km-Bereich eingesetzt. Aufgrund ständig steigender Datenraten werden optische Datenverbindungen zunehmend auch für geringere Entfernungen interessant. Heute liegt die Entfernung, ab der optische Datenverbindungen bei Datenraten im Gbit/s-Bereich eingesetzt werden, im Meterbereich. So sind zwischen Gestellen bei Supercomputern, Routern und Datenzentren optische Verbindungen derzeit die erste Wahl, während kürzere Verbindungen zum Großteil nach wie vor mit elektrischen Leitungen realisiert werden [3, 4].

Die ständig steigende Nachfrage an Bandbreite in der Telekommunikation und steigende Rechenleistung von Computeranlagen bei gleichzeitigem Trend zu kleineren Abmessungen und

¹Signale werden in dieser Arbeit als elektrische betrachtet, wenn sie auf Metallleitungen (in der Praxis so gut wie immer aus Kupfer) geführt werden, als Licht, wenn sie in dielektrischen Wellenleitern geführt werden.

geringerem Gewicht der Geräte macht allen Schwierigkeiten zum Trotz optische Datenverbindungen auf immer kürzeren Übertragungsstrecken, auch innerhalb von Geräten, interessant. Als Beispiel sei der High-End Router CISCO CRS-3 [5] erwähnt, welcher im Vollausbau bereits 322 Tbit/s verarbeiten kann, oder der derzeit schnellste Supercomputer, der „K-Computer“ [6], welcher 10 PetaFLOP²/s ausführen kann. Die hohe Rechenleistung von Supercomputern wird heute durch steigende Parallelisierung von Prozessoren erreicht [7]. Zwischen den Prozessoren werden typischerweise 0,1 bis 1 Byte pro FLOP Übertragen [3]. Die gewaltigen Datenraten, die innerhalb solcher Anlagen übertragen werden, sind mit Kupferleitungen kaum mehr zu bewältigen. Der Skinneffekt und das Übersprechen paralleler Kupferleitungen stellen die Entwickler vor große Herausforderungen. Die Reduktion der Verlustleistung der Datenverbindungen innerhalb von Supercomputern spielt eine immer bedeutendere Rolle, nicht nur um den Aufwand für die Kühlung zu reduzieren, sondern auch um den Energieverbrauch von Kommunikationsnetzen in Zukunft zu reduzieren [8]. Optische Übertragungsstrecken benötigen gerade bei sehr hohen Datenraten weniger Energie pro übertragenem Bit und somit weniger Kühlung [9]. Treiberchips und elektro-optische Wandler lassen heute schon Übertragungsstrecken mit einem Verbrauch von 4 pJ/bit realisieren [10]. Um mit elektrischen Leitungen konkurrieren zu können, sollten optische Verbindungen innerhalb von Leiterplatten mit einem Bedarf von 1 pJ/bit entwickelt werden [11].

In Zukunft werden Daten also auf immer kürzeren Strecken, auch innerhalb von Geräten, in optischer Form transportiert werden³. So entwickelt IBM bereits einen Computer, der Daten vom Chipträger der Prozessoren zur Peripherie auf optischem Weg transportiert [12]. Es existieren auch schon Prototypen von Backplanes – etwa für Router – mit optischen Verbindungen [13]. Einige Institutionen beschäftigen sich mit der Möglichkeit, optische Übertragungsstrecken auf Leiterplatten, die auch Chip-to-Chip-Verbindungen⁴ genannt, zu realisieren [14, 15, 16, 17, 18, 19]. Erste Überlegungen deuten darauf hin, dass in ferner Zukunft sogar innerhalb von Chips optische Datenverbindungen realisiert werden könnten [20, 21]. Diese Arbeit beschäftigt sich mit optischen Datenverbindungen innerhalb von Leiterplatten (Chip-to-Chip-Verbindungen) und deren Vorzügen gegenüber elektrischen Leitungen.

Nicht nur Entwickler von High-End Geräten sind motiviert, optische Übertragungsstrecken in Geräte zu integrieren, auch bei Anwendungen, die vergleichsweise geringe Datenraten erfordern, wird Licht als Datenträgermedium aufgrund seiner Vorteile zunehmend attraktiv. So wird man leicht Kriterien für elektromagnetische Verträglichkeit (EMV) erfüllen, eine schwere und platzbeanspruchende elektrische Schirmung kann unter Umständen gänzlich entfallen. Der geringere Platzbedarf und das minimale Gewicht von optischen Wellenleitern verglichen mit Kupferleitungen können bei mobilen Geräten der Telekommunikation eine Rolle spielen. So sind zum Beispiel auch Hersteller von Mobiltelefonen an dieser Technologie interessiert. Bei diesen vorwiegend akkubetriebenen Geräten wird ein möglichst geringer Leistungsverbrauch der Übertragungsstrecken angestrebt, bzw. könnte in Zukunft sogar – abhängig von der Datenrate – der geringere Verbrauch optischer Verbindungen ausschlaggebend sein. Nachdem Mobiltelefone hauptsächlich für Endkonsumenten bestimmt sind, werden sie in großer Stückzahl hergestellt. Die größte Herausforderung sind daher die Herstellungskosten, die hier so gering wie möglich gehalten werden

²FLOP ... **F**loating Point **O**peration (Gleitkommaoperation)

³Für optische Verbindungen innerhalb von Geräten hat sich auch im deutschen Sprachgebrauch die Bezeichnung „Optical Interconnects“ durchgesetzt.

⁴In dieser Arbeit wird der Begriff „Chip“ für ein integriertes Bauteil verwendet, welches hohe Datenmengen pro Zeiteinheit verarbeitet oder liefert, wie zum Beispiel Prozessoren oder Speicher.

müssen. Das schließt manuelle Fertigungsschritte praktisch aus, zum Beispiel muss die Justierung von Laser zu Wellenleiter bzw. von Wellenleiter zu Photodiode automatisiert erfolgen.

1.1 Elektro-optische und opto-elektronische Wandlung innerhalb von Leiterplatten

Während viele Chips über die entsprechenden Treiber bzw. Empfänger für elektrische Leitungen verfügen, existieren für eine optische Datenübertragung bislang noch keine Chips, die Signale in Form von Licht liefern. Daher ist ein externer elektro-optischer Wandler (Laser) nötig, der die elektrisch vorliegenden Datenströme in optische Impulse umwandelt. Darüber hinaus ist der Spannungspegel der Datenausgänge von Chips in der Regel nicht dafür geeignet, unmittelbar opto-elektronische Bauteile zu treiben. Daher ist auch ein entsprechender Treiber erforderlich, welcher entweder einen Laser direkt mit dem Datenstrom moduliert, oder mit Hilfe eines elektro-optischen Modulators Licht eines kontinuierlich betriebenen Lasers moduliert. Um ein optisches Signal in einem Chip weiterverarbeiten zu können, muss das Licht mit Hilfe eines opto-elektronischen Wandlers (Photodiode) in ein elektrisches Signal umgewandelt werden. Der Pegel dieses elektrischen Signals ist in der Regel zu gering, um direkt mit einem Eingang eines weiterverarbeitenden Chips verbunden zu werden, weshalb ein Vorverstärker, meist ein sogenannter Transimpedanzverstärker (**T**rans**i**mpedance **A**mplifier, TIA) erforderlich ist. Wird ein direkt modulierter VCSEL verwendet, ist somit folgende Übertragungskette üblich: VCSEL Treiber – VCSEL – Wellenleiter – Photodiode – TIA [2, 10, 19, 22]. Aus technischer Sicht ist es möglich, VCSEL Treiber und TIA in Chips zu integrieren. Auch ist es denkbar, Silizium-Photodioden direkt in (siliziumbasierte) Chips zu integrieren. In [23, 24] und [25] wurde bereits von in Silizium-Chips integrierten Lasern berichtet. In einigen Jahren könnten also Chips mit optischen Datenausgängen bzw. -eingängen verfügbar sein.

Die leistungsfähigsten Chips der Zukunft werden mehrere tausend Datenausgänge und -eingänge haben. Aus Gründen der Zuverlässigkeit und des geringen Energiebedarfs erscheint es auch attraktiv, nicht an jedem Ausgang einen Laser zu betreiben, sondern eine zentrale, kontinuierlich arbeitende Lichtquelle zu installieren. Das Licht dieser Quelle wird mit Strahlteilern zu den Datenausgängen geführt, welche elektro-optische Modulatoren ansteuern. Besonders geeignet erscheinen Ringresonator-Modulatoren welche einen sehr geringen Energiebedarf haben und leicht in Chips integriert werden können, da sie auf Siliziumbasis hergestellt werden können [21, 26, 27, 28].

1.2 Technologien der Herstellung optischer Wellenleiter innerhalb von Leiterplatten

Während man auf viele Jahrzehnte Erfahrung in der Herstellung von hochfrequenztauglichen elektrischen Leitungen auf Platinen zurückgreifen kann, existiert bislang noch kein industrielles Verfahren zur Herstellung optischer Wellenleiter innerhalb von Leiterplatten. Sehr wohl wurden aber Prototypen opto-elektronischer Leiterplatten basierend auf verschiedenen Technologien vorgestellt. Für die Herstellung der optischen Wellenleiter wird vorwiegend Fotolithografie ins Auge

gefasst [2, 18, 29, 30, 31], aber es finden sich auch eine Reihe von Veröffentlichungen, in denen die technisch einfacheren, aber weniger präzisen prägenden Verfahren angewandt werden [32, 33]. Für beide Technologien sind kommerziell erhältliche Materialien vorhanden und man kann auf etablierte Herstellungsverfahren zurückgreifen. Brechungsindexunterschiede zwischen Wellenleiterkern und Mantelmaterial im Prozentbereich sind bei der Einkopplung von Laserlicht in den Wellenleiter vorteilhaft und erlauben hohe Krümmungen der Leiterplatte, wenn sie zum Beispiel flexibel ausgeführt wird. Es sind viele Herstellungsschritte nötig und aufgrund der Verwendung von Chemikalien bei der Bearbeitung müssen hohe Sicherheitsauflagen bei der Ausstattung der Produktionsstätte erfüllt werden. Es ist auch schwierig, die opto-elektronischen Bauelemente direkt in die optische Schicht zu integrieren, da chemische Bearbeitungsprozesse die Bauteile zerstören könnten. Daher werden die Bauteile überwiegend in einer separaten Ebene untergebracht. Für die Ein- und Auskopplung des Lichts werden 90° -Umlenkspiegel verwendet und mit Hilfe kurzer Wellenleiter oder Freiraumausbreitung wird das Licht von den Spiegeln zu den opto-elektronischen Bauelementen geführt. Die Justierung der Spiegel und der Bauelemente hat einen sehr großen Einfluss auf die optische Dämpfung und muss daher sehr sorgfältig erfolgen. Auch können aufgrund der schichtweisen Herstellung mit diesen Technologien die Wellenleiter nur in *einer* Ebene der Leiterplatte geführt werden.

Mit dem von der Firma AT&S benutzten Verfahren, Wellenleiter mit Hilfe von Zwei-Photonen-Absorption (**T**wo-**P**hoton **A**bsorption, TPA) in ein optisches Material einzuschreiben, erreicht man einen Brechungsindexunterschied von nur wenigen Promille. Daher erlauben auf diese Weise hergestellte Wellenleiter nur vergleichsweise geringe Krümmungen [10, 14, 34]. Für diese Technologie sind bislang weder kommerziell erhältliche Materialien, noch industrielle Herstellungsverfahren verfügbar. Es entfallen jedoch sämtliche chemische Fertigungsschritte. Die Herstellung des Wellenleiters und die Justierung zu den Bauteilen erfolgen in einem einzigen Schritt, wobei die exakte Positionierung der Bauteile vergleichsweise unkritisch ist. Die opto-elektronischen Bauteile werden platzsparend in die optische Schicht eingegossen, dadurch sind sie auch gegen Umwelteinflüsse geschützt. Außerdem erlaubt die Herstellung mit TPA auch die Wellenleiterführung in unterschiedlichen Ebenen, bzw. können Bauteile unterschiedlicher Ebenen optisch verbunden werden [34].

Ausgangsmaterial für die Produktion von TPA-geschriebenen Wellenleitern, welche in dieser Arbeit letztendlich untersucht werden, ist ein speziell entwickeltes ORMOCER[®] (**O**rganically **M**odified **C**eramic). Durch Zufügen eines Photoinitiators erhält das Material die Eigenschaft, bei Beleuchtung mit Licht einer bestimmten Wellenlänge mit sehr hoher Intensität den Brechungsindex um etwa 2 ‰ zu erhöhen [35]. Der TPA-Prozess löst eine Vernetzung von Monomeren, also eine Polymerisation aus. Die Aktivierungsenergie des verwendeten Photoinitiators kann nur durch gleichzeitige Absorption von zwei Photonen erreicht werden. Bei einem häufig verwendeten Photoinitiator muss eine Energiedifferenz entsprechend eines Photons mit einer Wellenlänge von 400 nm überwunden werden. Der Strukturierungslaser wird in diesem Fall bei 800 nm betrieben, nur zwei gleichzeitig absorbierte Photonen können den Photoinitiator aktivieren und so die oben erwähnte Vernetzung auslösen [36]. Es handelt sich somit um einen nichtlinearen Prozess zweiter Ordnung; das Ergebnis ist vom Quadrat der Intensität des strukturierenden Laserfelds abhängig. Durch entsprechende Fokussierung wird der Prozess auf ein bestimmtes Volumenelement beschränkt.

Abbildung 1.1 zeigt schematisch, wie mit TPA Lichtwellenleiter hergestellt werden können. Auf

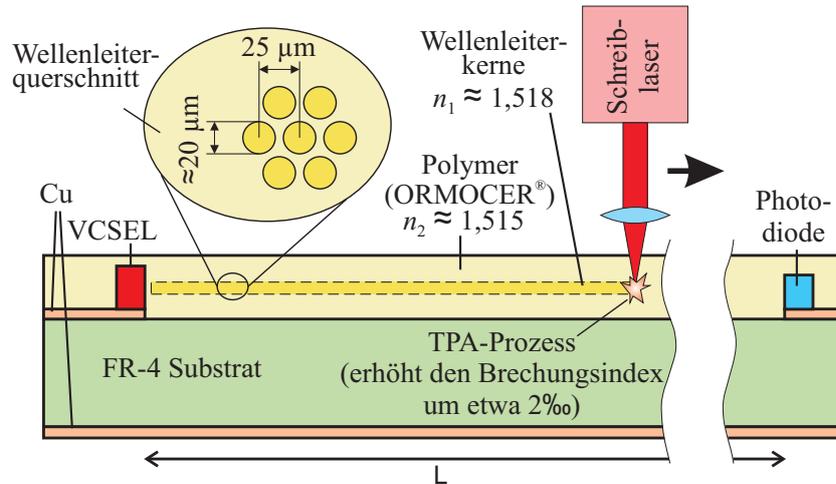


Abbildung 1.1: Schreibvorgang und Querschnitt der Wellenleiter in ORMOCER[®]

eine Leiterplatte mit vormontierten optischen Bauelementen (VCSEL⁵ und Photodiode, Wellenlänge: 850 nm) wird ORMOCER[®] aufgetragen und vorgehärtet. Die Bauelemente sind somit vollständig in die optische Schicht eingebettet. Für die Aktivierung des TPA-Prozesses sind Leistungen des Schreiblaserstrahls im MW-Bereich nötig. Um das Material dabei thermisch nicht zu zerstören, wird der Schreiblaser gepulst mit einer Impulsdauer im 100 fs-Bereich betrieben, wobei die Impulsenergie bei etwa 1 mJ liegt. Der Laserstrahl ist mit einer geeigneten Optik so fokussiert, dass der Brennpunkt innerhalb der Polymerschicht liegt. Aufgrund der starken Abhängigkeit des Prozesses von der Intensität erfolgt die Vernetzung nur im Bereich um den Brennpunkt. Ein Laserimpuls erzeugt dabei einen sogenannten Voxel mit einer in drei Dimensionen näherungsweise gaußförmigen Brechungsindexverteilung. Die maximal erreichbare relative Brechungsindexerhöhung liegt hier bei etwa 2%. Der Laser wird mit einer Impulswiederholrate im kHz-Bereich und einer Geschwindigkeit im cm/min-Bereich über die Leiterplatte geführt, sodass letztendlich der VCSEL und die Photodiode optisch verbunden werden. Die transversale Verteilung eines Einzelkerns ist näherungsweise gaußförmig (vgl. Kapitel 3). Der effektive Durchmesser eines so erzeugten Wellenleiterkerns liegt dabei in der Größenordnung von 20 μm . Derzeit werden Wellenleiter mit einer Länge im dm-Bereich realisiert.

Um eine möglichst hohe Koppeffizienz zwischen VCSEL und Wellenleiter zu erreichen, wird angestrebt, den Wellenleiter möglichst zentral durch den Laser anzuregen. Analog erreicht man eine hohe Koppeffizienz zwischen Wellenleiter und Photodiode dann, wenn die Wellenleiterachse durch den Mittelpunkt der empfindlichen Fläche verläuft. Nachdem die Montage der Bauteile relativ hohen Toleranzen unterworfen ist, wird die tatsächliche Position von VCSEL und Photodiode vor der Strukturierung durch Reflexionsmessung eines Hilfslaserstrahls bestimmt. Der Wellenleiter wird bis auf 10 – 15 μm an die so ermittelte Position der aktiven Flächen, deren Positionen relativ zu den Bauteilkanten bekannt sind, herangeführt. Die Justierung des Wellenleiters wird somit gleichzeitig mit dem Schreibvorgang durchgeführt und lässt sich damit auch automatisieren. Nachdem die Positionsbestimmung der Bauteile einer vergleichsweise großen Ungenauigkeit unterworfen ist, wird angestrebt, einen Wellenleiter mit größerem Durchmesser

⁵VCSEL ... **V**ertical **C**avity **S**urface **E**mitting **L**aser

als den oben genannten $20\ \mu\text{m}$ zu erzeugen. Technologisch bedingt ist es derzeit nicht möglich, einen einzigen Kern mit wesentlich höherem Durchmesser herzustellen, daher werden mehrere Einzelkerne mit einem geringen Abstand parallel zueinander geschrieben. Der so erzeugte Mehrfachkern-Wellenleiter hat die in Abb. 1.1 angedeutete Struktur mit einem zentralen und sechs hexagonal angeordneten Einzelkernen.

1.3 Aufgabenstellung und Inhalt dieser Arbeit

Aufgrund der Geometrie und des Brechungsindexunterschieds sind in Einzelkernen von Wellenleitern, welche wie in Abb. 1.1 gezeigt hergestellt werden, bei der Betriebswellenlänge von $850\ \text{nm}$ bereits mehrere Moden ausbreitungsfähig. Im Verbund von sieben Kernen existiert eine Vielzahl von Eigenmoden. Modendispersion spielt bei Distanzen innerhalb von Leiterplatten (im dm-Bereich) eine untergeordnete Rolle und man akzeptiert aufgrund der einfacheren Justierung an den Ein- und Auskoppelstellen multimodige Wellenleiter. Prototypen von optoelektronischen Leiterplatten werden aufgrund des niedrigeren Preises derzeit hauptsächlich mit Multimode-VCSEL bestückt, auf dem kleineren Teil der Leiterplatten werden auch Singlemode-VCSEL eingesetzt. In der Weitverkehrstechnik hingegen wird die Übertragungskapazität eines Lichtwellenleiters durch Modendispersion stark herabgesetzt. Die bisherige Forschung auf dem Gebiet der optischen Übertragungstechnik konzentrierte sich daher in erster Linie, einen monomodigen Betrieb zu erreichen. Übertragungssysteme mit Multimode-VCSEL als Lichtquelle und Mehrfachkern-Wellenleitern wurden in der Vergangenheit erst wenig untersucht. Diese Dissertation beschäftigt sich daher mit Phänomenen der Lichteinkopplung und Lichtführung, die bei Verwendung dieser speziellen Art von Mehrfachkern-Wellenleiter, angeregt durch Multimode-VCSEL, in geringerem Maß auch durch Singlemode-VCSEL, auftreten.

In Kapitel 2 werden zunächst optische und elektrische Datenverbindungen innerhalb von Leiterplatten verglichen. Es werden in erster Linie Aspekte der Bandbreite und des Platzbedarfs sowie störende Interferenz und der Leistungsbedarf berücksichtigt. Hierfür werden Erkenntnisse aus der Literatur zusammengefasst. Es zeigt sich, dass bei Längen im dm-Bereich optische Wellenleiter eine enorm höhere Datenrate im Vergleich zu elektrischen Leitungen bei gleicher Querschnittsfläche erlauben. Bereits ab Längen von wenigen Millimetern haben optische Datenverbindungen potentiell einen geringeren Energiebedarf pro übertragener Informationseinheit. Ständig zunehmendes Datenaufkommen in Kommunikationsnetzen und steigende Rechenleistung bringen elektrische Leitungen innerhalb solcher Geräte in den nächsten Jahren an unüberwindbare physikalische Grenzen hinsichtlich Datenrate. Gleichzeitig haben systeminterne Datenverbindungen von Hochleistungscomputern und High-End Routern heute bereits massiven Energiebedarf, welcher nicht nur Energiekosten und Kosten für die Kühlung verursacht, sondern auch zur globalen Treibhausgasemission beiträgt. Entwickler sehen in optischen Intrasystem-Verbindungen in Hochleistungscomputern, unter anderem innerhalb von Leiterplatten, das Potential, diese beiden Probleme zu umgehen.

In Kapitel 3 wird ein Modell eines Wellenleiters erstellt. Dieses Modell ist von einem mit TPA hergestellten Mehrfachkern-Wellenleiter abgeleitet, wofür Messergebnisse des Brechungsindexverlaufs, durchgeführt am Fraunhofer Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik, als Basis dienen. Die Berechnung der Eigenmoden und des Dispersionsdiagramms des Mehrfachkern-Wellenleiters lassen erkennen, dass abhängig vom betrachteten Eigenmodus und der Wellenlänge

Analogien zu einem Einzelkern-Wellenleiter bestehen. Die Berechnung des Kopplungsgrads zwischen Wellenleiterkernen zeigt, dass Energieaustausch zwischen einzelnen Kernen bei einer Ausbreitungslänge im Bereich eines Dezimeters stark vom betrachteten Eigenmodus der Einzelkerne abhängt.

In Kapitel 4 wird ein Modell der Emission eines Multimode-VCSEL präsentiert. Die Intensitätsverteilungen von Eigenmoden des VCSEL werden durch Laguerre-Gauß-Moden an Messungen der TU Wien angenähert.

In Kapitel 5 wird die Einkopplung zwischen einem Multimode-VCSEL und einem Mehrfachkern-Wellenleiter simuliert. Für Vergleichszwecke dienen auch Single-Mode VCSEL als Lichtquelle, bzw. Einzelkern-Wellenleiter zur Lichtführung. Die Berechnungen erfolgen mit Hilfe einer Strahl- ausbreitungsmethode und mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung. Beide Methoden sind numerische Näherungsverfahren auf Basis der finiten Differenzen und erlauben unter anderem die Berechnung der Einkoppeleffizienz. Obwohl die Koppeleffizienz auf grundlegend unterschiedliche Art gewonnen wird, wird eine gute Übereinstimmung bei Berechnung mit Hilfe beider Methoden demonstriert. Es werden stark unterschiedliche Einkoppeleffizienzen bei Anregung des Wellenleiters durch verschiedene Eigenmoden eines Multimode-VCSEL berechnet. Dieses Ergebnis zeigt, dass für eine möglichst hohe und konstante Einkoppeleffizienz ein Singlemode-VCSEL als Lichtquelle zu empfehlen ist. Im Weiteren wird der Verlauf der Koppeleffizienz der Eigenmoden des VCSEL in Abhängigkeit der transversalen Fehljustierung berechnet. Ist die Strahlachse des Lasers nicht parallel zur Wellenleiterachse, stellt man für bestimmte Moden eine Verringerung, für andere aber auch bis zu einem bestimmten Grad eine Erhöhung der Koppeleffizienz mit zunehmender Abweichung von der Parallelität der Achsen fest. Der Vergleich der Einkoppeleffizienz mit jener in einen Einzelkern-Wellenleiter zeigt, dass bei optimaler Justierung keine Erhöhung der Koppeleffizienz durch die Mehrfachkern-Struktur erreicht wird. Auch durch eine Wahl des Kernabstands, bzw. des Kerndurchmessers, abweichend zu jenen Werten, mit denen der Wellenleiter in Kapitel 3 modelliert wurde, kann die Einkoppeleffizienz nicht erhöht werden.

Ausgangspunkt für Kapitel 6 war ein Messergebnis an einer Leiterplatte, wobei starke, oszillatorische Schwankungen des Photostroms über der Temperatur gemessen wurden. Ziel war, die Ursache dieses Verhaltens zu klären, wobei angenommen wurde, dass Rückreflexionen in die aktive Zone des Lasers ausschlaggebend sind. Es werden theoretische Grundlagen betreffend Rückreflexionen in Laser behandelt. Dabei wird eine Einteilung nach der Stärke der Rückwirkung getroffen und zwischen kohärenter und inkohärenter Rückwirkung unterschieden. Mit Hilfe der Erkenntnisse aus Kapitel 5 und aus einem Experiment wird gezeigt, dass die Verteilung der optischen Ausgangsleistung eines Multimode-VCSEL auf die Eigenmoden durch Rückwirkungen, und in weiterer Folge die Einkoppeleffizienz stark beeinflusst werden können. Mit hoher Wahrscheinlichkeit stammen die Rückreflexionen von einer Grenzfläche zwischen Luft und ORMOCER[®], welche durch einen Luftspalt zwischen VCSEL und dem optischen Material entsteht.

Kapitel 2

Gegenüberstellung elektrischer und optischer Datenübertragung auf Leiterplatten

Im allgemeinen Sprachgebrauch gibt es keine Schwierigkeiten, zwischen elektrischer und optischer Datenübertragung zu unterscheiden, da sich die verwendeten Technologien sehr stark unterscheiden. Eine formelle Unterscheidung aus physikalischer Sicht ist etwas schwieriger, da beide Technologien elektromagnetische Wellen als Informationsträger verwenden. Nachdem sich die Frequenzen der Wellen jedoch um mehrere Größenordnungen unterscheiden, ist auch aus physikalischer Sicht eine eindeutige Trennung möglich. Auf elektrischen Leitungen innerhalb von Leiterplatten liegen die höchsten heute realisierten Frequenzen unterhalb von 100 GHz, womit Datenraten von bis zu 100 Gbit/s übertragen werden können. Bei optischer Datenübertragung wird Licht mit einer Trägerfrequenz von mehr als 100 THz mit dem Datenstrom moduliert. Am häufigsten werden Wellenlängen verwendet, welche einer Frequenz von etwa 300 THz entsprechen. Bei elektrischer Datenübertragung ist aufgrund der geringen Energie pro Photon die Photonennatur der elektromagnetischen Welle für viele praktische Betrachtungen nicht von Bedeutung. Bei Datenübertragung mit Licht kann die Photonennatur stärker hervortreten, zum Beispiel bei der Analyse des Empfängerrauschens. Die Ausbreitung von elektrischen Signalen erfolgt auf Metallstreifen, Licht wird in dielektrischen Wellenleitern geführt. Tabelle 2.1 fasst die physikalischen Unterschiede zusammen.

Tabelle 2.1: Gegenüberstellung von elektrischer und optischer Datenübertragung aus physikalischer Sicht

	elektrisch	optisch
Frequenz	< 100 GHz	> 100 THz
Charakter	Welle	Welle/Photonon
Leiter	Metallstreifen	dielektrischer Wellenleiter

Optische Verbindungen innerhalb von Leiterplatten wurden bereits im Jahr 1984 diskutiert [37]. In dieser Veröffentlichung wird argumentiert, dass schon bald die Verarbeitungsgeschwindigkeit von Kommunikationssystemen durch die Geschwindigkeit interner (elektrischer) Verbindungen limitiert sein wird. Schon damals wurde klar erkannt, dass optische Übertragungskanäle auch auf Leiterplatten höhere Datenraten ermöglichen werden. Die wichtigste Anwendung wurde bei der Taktverteilung zwischen Chips bzw. innerhalb von Chips in synchronen Systemen gesehen. Schon ein Jahr später wurden optische Chip-to-Chip-Verbindungen auf Leiterplatten vorgestellt. Um die hohe potentielle Datenrate der optischen Verbindungen besser zu nutzen, wurden Daten mehrerer Chip-Ausgänge mit Hilfe elektrischer Multiplexer zusammengefasst und auf einer optischen Verbindung übertragen [38]. Die Autoren argumentierten, dass die Leistungsfähigkeit konventioneller elektrischer Verbindungen zunehmend ein kritisches Problem werden wird. Weiters wird in diesem Beitrag behauptet, dass optische Verbindungen signifikant die Leistungsfähigkeit erhöhen, die Komplexität der Implementierung reduzieren und die Flexibilität erhöhen werden, da sie die Möglichkeit der Rekonfiguration in Echtzeit bieten. Außerdem soll durch optische Verbindungen Abhilfe beim sogenannten „Pinout Problem“¹ geschaffen werden. In [38] wird bereits prognostiziert, dass künftig die Verbindungen innerhalb von Computern optisch realisiert werden, und zwar nicht nur zwischen Platinen (Board-to-Board-Verbindungen), sondern auch innerhalb von Platinen (Chip-to-Chip-Verbindungen) und auch als Intrachip-Verbindungen. Allerdings wird auch darauf hingewiesen, dass mit zu jener Zeit erhältlichen optischen Komponenten gegenüber rein elektrischen Verbindungen kein Vorteil bezüglich der benötigten Energie pro übertragenem Bit erzielt werden konnte. (Zu diesem Zeitpunkt benötigte ein Halbleiterlaser etwa 25 mW an elektrischer Ansteuerleistung.) Es wurde aber prognostiziert, dass elektro-optische Komponenten mit geringerem elektrischen Leistungsbedarf entwickelt werden, und die Bandbreite innerhalb von Computern steigen wird, sodass zunehmend Bedarf an optischen Chip-to-Chip-Verbindungen entstehen wird.

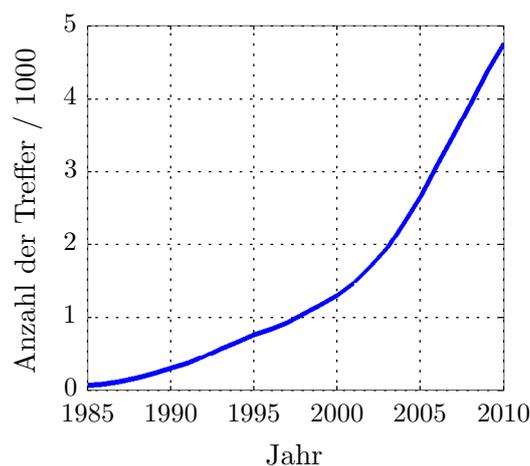


Abbildung 2.1: Anzahl der Treffer mit der Suchmaschine Google Scholar unter dem Suchbegriff: „optical chip-to-chip interconnect“, wenn die Suche auf Dokumente eingeschränkt wird, welche bis zum jeweiligen Jahr veröffentlicht wurden.

¹Nachdem Chips mit einer immer höheren Anzahl an Anschlusspins entwickelt werden, müssen elektrische Leitungen zu Chips immer dichter geführt werden, was zunehmend Schwierigkeiten bei der Herstellung bereitet.

Abbildung 2.1 zeigt die Anzahl der Treffer der Suchmaschine Google Scholar unter dem Suchbegriff „optical chip-to-chip interconnect“ [39], wenn nur nach Dokumenten gesucht wird, die bis zum jeweiligen Jahr veröffentlicht wurden. Die zwischen 2000 und 2005 deutlich größere Kurvensteigerung spiegelt die zunehmende Forschungstätigkeit wider. Ausgelöst wurde diese Intensivierung möglicherweise durch die kommerzielle Verfügbarkeit von VCSEL², welche aufgrund der geringen Abmessungen und des geringen Leistungsbedarfs neue Möglichkeiten zur Integration in Leiterplatten eröffneten. Nach einem Hinweis in [40] wurde das Konzept eines VCSEL bereits 1977 vorgeschlagen und 1979 wurde erstmals die Funktion eines VCSEL demonstriert [41]. Die Abb. 2.2 zeigt die Anzahl der Treffer der Suchmaschine Google Scholar unter dem Suchbegriff „VCSEL OR vertical cavity surface emitting laser“, wieder bis zum jeweiligen Jahr [42]. (Da in den ersten Jahren die Abkürzung noch nicht geläufig war, später aber sehr verbreitet war, wurde die Oder-Verknüpfung verwendet. Die Abnahme in den Jahren 2006 und 2007 gegenüber den Vorjahren entsteht wahrscheinlich durch eine Eigenschaft des Suchalgorithmus.) Nach dem Jahr 2000 geht die Zahl der Veröffentlichungen deutlich zurück, offensichtlich weil VCSEL ab diesem Zeitpunkt als industrielle Massenartikel hergestellt werden [43].

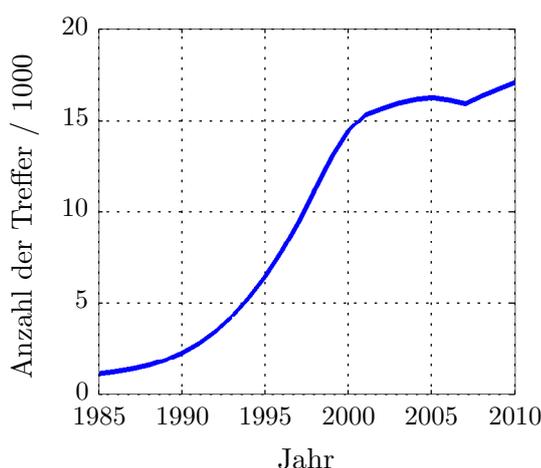


Abbildung 2.2: Anzahl der Treffer mit der Suchmaschine Google Scholar unter dem Suchbegriff: „VCSEL OR vertical cavity surface emitting laser“, wenn die Suche auf Dokumente eingeschränkt wird, welche bis zum jeweiligen Jahr veröffentlicht wurden.

Heute können wir auf mehr als zweieinhalb Jahrzehnte der Forschung auf dem Gebiet der optischen Chip-to-Chip-Datenverbindungen zurückblicken, wobei in den letzten zehn Jahren eine deutliche Intensivierung zu beobachten ist. Dennoch werden heute nach wie vor ausschließlich elektrische Leitungen für Datenübertragung innerhalb von Leiterplatten verwendet. Ein Grund dafür ist, dass auch rein elektrische Leiterplatten hinsichtlich Hochfrequenztauglichkeit weiterentwickelt wurden. Ihre Bandbreite reicht auch heute noch aus, die erforderlichen Datenraten zwischen Chips zu übertragen. Der Mangel an Erfahrungswerten, die Notwendigkeit, industrielle Herstellungsverfahren zu entwickeln, die Kosten und die Zuverlässigkeit stellen große Hürden für den Einsatz optischer Verbindungen dar. In den aktuell leistungsfähigsten Computern werden jedoch schon die physikalischen Grenzen der elektrischen Datenübertragung erreicht, was eine wesentliche Steigerung der Datenverarbeitungsgeschwindigkeit nur mehr mit großem Aufwand, ver-

²VCSEL ... Vertical Cavity Surface Emitting Laser

bunden mit hohem Energiebedarf der Verbindungen erlaubt. Daher werden Supercomputer und High-End Router der nächsten Generationen erstmals mit optischen Chip-to-Chip-Verbindungen ausgestattet werden [11, 44].

2.1 Aspekte eines Vergleichs zwischen optischen und elektrischen Datenverbindungen auf Leiterplatten

Im Rahmen dieses Kapitels werden optische und elektrische Verbindungen in erster Linie hinsichtlich Datenrate und maximaler Dichte der Verbindungen (Abschnitt 2.2) und dem Leistungsbedarf (Abschnitt 2.3) verglichen. In [38] werden für einen Vergleich zusätzlich folgende Kriterien aufgezählt, auf die im Folgenden nur kurz eingegangen wird:

- erreichbare Datenrate
- maximal mögliche Dichte der Leiter in einem transversalen Querschnitt
- Energiebedarf pro übertragener Informationseinheit
- Übersprechen zwischen parallel verlaufenden Verbindungen
- Zeitverzögerung und Konstanz der Zeitverzögerung des Signals verursacht durch die Verbindung
- Empfindlichkeit gegenüber elektromagnetischen Einwirkungen sowie Abstrahlung von elektromagnetischen Störsignalen (elektromagnetische Verträglichkeit, EMV)
- Verfügbarkeit
- Rekonfigurierbarkeit

Weitere ausschlaggebende Gesichtspunkte sind:

- Kosten (Entwicklung, Entwurf, Herstellung, im Betrieb anfallende Kosten pro übertragenem Bit)
- Impedanzanpassung
- galvanische Trennung von Sender und Empfänger
- physikalisches Gewicht der Übertragungsstrecken

Zeitverzögerung: Die Zeitverzögerung, die ein Signal von Sender zum Empfänger auf elektrischen Leitungen erfährt, ist im Wesentlichen durch die Lichtgeschwindigkeit und die Permittivitätszahl des verwendeten Dielektrikums bestimmt. Der elektrische Widerstand der Leitung verursacht gemeinsam mit der Leitungskapazität eine zusätzliche Verzögerung, welche äußeren

Einflüssen unterworfen ist. Beispielsweise ist der elektrische Widerstand der Leitung temperaturabhängig. Elektromagnetische Einwirkungen führen zu Jitter am Empfänger. Bei der Taktverteilung in synchronen Systemen muss aufgrund dieser Unsicherheit eine Reserve eingeplant werden, was zur Reduktion der Verarbeitungsgeschwindigkeit eines Systems führt. Bei optischen Verbindungen ist die absolute Zeitverzögerung durch die Lichtgeschwindigkeit und dem (effektiven) Brechungsindex des Wellenleiters bestimmt. Die elektro-optischen Wandler sowie eventuell vorhandene Treiber und Verstärker führen zu zusätzlicher Verzögerung. Die absolute Zeitverzögerung kann daher durch den Einsatz von optischen Verbindungen nicht reduziert werden. Laut [11] und [45] kann mit optischen Verbindungen jedoch eine höhere Konstanz der Verzögerung und somit eine höhere Verarbeitungsgeschwindigkeit des Systems erreicht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte dieser Vorteil von optischen Verbindungen nicht bestätigt werden: Der Brechungsindex der Materialien von Lichtwellenleitern auf Polymerbasis (zum Beispiel von ORMOCER[®]) zeigt eine hohe Abhängigkeit von der Temperatur. Das Großsignalverhalten von VCSEL bedingt bitmusterabhängige (deterministische) Jitter. Bei optischen Übertragungsstrecken wird dem übertragenen Signal durch das Schrotrauschen und durch Verstärker mit hohem Gewinn eine höhere Rauschleistung als bei elektrischen Verbindungen zugefügt. Diese Faktoren erhöhen den gesamten Jitter am Empfänger, weshalb aus Sicht des Verfassers diesbezüglich kein Vorteil bei optischer Datenübertragung erkannt wird.

Elektromagnetische Verträglichkeit (EMV): Elektrische Verbindungen auf Leiterplatten interferieren mit elektromagnetischen Signalen, welche leitungsgelassen oder über den freien Raum von anderen elektrotechnischen Geräten, anderen Komponenten innerhalb des Geräts oder aber auch von anderen Komponenten innerhalb der Leiterplatte unerwünschter Weise auf die Leitung gelangen. Andererseits senden elektrische Leitungen auch unerwünschte elektromagnetische Signale aus, welche sich außerhalb der Leitung ausbreiten und in andere Komponenten oder Geräte eindringen können. Damit sich Verbindungen und andere Komponenten bzw. Geräte nicht gegenseitig beeinflussen, sind oft zusätzliche konstruktive Maßnahmen nötig. In vielen Fällen reicht eine günstige Wahl der Leitungsparameter bzw. Leitungsführung, oft ist aber auch zusätzlich eine Schirmung notwendig. Um die erforderliche Robustheit gegenüber elektromagnetischen Einwirkungen zu erreichen, müssen Reserven in der Signalform eingeplant werden. Photodetektoren sind bei typischen Frequenzen von störenden elektromagnetischen Signalen nicht empfindlich. Optische Leitungen benötigen für einen einwandfreien Betrieb keine Schirmung und senden auch keine Störsignale aus. Eine Interferenz mit Umgebungslicht wird aus praktischer Sicht auch ausgeschlossen, da die Intensität von typischem Umgebungslicht um Größenordnungen geringer ist, als jene in Lichtwellenleitern. Außerdem scheint die nötige stirnseitige Einkopplung von Umgebungslicht in einen Wellenleiter sehr unwahrscheinlich. In [10] wurde die höhere Robustheit bezüglich elektromagnetischen Einwirkungen einer optischen Übertragungsstrecke auf einer Leiterplatte experimentell eindrucksvoll demonstriert.

Verfügbarkeit³: Nachdem bei rein elektrischen Verbindungen die elektro-optischen Wandler entfallen, weisen diese Systeme auch weniger potentielle Fehlerquellen auf, weshalb rein elektrischen Verbindungen eine höhere Verfügbarkeit zugesprochen wird. Gerade in Großrechnern wer-

³Unter Verfügbarkeit versteht man die Wahrscheinlichkeit, dass die Verbindung vereinbarte Anforderungen zu einem bestimmten Zeitpunkt bzw. innerhalb eines definierten Zeitrahmens erfüllt.

den aufgrund der hohen Anzahl Verbindungen mit hoher Verfügbarkeit benötigt. In den nächsten Jahren wird erwartet, dass Großrechner mit 500 000 bis 1 Million Datenverbindungen entwickelt werden [44]. Mit der für VCSEL typischen Lebensdauer wird berechnet, dass durchschnittlich vier VCSEL (bei 750 000 VCSEL) pro Woche ausfallen. Für den Einsatz in Großrechnern ist also Entwicklungsbedarf für Lichtquellen mit sehr hoher Lebensdauer vorhanden, wenn für jede Verbindung ein eigener Laser verwendet wird. Mit Hilfe redundanter VCSEL [3, 46] oder durch die Verwendung eines einzigen Lasers in Verbindung mit je einem elektro-optischen Modulator pro Übertragungsstrecke [9] ließe sich die Verfügbarkeit steigern. Elektro-optische Modulatoren sind sehr einfach aufgebaut und haben daher eine höhere Lebensdauer als VCSEL. In Umgebungen mit hohen Störfeldern kann es bei elektrischen Verbindungen aufgrund von elektromagnetischen Einwirkungen zu einer Erhöhung der Bitfehler bis zur Unbrauchbarkeit der Kommunikation kommen. In solchen Umgebungen kann daher die Verfügbarkeit optischer Verbindungen aufgrund der höheren Robustheit bezüglich EMV höher sein.

Rekonfigurierbarkeit: Es existiert eine Vielzahl von elektrisch steuerbaren optischen Bauelementen, welche keine Wandlung des optischen Signals in ein elektrisches erfordern, wie zum Beispiel optische Schalter oder Router. Es ist denkbar, dass in Zukunft auch auf Leiterplatten ähnliche Elemente Anwendung finden, sodass optische Wege während des Betriebs rekonfigurierbar sind. Rein optische, rekonfigurierbare Verbindungen („all-optical“ Technologie) werden in [4] als Grundlage für die Reduzierung des Energiebedarfs von High-End Routern, Supercomputern und Datenzentren angesehen.

Kosten: Der Hauptgrund, warum optische Verbindungen innerhalb von Leiterplatten anstelle von elektrischen Leitungen heute noch nicht implementiert werden, sind die gegenüber elektrischen Leitungen vergleichsweise hohen Kosten der Komponenten. Laut einer Aussage von IBM im Jahr 2006 [44] waren die Kosten der opto-elektronischen Wandler inklusive Ansteuerelektronik etwa um einen Faktor 10 zu hoch, um elektrische Leitungen wirtschaftlich durch optische Verbindungen zu ersetzen. Im Falle einer industriellen Massenproduktion von optischen Chip-to-Chip-Verbindungen ist jedoch zu erwarten, dass aufgrund der höheren Herstellungsmenge die Kosten der Komponenten sinken. Gleichzeitig ist mit einem weiteren Anstieg der Datenrate kommerziell erhältlicher Komponenten zu rechnen, wodurch die Herstellungskosten bezogen auf die Datenrate in Zukunft ein Niveau erreichen werden, welches optische Chip-to-Chip-Verbindungen auch aus kommerzieller Sicht interessant macht. Nachdem optische Datenverbindungen bislang nur als Prototypen verfügbar sind, sind auch noch hohe Entwicklungskosten erforderlich, bis eine industrielle Fertigung möglich ist. Die Kosten des Entwurfs spielen auch eine wesentliche Rolle. Ein hochfrequenztauglicher Entwurf elektrischer Leitungen auf Leiterplatten ist aufwändig und nicht notwendigerweise für höhere Datenraten, als die, für die er ausgelegt wurde, geeignet. Eine Vorhersage der elektromagnetischen Abstrahlung, bzw. der Empfindlichkeit gegenüber elektromagnetische Einwirkungen von elektrischen Verbindungen ist ebenfalls aufwändig, und es stellt sich unter Umständen erst bei einer Produktprüfung hinsichtlich elektromagnetischer Verträglichkeit (EMV) heraus, dass vorgegebene Anforderungen nicht erfüllt werden. Mitunter sind Modifikationen, bzw. ein kostspieliger Neuentwurf nötig. Optische Wellenleiter funktionieren unabhängig von der Datenrate, sieht man – gerechtfertigt durch die für Leiterplatten typischen kurzen Distanzen – von Dispersion ab. Lediglich die elektro-optischen Wandler müssen die Datenrate unterstützen. Ein Entwurf von Lichtwellenleitern kann daher möglicherweise für

Nachfolgeprodukte mit höherer Datenrate verwendet werden [45]. Bei optischen Verbindungen sind keine Probleme hinsichtlich EMV zu erwarten. Lediglich die elektrischen Signalverbindungen der Bauelemente interferieren mit Störsignalen. Diese Verbindungen können jedoch sehr kurz gehalten werden, wodurch sie in der Regel unkritisch bezüglich EMV sind.

Impedanzanpassung: Bei elektrischen Bussystemen führt das Hinzufügen bzw. Entfernen einer Komponente zu einer Änderung der Eigenschaften des Busses. Bei Systemen mit hoher Datenrate ist ein Abschlusswiderstand erforderlich, wenn eine Komponente entfernt wird, um störende Reflexionen zu verhindern. Optische Bussysteme hingegen können mit Strahlteilern und Antireflex-Komponenten so gestaltet werden, dass weder störende Rückreflexionen auftreten, noch das Hinzufügen bzw. Entfernen einer Komponente die Eigenschaften des Busses für die verbleibenden Komponenten ändert [45].

Galvanische Trennung: Die galvanische Trennung zwischen Sender und Empfänger, welche optische Verbindungen aufgrund der dielektrischen Wellenleiter bieten, erlaubt ein unterschiedliches Potential der Versorgungsspannung von Sender und Empfänger innerhalb einer Leiterplatte. Um die Schaltverluste zu reduzieren, werden vor allem Chips mit höherer Taktrate tendenziell mit niedrigerer Spannung versorgt, weshalb auch nur geringe absolute Schwankungen der Versorgungsspannung akzeptiert werden können. Gerade Chips mit hoher Taktrate benötigen aber eine hohe Leistung, die bei niedriger Versorgungsspannung hohe Versorgungsströme nach sich zieht. Diese Ströme führen gemeinsam mit dem elektrischen Widerstand der Versorgungsleitungen zu Schwankungen des Potentials. Die Spannungspegel von Empfangssignalen werden relativ zum Potential der Versorgung verschoben. Dadurch entsteht ein zusätzlicher Fehler bei der Detektion eines Empfangssignals [45]. Optische Verbindungen kennen dieses Problem nicht und lösen somit auch das sogenannte „ground bounce“ Problem⁴.

Gewicht: Insbesondere bei mobilen Geräten spielt das Gewicht des Geräts eine Rolle. Lichtwellenleiter haben potentiell einen geringeren Durchmesser als elektrische Leitungen mit vergleichbarer Datenrate (siehe Abschnitt 2.2). Als Basismaterial für Lichtwellenleiter innerhalb von Leiterplatten werden hauptsächlich Kunststoffe eingesetzt, welche wesentlich leichter sind als bei elektrischen Leitungen verwendetes Kupfer. Optische Verbindungen können daher möglicherweise zur Reduktion des Gesamtgewichts eines Geräts beitragen.

2.2 Datenrate und Dichte der Verbindungen

In [45] und [48] wird gezeigt, dass für eine einfache digitale elektrische Verbindung eine unüberwindbare physikalische Grenze für die Datenrate R in bit/s existiert. Die Autoren demonstrieren, dass diese Grenze im Wesentlichen gegeben ist durch die Leitungskapazität und den Ohm'schen Widerstand der Leitung, der aufgrund des Skineffekts mit zunehmender Datenrate steigt. Diese

⁴Chipinterne Entladeströme von Ausgangskapazitäten führen gemeinsam mit der Induktivität und dem Widerstand der Masseverbindung zu einem Anheben des chipinternen Massepotentials. Äußere Spannungen können dann ein Potential unterhalb des chipinternen Massepotentials haben, was zu Fehlfunktionen des Chips führen kann[47].

beiden Größen wirken als Tiefpassfilter, welcher zu frequenzabhängiger Dämpfung der Leitung führt. Dies hat das Schließen des sogenannten Augendiagramms mit zunehmender Datenrate zur Folge. In [45] und [48] werden digitale Übertragungssysteme betrachtet, welche Daten in Form von „Ein“- und „Aus“-Spannungen senden. Es werden weder mehrstufige Amplitudensprünge verwendet noch zusätzliche Kanalkodierung. Die Obergrenze der Datenrate R einer elektrischen Verbindung ist unter diesen Annahmen durch

$$R \approx B_0 \cdot \frac{Q}{b^2} \quad (2.1)$$

gegeben und von zwei Geometriegrößen bestimmt, dem effektiven Gesamtquerschnitt Q der Leitung und der Leitungslänge b . Der Faktor B_0 beträgt für hochwertige Streifenleitungen auf Leiterplatten und hochwertige Kabel etwa 10^{15} bit/s, für Leitungen innerhalb von Chips etwa 10^{16} bit/s. Durch Verwendung von Entzerrern (frequenzabhängige Verstärker, bzw. Abschwächer) können maximal etwa $B_0 = 10^{17} - 10^{18}$ bit/s erreicht werden. Der Querschnitt Q beinhaltet auch den Raum, der zwischen parallelen Leitungen vorhanden sein muss, um Übersprechen auf eine akzeptable Größe zu beschränken. Somit wird bei Überlegungen betreffend Datenrate gleichzeitig die maximale Dichte der Verbindungen betrachtet. Diese Abschätzung ist weitgehend unabhängig vom detaillierten Aufbau der Leitung. Nachdem die Datenrate gemäß Gl. (2.1) durch das Verhältnis Querschnitt zum Quadrat der Leitungslänge gegeben ist, hat eine Skalierung des Systems keine Auswirkung auf die maximale Datenrate.

Lichtwellenleiter hingegen zeigen keine Abhängigkeit der Dämpfung von der Datenrate, selbst wenn das Signal mit einer Datenrate von mehreren Tbit/s moduliert wird. Bei optischer Datenübertragung sind die Grenzen der Übertragungsgeschwindigkeit durch die Geschwindigkeit der elektro-optischen Wandler und Effekte wie Dispersion und Nichtlinearitäten des Wellenleiters gegeben. Um das Potential der Leistungsfähigkeit von optischen Verbindungen gegenüber elektrischen Verbindungen zu demonstrieren, wird folgender Vergleich durchgeführt: Über eine Standard-Singlemode-Glasfaser mit einem Gesamtdurchmesser von $125 \mu\text{m}$ (abgesehen von Schutzschichten) wurde Datenübertragung bei einer Rate von 32 Tbit/s über eine Länge von 82 km ohne Zwischenverstärker demonstriert [49]. Würde man die gleiche Datenrate über ein hochwertiges, entzerrtes elektrisches Kabel ($B_0 = 10^{18}$ bit/s) mit der gleichen Länge übertragen, wäre nach Gl. (2.1) ein Kabel mit einem Durchmesser von etwa 460 m erforderlich. Beziehungsweise wäre über ein elektrisches Kabel mit einem Durchmesser von $125 \mu\text{m}$ und einer Länge von 82 km Datenübertragung bei einer maximalen Rate von 1,8 bit/s möglich.

Für die in [49] demonstrierte Datenrate im Weitverkehr wurde ein großer technischer Aufwand betrieben, welcher für optische Datenverbindungen innerhalb von Leiterplatten zunächst aufgrund der Kosten und des Energiebedarfs mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht Verwendung finden wird. Für einen realistischen Vergleich der möglichen Datenrate von optischen und elektrischen Chip-to-Chip-Verbindungen wird angenommen, dass Sendelaser, und zwar VCSEL, direkt moduliert werden. Die maximale Datenrate optischer Verbindungen ist unter dieser Annahme durch die Geschwindigkeit heute erhältlicher Photodioden und direkt modulierbarer VCSEL gegeben. VCSEL und entsprechende Photodioden sind für eine Datenrate von bis zu 40 Gbit/s am Markt erhältlich, beide bei einer nominellen Wellenlänge von 850 nm [50]. Als Anhaltswert für die Abmessungen von Lichtwellenleitern wird ein nach Abb. 1.1 hergestellter Wellenleiter, allerdings mit einem einzigen Kern, und einer Länge von 12 cm betrachtet. Entsprechend den Ergebnissen

des Abschnitts 3.2.4 wird für vernachlässigbares optisches Übersprechen von einem Minimalabstand von $50\ \mu\text{m}$ zwischen parallelen Lichtwellenleitern ausgegangen. Wird eine Vielzahl solcher Lichtwellenleiter in einem quadratischen Raster angeordnet, so benötigt ein Wellenleiter eine transversale Fläche von $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m} = 2,5 \cdot 10^{-9}\ \text{m}^2$. Der Platzbedarf von Laser und Photodioden sowie deren eventuell benötigte Ansteuerelektronik werden hier nicht berücksichtigt. Für die Berechnung der maximalen Datenrate einer elektrischen Verbindung mit gleichem Durchmesser und gleicher Länge wird $B_0 = 10^{15}\ \text{bit/s}$ angenommen. Auf dieser elektrischen Leitung könnten nach Gl. (2.1) Daten mit einer maximalen Rate von $174\ \text{Mbit/s}$ übertragen werden, während die optische Verbindung Datenübertragung bei $40\ \text{Gbit/s}$ zulässt. Somit erlaubt die heute verfügbare optische Technologie unter den getroffenen Annahmen bereits die 230-fache Datenrate gegenüber einer elektrischen Leitungen innerhalb des gleichen transversalen Querschnitts.

2.3 Leistungsbedarf und Wärmeabfuhr

Einer der Hauptgründe, warum in Zukunft in leistungsfähigen Rechnern optische Datenverbindungen zwischen einzelnen Prozessoren auf Leiterplatten elektrische Leitungen ersetzen werden, ist der potentiell geringere Energiebedarf pro übertragenem Bit. Drei Gründe bewegen Hersteller und Betreiber von Rechnern, den Leistungsbedarf von Datenverbindungen in Großrechnern zu reduzieren:

- Bei Datenzentren, beispielsweise von Google, liegen die Kosten der benötigten Energie von Servern innerhalb deren Lebensdauer bereits heute in der Größenordnung der Anschaffungskosten [51]. Der Energiebedarf der Chip-to-Chip-Verbindungen liegt in der Größenordnung von 13 % des Gesamtbedarfs eines Datenzentrums, der Energiebedarf für die Wärmeabfuhr liegt in der gleichen Größenordnung [11]. Eine Reduktion der Energiekosten der Chip-to-Chip-Verbindungen hat also wesentliches Potential zu Erhöhung des Gewinns von Datenzentren.
- In [11] wird geschätzt, dass im Jahr 2005 Datenzentren weltweit einen Anteil in der Größenordnung von 1 % der gesamten elektrischen Energie verbrauchten. Eine weitere Schätzung im Jahr 2008 [52] ergab, dass global die Informations- und Kommunikationstechnologie (IKT) für 2 % der CO_2 Emissionen verantwortlich waren. Im Jahr 2007, so wird in [11] geschätzt, verbrauchten in den USA die Chip-to-Chip-Verbindungen von Datenzentren die gesamte, durch Fotovoltaik erzeugte, elektrische Energie. Weiters wird prognostiziert, dass im Jahr 2020 die gesamte IKT für die Emission von $1,4\ \text{Gt}\ \text{CO}_2$ verantwortlich sein wird, das sind 2,6 % der gesamten Emissionen. Nachdem dieser Anteil nicht unwesentlich ist, existieren auch ethische, bzw. politische Motive, den Energiebedarf von Rechnern zu reduzieren. Datenverbindungen innerhalb von Leiterplatten spielen dabei eine wesentliche Rolle.
- Eine wesentlich zwingendere Motivation, den Leistungsbedarf des Datentransports zwischen Chips in Zukunft zu reduzieren, ist die begrenzte, in einem Chip zur Verfügung stehende, gesamte Leistung. Laut einer Prognose von International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS) [53] wird die Gesamtleistung pro Chip bei akzeptablem Aufwand für die Wärmeabfuhr bei etwa $200\ \text{W}$ stagnieren [54, S. 82f]. Einzelprozessoren werden laut ITRS im Jahr 2015 eine Rechenleistung von $7,2\ \text{TFLOP/s}$ erreichen, im Jahr

2022 werden es 96,8 TFLOP/s sein. Die Datenraten, die von diesen hypothetischen Chips transportiert werden müssen, werden mit 88 Tbit/s für das Jahr 2015 prognostiziert und mit 230 Tbit/s für das Jahr 2022. Nimmt man an, dass 20% der gesamten Chipleistung für den Datentransport zugewiesen sind [11], steht im Jahr 2015 eine Energie von 490 fJ/bit für den Transport zur Verfügung, im Jahr 2022 nur mehr 170 fJ/bit. Ein solch geringer Energiebedarf pro übertragenem Bit wird nur durch optische Verbindungen realisierbar sein. Nach [11] sollten optische Verbindungen, um heute mit elektrischen Leitungen hinsichtlich Energiebedarf konkurrieren zu können, maximal 1000 fJ/bit benötigen. Das Ziel der Entwicklungen in den nächsten Jahren sollten Verbindungen mit einem Bedarf von 100 fJ/bit sein.

2.3.1 Physikalische Grenzen des minimalen Energiebedarfs elektrischer und optischer Datenverbindungen

Bei elektrischer Kommunikation wird in einem stark vereinfachten Modell bei jedem übertragenen Bit die gesamte Leitungskapazität oder ein Teilstück⁵ mit der Signalspannung geladen. Die physikalisch unüberwindbare Untergrenze des Energiebedarfs pro Bit E_{el} ist nach [11] durch

$$E_{\text{el}} \geq C_{\text{el}} \cdot U_{\text{s}}^2 \quad (2.2)$$

gegeben, wobei C_{el} jene Leitungskapazität ist, welche pro Bit geladen wird und U_{s} die Signalspannung ist. Dabei wurden verlustfreie Sender, Empfänger und Leiter vorausgesetzt. Nachdem die längenbezogene Leitungskapazität C' nach [48] für alle hochwertigen elektrischen Leitungen in der gleichen Größenordnung von $C' \approx 2 \text{ pF/cm}$ liegt, kann die erforderliche Leistung bei gegebener Länge nur durch Reduktion der Signalspannung reduziert werden.

Optische Datenverbindungen benötigen potentiell wesentlich weniger Energie pro übertragenem Bit, da aufgrund der Photonennatur des Lichts nicht die gesamte Leitung geladen werden muss, sondern – wieder unter der Annahme verlustfreier Sender, Empfänger und Wellenleiter – lediglich die Kapazität der Photodiode am Empfänger. Weiter wird angenommen, dass die Photodiode direkt (ohne Zwischenverstärker) am weiterverarbeitenden Chip angeschlossen ist und somit auch keine Energie für einen Verstärker nötig ist. Die unüberwindbare Untergrenze für die Energie pro übertragenem Bit einer optischen Übertragungsstrecke, E_{p} , ist unter diesen Annahmen nach [11] gegeben durch

$$E_{\text{p}} \geq C_{\text{d}} \cdot U_{\text{s}} \frac{hf}{e}, \quad (2.3)$$

wobei C_{d} die Kapazität der Photodiode ist, h das Plancksche Wirkungsquantum, f die Frequenz des Lichts, e die Elementarladung und U_{s} der erforderliche Spannungshub, um einen elektrischen

⁵Unter der Annahme, dass eine logische *Null* dem Spannungspegel 0 entspricht und eine *Eins* der Signalspannung, wird die Leitungskapazität nur bei jeder *Eins* geladen. Geladen wird entweder die gesamte Leitungslänge oder die Impulslänge eines Bits, je nachdem, welche Länge kürzer ist.

Chipeingang zu steuern. Die Spannung hf/e ist bei Wellenlängen von etwa $1\ \mu\text{m}$ in der Größenordnung von $1\ \text{V}$. Für die Frage nach der Grenzlänge, ab der optische Datenübertragung weniger Energie pro Bit als die elektrische Übertragung benötigt, wird eine Photodiodenkapazität von heute am Markt befindlichen Photodioden von $C_d = 100\ \text{fF}$ [55] und ein erforderlicher Spannungshub von $U_s = 100\ \text{mV}$ angenommen. Verglichen wird die optische Verbindung mit einer elektrischen Leitung mit einer längenbezogenen Kapazität von $C' = 2\ \text{pF/cm}$ und einer Signalspannung von ebenfalls $U_s = 100\ \text{mV}$. Mit Gleichungen (2.2) und (2.3) ergibt sich eine Gleichheit des Energieverbrauchs, wenn die Kapazität der Photodiode C_d etwa um den Faktor 10 geringer ist als die Leitungskapazität C_{el} . Die unter diesen Annahmen errechnete Grenzlänge beträgt $5\ \text{mm}$. Unter der hypothetischen Annahme einer Kapazität von $C_d = 1\ \text{fF}$ [11, 56], errechnet man, dass optische Datenübertragung hinsichtlich Energieverbrauch bereits ab einer Leitungslänge von $50\ \mu\text{m}$ günstiger gegenüber elektrischer Datenübertragung ist.

2.3.2 Simulationen

Für den in Abschnitt 2.3.1 durchgeführten Vergleich wurde nur die zu ladende Leitungs- bzw. Photodiodenkapazität betrachtet, außerdem wurden verlustfreie Sender, Leitungen und Empfänger betrachtet. Unter diesen Annahmen sinkt bei elektrischen Leitungen mit zunehmender Datenrate die benötigte Leistung, da die Impulslänge eines Bits auf der Leitung sinkt und somit die pro Bit zu ladende Leitungskapazität. Bei realistischen Systemen sind auch innerhalb des Senders und Empfängers Kapazitäten vorhanden, welche bei jedem Bit geladen werden müssen, weshalb der Leistungsbedarf bei Sender und Empfänger mit zunehmender Datenrate steigt. Im Jahr 1988 [57] wurden bei einer Simulation auch die Kapazitäten von Sender und Empfänger berücksichtigt und ermittelt, oberhalb welcher Grenzlänge optische Datenverbindungen im Vergleich zu elektrischen Leitungen einen geringeren Leistungsbedarf haben. Es wird argumentiert, dass die Schaltverluste innerhalb von Sendern und Empfängern hauptsächlich von deren Anstiegszeit abhängen. Die gesamte Effizienz der optischen Verbindung wurde mit 9% angenommen, worin Wirkungsgrad des Lasers, der Photodiode und optische Verluste entlang der Ausbreitung inkludiert sind. Die Schwellleistung des Lasers wurde mit $1\ \text{mW}$ festgelegt. Die Kapazität der Photodiode betrug in dieser Simulation $5,3\ \text{fF}$ und am Empfänger waren $17\ \text{fF}$ zu laden. Es wurden also aus heutiger Sicht durchaus realisierbare Annahmen getroffen. Bei einer Anstiegszeit von $2,5\ \text{ns}$ wurde eine Grenzlänge von $2\ \text{mm}$ errechnet. Aus Fig. 8 in [57] ist bei heute durchaus realisierbaren Anstiegszeiten von wenigen $10\ \text{ps}$ die Grenzlänge aus diesem Diagramm leider nicht mehr abzulesen. Für eine Anstiegszeit von $200\ \text{ps}$ kann man eine Grenzlänge von nur mehr etwa $0,6\ \text{mm}$ entnehmen.

In [9] wurde im Jahr 2004 die hier diskutierte Grenzlänge erneut durch eine Simulation abgeschätzt. Es wird beachtet, dass bei digitalen elektrischen Verbindungen mit steigender Datenrate die Verluste auf der Leitung aufgrund des Skin效ekts und der dielektrischen Verluste zunehmen. Es werden auch sämtliche Verluste sowohl an elektrischen als auch optischen Sendern und Empfängern berücksichtigt. Nachdem die optischen Verluste unabhängig von der Datenrate sind, haben optische Verbindungen oberhalb einer bestimmten Länge der Verbindungen einen geringeren Leistungsbedarf. Das Ergebnis in dieser Veröffentlichung besagt, dass bei den getroffenen Annahmen der Technologie bei einer Datenrate von $6\ \text{Gbit/s}$ die Grenzlänge $43\ \text{cm}$ beträgt. Der Leistungsbedarf bei dieser Grenzlänge beträgt in der Simulation etwa $21\ \text{mW}$, das entspricht einem Bedarf von $3,5\ \text{mW}/(\text{Gbit/s})$ bzw. $3,5\ \text{pJ/bit}$.

In [58] wird darauf aufmerksam gemacht, dass der minimal mögliche Energiebedarf von optischen Verbindungen stark von der zugrunde gelegten Technologie abhängt. In einer Simulation werden vier verschiedene Architekturen unter anderem hinsichtlich Leistungsbedarf verglichen. Eine Technologie verwendet direkt modulierte VCSEL und PIN⁶-Photodioden, drei verwenden Metall-Halbleiter-Metall-Photodioden und entweder Elektro-Absorptions-Modulatoren (EAM), Ringresonator-Modulatoren (RRM) oder Mach-Zehnder-Modulatoren (MZM), welche das Licht eines kontinuierlich betriebenen Lasers modulieren. Es wurde der Bedarf sämtlicher Komponenten der Übertragungsstrecke, wie Ansteuerelektronik für den Laser, Modulatoren und Transimpedanzverstärker berücksichtigt. Die Technologien werden bei einer Datenrate von 18 Gbit/s verglichen. Es wird berechnet, dass aus heutiger Sicht mit der VCSEL-basierten Technologie Verbindungen mit einem Bedarf von 0,748 pJ/bit pro Kanal realisierbar sind, die EAM-basierte Technologie soll den Betrieb bei einem Bedarf von nur 0,376 pJ/bit ermöglichen, die RRM-basierte Technologie bei 0,381 pJ/bit und die MZM-basierte Technologie benötigt 3,56 pJ/bit. Abgesehen von der MZM-basierten Architektur unterschreiten nach dieser Simulation sämtliche Technologien den in [11] angegebenen Bedarf von 1 pJ/bit, um mit elektrischen Leitungen in Zukunft konkurrieren zu können.

2.3.3 Experimente

In [59] wurden Chip-to-Chip-Verbindungen mit direkt modulierten VCSEL und PIN-Photodioden mit einem Bedarf von 11 pJ/bit bei 10 Gbit/s pro Kanal realisiert. Weitere Analysen in dieser Veröffentlichung lassen jedoch einen Bedarf von nur 1 pJ/bit in naher Zukunft erwarten, und Experimente mit CMOS-Ringresonatoren lassen sogar den Schluss zu, dass in ferner Zukunft Übertragungsstrecken mit einem Bedarf von 0,3 pJ/bit hergestellt werden können.

Bei Experimenten an der TU Wien wurde optische Datenübertragung innerhalb von Leiterplatten bei einer Datenrate von 2,5 Gbit/s und einer benötigten Leistung von 10 mW, das entspricht einem Bedarf von 4 pJ/bit, demonstriert [10]. Die Leistung beinhaltet den Bedarf von VCSEL-Treiber und Transimpedanzverstärker.

In [60] wurden Empfänger mit einem Bedarf von 0,6 pJ/bit bei einer Datenrate von 10 Gbit/s vorgestellt. In [61] wurden optische Verbindungen mit einer benötigten Gesamtleistung von 15,1 mW, ebenfalls bei einer Datenrate von 10 Gbit/s, das entspricht einem Bedarf von ca. 1,5 pJ/bit präsentiert. In dieser Veröffentlichung wurden zwar Übertragungssysteme auf Glasfaser-Basis diskutiert, sie zeigt aber, dass es durchaus denkbar ist, auch für opto-elektronische Leiterplatten Bauteile mit so geringem Leistungsbedarf zu entwickeln.

2.4 Zusammenfassung und Ausblick

Obwohl viele Vorzüge von optischen Verbindungen gegenüber elektrischen Leitungen innerhalb von Leiterplatten aufgezählt wurden, wurde bislang noch keine Leiterplatte mit optischen Verbindungen kommerziell produziert. Jahrzehntelange Erfahrung, geringere Kosten und die höhere Zuverlässigkeit sind die Hauptgründe, warum derzeit auch in den leistungsfähigsten Computern elektrische Verbindungen aus der Sicht von Hersteller und Betreiber attraktiver erscheinen. IBM

⁶PIN ... **P**ositive **I**ntrinsic **N**egative

forderte im Jahr 2006 um den Faktor 10 niedrigere Kosten für Komponenten optischer Chip-to-Chip-Verbindungen als jener damals am Markt erhältlichen, um elektrische Leitungen wirtschaftlich zu ersetzen [44]. Außerdem ist bei Großrechnern aufgrund der sehr hohen Anzahl eine hohe Verfügbarkeit der Datenverbindungen notwendig, welche mit direkt modulierten VCSEL aus heutiger Sicht nicht erfüllt werden kann. Durch sinkende Herstellungskosten, ausgelöst durch höhere Stückzahlen, bei einer höheren Verfügbarkeit durch den Einsatz von elektro-optischen Modulatoren könnten diese beiden Anforderungen erreicht werden.

Bei heutigen Supercomputern wird die Rechenleistung Großteils durch zunehmende Parallelisierung von Chips erreicht, womit Geschwindigkeiten von bis zu zehn Billionen Gleitkommaoperationen pro Sekunde erreicht werden. Der „K Computer“ [6] hat beispielsweise über 68 000 parallel arbeitende Prozessoren, die enorme Mengen an Daten austauschen. Diese Technologie lässt systeminterne Datenraten in naher Zukunft unüberwindbare physikalische Grenzen von elektrischen Leitungen erreichen, sodass die Verarbeitungsgeschwindigkeit zukünftiger Systeme tatsächlich durch die Leistungsfähigkeit interner elektrischer Verbindungen limitiert sein wird [62]. Die begrenzte Datenrate von elektrischen Leitungen und der zunehmende Aufwand der Wärmeabfuhr, verursacht durch den Datentransport, stellen Entwickler geradezu vor die Notwendigkeit, nach alternativen Datenverbindungen zu suchen. Optische Datenverbindungen sind eine vielversprechende Alternative, da sie das Potential für weit höhere Datenraten bei geringerem Energieverbrauch bieten. Entwickler und Betreiber von Supercomputern, Datenzentren und leistungsfähigen Routern sollten durch das Potential, den Gewinn durch Reduktion der Energiekosten zu erhöhen, zusätzlich motiviert sein, optische Datenverbindungen zu entwickeln. Auch Hersteller mobiler Geräte, speziell in der Telekommunikation, können durch den Einsatz von optischen Verbindungen innerhalb der Leiterplatten profitieren. Der geringere Platzbedarf, das geringere Gewicht und der Wegfall von elektrischen Schirmungen ermöglichen die Entwicklung von leistungsfähigeren Geräten die gleichzeitig kleiner und leichter sind.

Forschungs- bzw. Entwicklungsarbeit auf diesem Gebiet erscheint derzeit besonders interessant, da sowohl theoretisch als auch experimentell gezeigt wurde, welches Potential optische Datenübertragung hinsichtlich Datenrate und Energieverbrauch gegenüber elektrischen Leitungen auch innerhalb von Leiterplatten bietet. Das Hauptaugenmerk sollte jetzt auf der Entwicklung von hocheffizienten elektro-optischen Wandlern und Empfängern liegen, welche gleichzeitig eine sehr hohe Zuverlässigkeit bieten. Sollte es gelingen, die elektro-optische und opto-elektronische Wandlung in Chips zu integrieren, würde das den Durchbruch von optischen Verbindungen innerhalb von Leiterplatten bedeuten. Nicht zuletzt sind Herstellungsverfahren von Wellenleitern, die Integration der elektro-optischen Komponenten sowie automatisierte Verfahren für deren optische Ausrichtung zueinander für industrielle Umgebungen und hohe Stückzahlen zu entwickeln.

Kapitel 3

Mehrfachkern-Wellenleiter

In diesem Kapitel wird für die Berechnungen in Kapitel 5 ein Modell eines Wellenleiters erstellt, welches Messergebnisse vom Fraunhofer Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik an einem realen Wellenleiter, der nach Abb. 1.1 hergestellt wurde, nachbildet. Fundamentale Eigenschaften werden berechnet. Bei der Herstellung dieses Mehrfachkern-Wellenleiters werden insgesamt sieben Einzelkernen eingeschrieben, wobei einer zentral und sechs weitere hexagonal angeordnet werden. Die Intensitätsverteilung des Schreiblasersstrahls im Brennpunkt ist dabei etwa dreidimensional gaußförmig. Aufgrund der Intensitätsabhängigkeit des Zwei-Photonen-Absorptions-Prozesses (Two-Photon Absorption, TPA) entstehen Einzelkerne, die auch eine näherungsweise gaußförmige transversale Brechungsindexverteilung aufweisen. Leicht abweichend von der Realität wird die Brechungsindexverteilung der Wellenleiter für Simulationen in Ausbreitungsrichtung uniform angenommen. Genau genommen erzeugt der Schreiblaser, da er gepulst betrieben wird (siehe Kapitel 1), ein in Ausbreitungsrichtung periodisch variierendes Brechungsindexprofil. Dies kann mit beiden in Kapitel 5 vorgestellten Berechnungsmethoden aufgrund deren Natur nicht berücksichtigt werden. Gerechtfertigt wird diese Modellierung dadurch, dass die periodischen Änderungen des Brechungsindex in Ausbreitungsrichtung sehr gering im Vergleich zu den maximalen transversalen Änderungen sind.

- In Abschnitt 3.1 wird ausgehend von der Wellenleiterstruktur, die bei dem in Kapitel 1 gezeigten Herstellungsprozess entsteht, ein Modell der Brechungsindexverteilung des Mehrfachkern-Wellenleiters vorgestellt.
- In Abschnitt 3.2 wird die Methode der finiten Differenzen behandelt, welche zur numerischen Berechnungen physikalischer Eigenschaften des Mehrfachkern-Wellenleiters dient. Eigenmoden, Dispersionsdiagramme und Überkopplung zwischen Einzelkernen werden berechnet und interpretiert.

3.1 Modellierung

Abbildung 3.1 zeigt die transversale Brechungsindexverteilung des zugrunde gelegten Modells für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen in einem kartesischen Koordinatensystem (x, y) . Es wurden sieben sich leicht überlappende Einzelkerne mit gaußförmiger transver-

saler Brechungsindexverteilung angenommen. Das Koordinatensystem wurde so gewählt, dass der Ursprung im Mittelpunkt des zentralen Kerns liegt und die y -Achse drei Wellenleiterkerne schneidet. Dieses transversale Koordinatensystem wird für sämtliche Simulationen in dieser Arbeit verwendet. Der Abstand zwischen dem zentralen und einem äußeren Wellenleiterkern beträgt $\rho_K = 25 \mu\text{m}$. Abbildung 3.1(a) zeigt den Konturplot der transversalen Brechungsindexverteilung und den Parameter der Gaußverteilung $w_{0,n}^1 = 7,6 \mu\text{m}$. Der Brechungsindexverlauf für $x = 0$ bzw. $y = 0$ ist in Abb. 3.1(b) dargestellt, wobei der maximale bzw. minimale Brechungsindex $n_1 = 1,518$ und $n_2 = 1,515$ ist. Abbildung 3.1(c) zeigt die zugehörige dreidimensionale Darstellung. Die Berechnung des transversalen Brechungsindexprofils $n(x, y)$ erfolgt über

$$n(x, y) = n_2 + \Delta n(x, y), \quad (3.1)$$

$$\Delta n(x, y) = (n_1 - n_2) \cdot \frac{\Delta N(x, y)}{\max(\Delta N)} \quad (3.2)$$

und

$$\begin{aligned} \Delta N(x, y) = \exp \left[- \left(\frac{x}{w_{0,n}} \right)^2 - \left(\frac{y}{w_{0,n}} \right)^2 \right] + \\ \sum_{k=1}^6 \exp \left\{ - \left[\frac{x - \rho_K \cdot \cos(\pi(2k+1)/6)}{w_{0,n}} \right]^2 - \left[\frac{y - \rho_K \cdot \sin(\pi(2k+1)/6)}{w_{0,n}} \right]^2 \right\} \end{aligned} \quad (3.3)$$

wobei $\Delta n(x, y)$ den absoluten, $\Delta N(x, y)$ den relativen Brechungsindexunterschied zwischen Mantel und Kern darstellt.

¹Dieser Parameter ist so definiert, dass der Brechungsindex eines Einzelkerns den Wert $n = n_2 + (n_1 - n_2)/e$ im Abstand $w_{0,n}$ von seinem Mittelpunkt hat (e ... Eulersche Zahl).

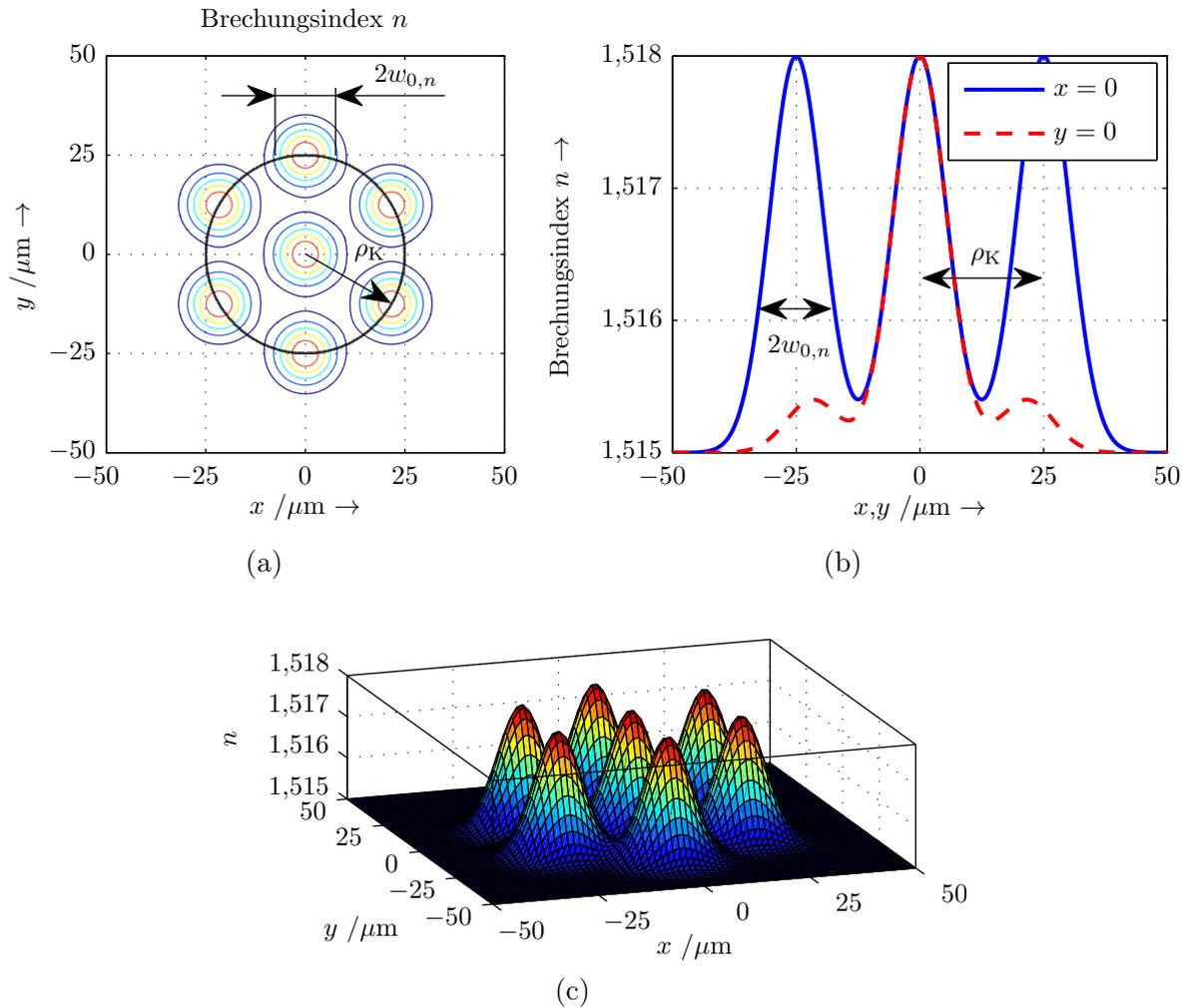


Abbildung 3.1: Transversales Brechungsindexprofil des Mehrfachkern-Wellenleiters, (a) Konturplot, (b) transversaler Verlauf durch $x = 0$ bzw. $y = 0$ und (c) dreidimensionale Darstellung.

3.2 Berechnung grundlegender Eigenschaften

Um ein Verständnis der physikalischen Eigenschaften der zugrunde gelegten Wellenleiterstruktur zu entwickeln, wurden Eigenmoden, ein Dispersionsdiagramm und Kopplungskoeffizienten zwischen Einzelkernen berechnet. Eine zentrale Frage dabei war, ob diese Struktur als sieben parallele, voneinander unabhängige Wellenleiter betrachtet werden kann, oder ob Berechnungen nur an der Einheit, bestehend aus sieben Kernen zulässig sind.

Im Allgemeinen werden unterschiedliche Feldverteilungen und Ausbreitungskonstanten bei Anregung eines Wellenleiters durch unterschiedlich polarisiertes Licht erwartet. Durch den geringen Brechungsindexunterschied zwischen Kern und Mantel des Wellenleiters gerechtfertigt, wurde in sämtlichen Berechnungen von schwacher Führung ausgegangen. Das beinhaltet die Annahme, dass die Feldlinien der elektrischen Feldstärke E zueinander parallel verlaufen, ebenso die Feld-

linien der magnetischen Feldstärke H . Die Beträge der vier Komponenten der elektrischen und magnetischen Felder sind voneinander linear abhängig. Diese Komponenten sind das elektrische Feld in x -Richtung, E_x , das elektrische Feld in y -Richtung, E_y , das magnetische Feld in x -Richtung, H_x und das magnetische Feld in y -Richtung, H_y [63].

Eine zweckmäßige Darstellung beispielsweise der elektrischen Feldstärke in x -Richtung in einem beliebigen Punkt des Wellenleiters ist

$$E_x(x, y, z) = A_0 \cdot \Phi(x, y) \cdot e^{-j\beta z} \quad (3.4)$$

mit der Amplitude A_0 des elektrischen Felds ($[A_0] = \text{V/m}$). Die Koordinate z des kartesischen Koordinatensystems ist parallel zur Achse des Wellenleiters und ist gleichzeitig die Ausbreitungsrichtung, j ist die Imaginäre Einheit und β die Ausbreitungskonstante. Mit im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Methoden wird ein dimensionsloses, skalares Feld $\Phi(x, y)$ berechnet, welches eine der vier möglichen Feldkomponenten repräsentiert. Die mit Gl. (3.4) verknüpfte magnetische Feldstärke ist durch

$$H_y(x, y, z) = \frac{n_1}{Z_0} \cdot A_0 \cdot \Phi(x, y) \cdot e^{-j\beta z} \quad (3.5)$$

gegeben, wobei $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} \approx 377 \Omega$ der Wellenwiderstand des leeren Raums ist, ε_0 die elektrische Feldkonstante und μ_0 die magnetische Feldkonstante. Dabei wurde aus [64] die Beziehung

$$H_y(x, y) = \frac{n_1}{Z_0} \cdot E_x(x, y) \quad (3.6)$$

für schwach führende Gradientenindex-Wellenleiter übernommen. Die Komponenten E_y und H_x sind über

$$H_x(x, y) = -\frac{n_1}{Z_0} \cdot E_y(x, y) \quad (3.7)$$

verknüpft.

Aus der Ausbreitungskonstante β der verschiedenen Moden eines Wellenleiters lässt sich die normierte Ausbreitungskonstante

$$B = \frac{\beta^2 - k_0^2 n_2^2}{k_0^2 n_1^2 - k_0^2 n_2^2} = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.8)$$

definieren, wobei

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0}, \quad (3.9)$$

der effektive Brechungsindex ist und

$$k_0 = 2\pi \frac{c_0}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}, \quad (3.10)$$

die Wellenzahl des leeren Raums mit der Lichtgeschwindigkeit des leeren Raums c_0 und der Wellenlänge λ ist.

Bei einem Eigenmodus eines Wellenleiters hat der effektive Brechungsindex einen Wert zwischen dem maximalen und minimalen Brechungsindex der Struktur,

$$\boxed{n_2 \leq n_{\text{eff}} \leq n_1}. \quad (3.11)$$

Gleichung (3.8) lässt erkennen, dass dies analog zu

$$\boxed{0 \leq B \leq 1} \quad (3.12)$$

ist.

3.2.1 Die Methode der finiten Differenzen

Eigenmoden und Dispersionsdiagramme von Wellenleiter werden im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe der Methode der finiten Differenzen in skalarer² Form [63, 65] berechnet. Basis für diese Methode ist die sogenannte skalare Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + (k_0^2 \varepsilon_r - \beta^2 \Phi) = 0 \quad (3.13)$$

wobei $\frac{\partial^2}{\partial x^2}$ bzw. $\frac{\partial^2}{\partial y^2}$ die zweiten partiellen Ableitungen nach x bzw. y sind. Diese Gleichung impliziert, dass die transversalen Änderungen der relativen Permittivität Null sind,

$$\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial x} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial y} = 0. \quad (3.14)$$

Diese Vernachlässigung ist durch den geringen transversalen Brechungsindexunterschied ($(n_1 - n_2)/n_1 \ll 1$) des Wellenleiters gerechtfertigt [64]. Diese Methode berücksichtigt keine Materialdämpfung, es wird angenommen, dass sich die Amplitude von Eigenmoden entlang der Ausbreitung nicht ändert. Berechnungen werden auf die sogenannte Eigenmoden-Matrixgleichung

$$\mathbf{A}\underline{\Phi} = \beta^2 \underline{\Phi}, \quad (3.15)$$

zurückgeführt, wobei Eigenvektoren $\underline{\Phi}$ mit den dazugehörigen Eigenwerten β^2 der sogenannten Globalen Matrix \mathbf{A} gesucht werden. Die Eigenmoden-Matrixgleichung ist so aufgebaut, dass Eigenvektoren $\underline{\Phi}$ eine transversale Feldverteilung in Form eines Spaltenvektors repräsentieren. Wird

²vgl. semivektorielle Formen

die Fläche, in der die Berechnung stattfindet, in M_x Punkte in x -Richtung und in M_y Punkte in y -Richtung diskretisiert, hat der Vektor Φ die Länge $(M_x \times M_y)$. Zur Visualisierung einer Lösung wird der Vektor in die Form $\Phi(x, y)$ mit der Größe $M_x \times M_y$ gebracht. Sämtliche Eigenvektoren sind dabei zueinander orthogonal. Die Globale Matrix \mathbf{A} ist von der Brechungsindexverteilung, den Diskretisierungspunkten und der Wellenlänge λ abhängig (der genaue Aufbau dieser Matrix wurde in [65] ausführlich diskutiert). Die Größe von \mathbf{A} ist $(M_x \times M_y) \times (M_x \times M_y)$, somit belastet eine zunehmende Anzahl von Punkten Hauptspeicher und Rechenzeit von Computern enorm.

Die Eigenwerte β^2 der Gl. (3.15) stellen das Quadrat der Ausbreitungskonstante der verschiedenen Moden dar. Im Allgemeinen existieren zur Eigenmoden-Matrixgleichung (3.15) $(M_x \times M_y)$ Lösungen. Eine Lösung repräsentiert genau dann einen Eigenmodus, wenn Gl. (3.11) bzw. Gl. (3.12) erfüllt ist.

Vergleich mit einer analytischen Methode: Um die Genauigkeit der Ergebnisse der Methode der finiten Differenzen abzuschätzen und geeignete Abmessungen der Simulationsfläche für Berechnungen am Mehrfachkern-Wellenleiter (vgl. Abb. 3.1) sowie eine hinreichende Anzahl von Diskretisierungspunkten zu finden, wurden radiale Verläufe berechneter elektrischer Feldstärken mit den Ergebnissen einer analytischen Methode verglichen. Dafür wurde ein Wellenleiter gewählt, für den eine analytische Lösung existiert, nämlich ein zirkulärsymmetrischer Stufenindexwellenleiter. Für die Berechnung mit der analytischen Methode wurde ein Kern mit dem Brechungsindex n_1 und ein unendlich ausgedehnter Mantel mit dem Brechungsindex n_2 angenommen [64, 66]. Für die Lösungen des radialen Verlaufs der elektrischen Feldstärke werden innerhalb des Kerns Besselfunktionen und außerhalb modifizierte Besselfunktionen zweiter Art angesetzt. Zur Unterscheidung der Moden wird die LP_{lp} Kennzeichnung verwendet. Der Index l gibt dabei die Anzahl der Feldstärkemaxima in azimuthaler Richtung an, p die Anzahl in radialer Richtung. Die Brechungsindizes des Kerns, bzw. des Mantels wurden mit $n_1 = 1,518$ bzw. $n_2 = 1,515$ gewählt. Der Radius des Wellenleiterkerns wurde mit $\rho = 7,6 \mu\text{m}$ so gewählt, dass die erwartete Anzahl der Eigenmoden ähnlich zu jener eines Einzelkerns des in Abb. 3.1 vorgestellten Modells ist. Es wurde eine Wellenlänge von $\lambda = 850 \text{ nm}$ festgelegt, das entspricht einer normierten Frequenz von

$$V = \frac{2\rho\pi}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = 5,356, \quad (3.16)$$

wobei als Bezugsgröße der Radius ρ des Wellenleiterkerns dient. Nicht-rotationssymmetrische LP_{lp} -Moden³ können in zwei verschiedenen (zueinander orthogonalen) azimuthalen Orientierungen, welche um $90^\circ/l$ gedreht sind, existieren. Außerdem kann jeder Modus in zwei verschiedenen Polarisationsrichtungen auftreten. Moden, welche die gleiche Ausbreitungskonstante haben und sich nur durch diese Eigenschaften unterscheiden, nennt man entartete Moden. Fasst man entartete Moden zusammen, sind bei dem für den Vergleich gewählten Stufenindex-Wellenleiter fünf verschiedene Moden ausbreitungsfähig.

Der bei der analytischen Methode angenommene, unendlich ausgedehnte Mantel wird umso besser angenähert, je größer die transversale Simulationsfläche gewählt wird. Bei äquidistanter

³ LP_{lp} -Moden mit $l \neq 0$

Diskretisierung und konstanter Anzahl von Diskretisierungspunkten bleiben dann aber immer weniger Punkte innerhalb des Wellenleiterkerns, wo aber gerade die stärksten Änderungen des Felds zu erwarten sind. Es existieren also Abmessungen der Simulationsfläche, welche die geringste Abweichung des Ergebnisses der Methode der finiten Differenzen zur exakten Lösung erwirkt. Die geringste Abweichung wurde mit Abmessungen von etwa $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ erreicht. In Hinblick auf Berechnungen am Mehrfachkern-Wellenleiter mit einer größeren transversalen Ausdehnung wurde eine Fläche von $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ gewählt.

Es ist prinzipiell auch möglich, die Berechnungsfläche nicht-äquidistant zu diskretisieren. Man würde dabei im Bereich des Kerns die Abstände zwischen den Simulationspunkten geringer wählen als im Mantel. Dies hätte den Vorteil, dass man sowohl eine feinmaschige Diskretisierung im Bereich mit den stärksten Änderungen des Feldes – im Kern – realisieren könnte und gleichzeitig einen sehr weit ausgedehnten Mantel bei vergleichsweise geringer Anzahl von Punkten simulieren könnte. Laut [63] entsteht dabei durch die Methode bedingt ein zusätzlicher Rechenfehler, die Komplexität steigt, das Programm wäre weniger flexibel. Die Kapazität des Hauptspeichers aktueller Computer erlaubt eine hinreichend feinmaschige Diskretisierung im gesamten Simulationsbereich. Aus diesem Grund und aufgrund oben genannter Nachteile wurde auf nicht-äquidistante Diskretisierung verzichtet. Für den Großteil der Simulationen wurde eine Anzahl von 513×513^4 Punkten gewählt, womit ein guter Kompromiss zwischen Rechenzeit und Genauigkeit erreicht wurde.

Abbildung 3.2 zeigt das elektrische Feld der fünf ausbreitungsfähigen Moden durch den Mittelpunkt des Wellenleiters, berechnet sowohl mit der Methode der finiten Differenzen (also numerisch) als auch analytisch. Für die Darstellung wurden die Felder so normiert, dass ihr Maximum jeweils 1 ist. Zwei senkrechte Linien bei $x = -\rho$ und $x = +\rho$ deuten den Bereich des Wellenleiterkerns an. Die Simulationsfläche für die numerische Berechnung war $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ und es wurde eine Punktzahl von nur 513×513 gewählt. Berechnungen von Moden höherer Ordnung⁵ weisen bei der Methode der finiten Differenzen im Allgemeinen größere Fehler auf, da die transversalen Änderungen des berechneten Felds zunehmen. Die höchste Abweichung der normierten Felder wurde bei diesem Vergleich demnach beim LP_{31} -Modus festgestellt. Diese Differenz beträgt maximal 0,032, beim LP_{01} -Modus lediglich 0,009. Wesentlich höhere Moden und somit wesentlich stärkere transversale Änderungen des Felds treten bei Berechnungen im Rahmen dieser Arbeit nicht auf.

Nachdem mit Gln. (3.15) und (3.8) die normierte Ausbreitungskonstante für beliebige Wellenlängen berechnet werden kann, bietet die Methode der finiten Differenzen auch die Möglichkeit, ein Dispersionsdiagramm zu berechnen. Für eine Abschätzung der Genauigkeit wurde ein Dispersionsdiagramm für einen zirkulärsymmetrischen Stufenindex-Wellenleiter berechnet und mit der analytischen Lösung verglichen. Für die Berechnung mit der Methode der finiten Differenzen wurden die gleichen Parameter wie in der Simulation, gezeigt in Abb. 3.2, gewählt. Der Radius des Wellenleiterkerns betrug $\rho = 7,6 \mu\text{m}$ und die Brechungsindizes des Kerns, bzw. des Mantels

⁴Eine Diskretisierung des Simulationsbereichs in eine ungerade Anzahl von Punkten ist zweckmäßig, da ein Wert im Mittelpunkt der Fläche existiert. Um Speicherplatz für die Archivierung zu sparen, oder um Abbildungen mit geringerem Speicherbedarf zu erstellen, wurde häufig jede geradzahlige Zeile und Spalte aus der Wertematrix der berechneten Feldverteilung entfernt. Bei einer Diskretisierung in $2^n + 1, n = 1, 2, \dots$ Punkte kann dieser Vorgang auch mehrmals wiederholt werden, wobei der Wert im Mittelpunkt erhalten bleibt.

⁵In dieser Arbeit wird ein Modus, der gegenüber einem anderen Modus eine geringere normierte Ausbreitungskonstante hat, als Modus höherer Ordnung bezeichnet.

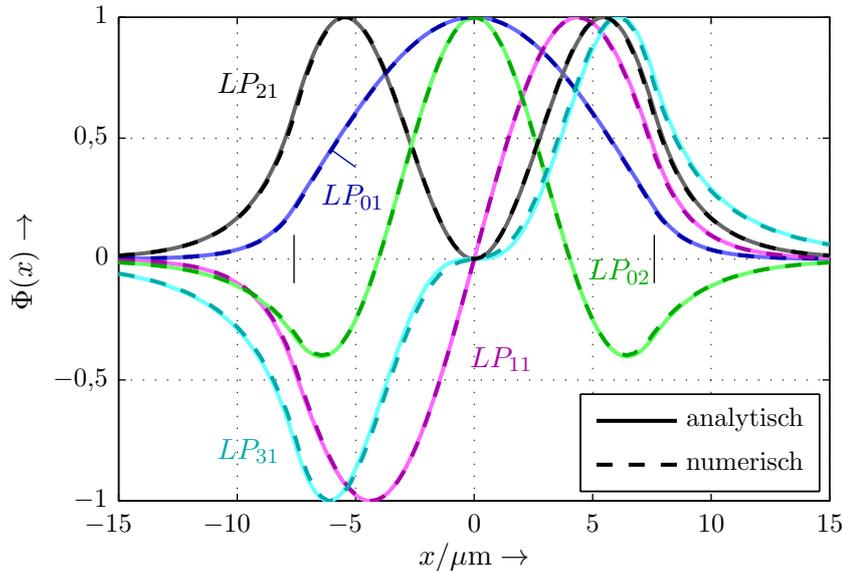


Abbildung 3.2: Transversaler Feldverlauf $\Phi(x)$ durch den Mittelpunkt eines zirkulärsymmetrischen Stufenindex-Wellenleiters, berechnet mit der Methode der finiten Differenzen und der analytischen Methode.

$n_1 = 1,518$ bzw. $n_2 = 1,515$. Der Simulationsbereich wurde auf $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ eingeschränkt und in 513×513 Punkte diskretisiert.

Abbildung 3.3 zeigt eine gute Übereinstimmung des Ergebnisses der Methode der finiten Differenzen mit der exakten Lösung. Nachdem für die analytische Lösung ein unendlich ausgedehnter Mantel angenommen wird, endet die Kurve der normierten Ausbreitungskonstante des Grundmodus im Ursprung des Diagramms. Bei sehr niedrigen normierten Frequenzen V ist das Feld eines Modus auch sehr weit in den Mantel ausgedehnt. Hingegen ist der Simulationsbereich bei der Methode der finiten Differenzen begrenzt, daher weichen die Ergebnisse beider Methoden für den Grundmodus mit abnehmendem V zunehmend voneinander ab. Erhöhte man die Abmessungen des Simulationsbereichs, würde die Ausbreitungskonstante des Grundmodus im Bereich niedriger V exakter berechnet werden. Bei äquidistanter Diskretisierung und gleicher Punkteanzahl würden dann aber weniger Berechnungspunkte im Bereich des Wellenleiterkerns zu Verfügung stehen, wodurch bei höheren Moden wieder größere Abweichungen der normierten Ausbreitungskonstante in Kauf genommen werden müssten (in [65] wurde dieses Problem bereits diskutiert). Bei den für diese Simulation verwendeten Parametern ist der durch den begrenzten Simulationsbereich entstandene zusätzliche absolute Fehler für $V \geq 1,2$ geringer als $6 \cdot 10^{-3}$. Bei Moden höherer Ordnung in diesem Diagramm ist der Betrag der maximalen Differenz der V -Werte $5 \cdot 10^{-3}$.

3.2.2 Berechnung der Eigenmoden

Es wurden mit der Methode der finiten Differenzen für den in Abschnitt 3.1 beschriebenen Wellenleiter sämtliche Eigenmoden berechnet. Dieses Ergebnis dient als Basis für die Methode der

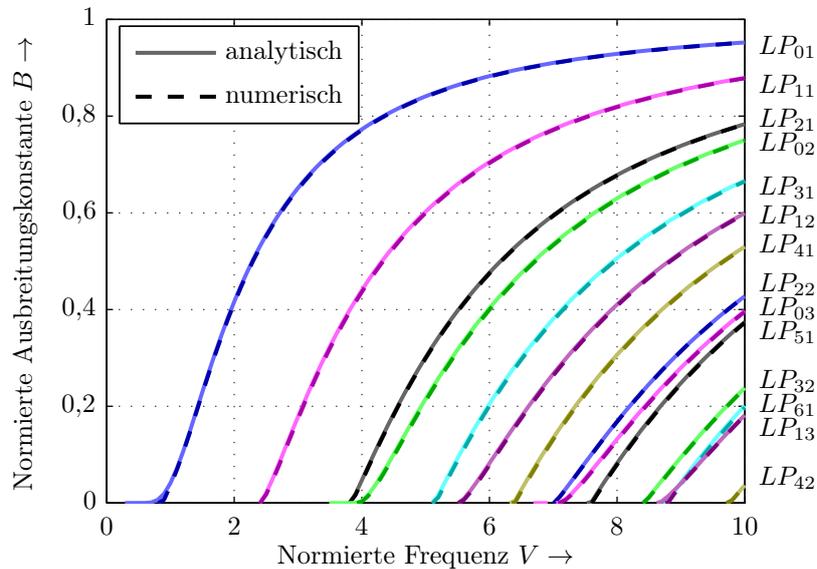


Abbildung 3.3: Dispersionsdiagramm eines zirkularsymmetrischen Stufenindex-Wellenleiters, berechnet mit der Methode der finiten Differenzen und der analytischen Methode. Rechts sind die zu den Kurven zugehörigen Modenkennzeichnungen angegeben.

Eigenmoden-Zerlegung (siehe Abschnitt 5.2). In den Abbildungen 3.4 bis 3.6 ist die transversale Verteilung der Feldstärke $\Phi^{(O)}(x, y)$ dieser Moden farbkodiert dargestellt. Zur Kennzeichnung der Moden wurde eine Ordnungszahl O eingeführt, die als hochgestellte Zahl angegeben ist und die mit abnehmender normierter Ausbreitungskonstante $B^{(O)}$ zunimmt⁶. Die Reihenfolge der Darstellung wurde mit steigender Ordnungszahl gewählt. Angelehnt an die Eigenschaften von in untersuchten Leiterplatten eingesetzten VCSEL, betrug die Wellenlänge $\lambda = 850 \text{ nm}$. Die Simulationsfläche war $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ und wurde in 513×513 Punkte diskretisiert. Die Berechnung mit diesen Parametern hat ergeben, dass $N = 49$ (zueinander orthogonale) Eigenmoden existieren (In [67] wurden mit der gleichen Methode 51 Moden ermittelt, wobei aber eine Simulationsfläche von $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ gewählt wurde). Um die Position des Wellenleiters in den Abbildungen zu erkennen, wurde jeweils eine Konturlinie des Brechungsindex bei $n = n_2 + (n_1 - n_2)/2$ eingezeichnet. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Feld von Moden mit höherer Ordnung weiter in den Wellenleitermantel ausgedehnt ist und dass sich die Feldverteilung mit zunehmender Modenordnung immer weniger als Superposition von Eigenmoden eines Einzelkern-Wellenleiters beschreiben lässt.

Die Eigenvektoren der Eigenmoden-Matrixgleichung (3.15) werden mit Hilfe von MATLAB über das iterative Näherungsverfahren Arpack [68] gelöst, welches einen zufällig generierten Startvektor verwendet. Das Lösungsverfahren wird beendet, sobald die entsprechenden Eigenwerte der Eigenvektoren innerhalb einer festgelegten Toleranz konvergiert sind. Aufgrund des zufälligen Startvektors erhält man bei mehreren gleichartigen Berechnungen im Allgemeinen leicht unterschiedliche Ergebnisse. Insbesondere kann das Feldstärkemaximum eines Modus bei zwei

⁶Einige Ausbreitungskonstanten unterscheiden sich nur weit unterhalb der durch die Rundung auf zwei signifikante Stellen bedingten Auflösung voneinander.

Berechnungen aufgrund des zufälligen Startvektors das entgegengesetzte Vorzeichen haben. Bei Moden mit nur leicht unterschiedlichen Ausbreitungskonstanten kann sich auch ihre Reihung bei verschiedenen Simulationen unterscheiden. Der durch dieses Näherungsverfahren bedingte Fehler der Feldverteilung ist im Vergleich zu Fehlern bedingt durch die methodischen Näherungen vernachlässigbar und unterschiedliche Vorzeichen von Feldstärken der Moden haben keine Auswirkung bei Verwendung in weiteren Berechnungen.

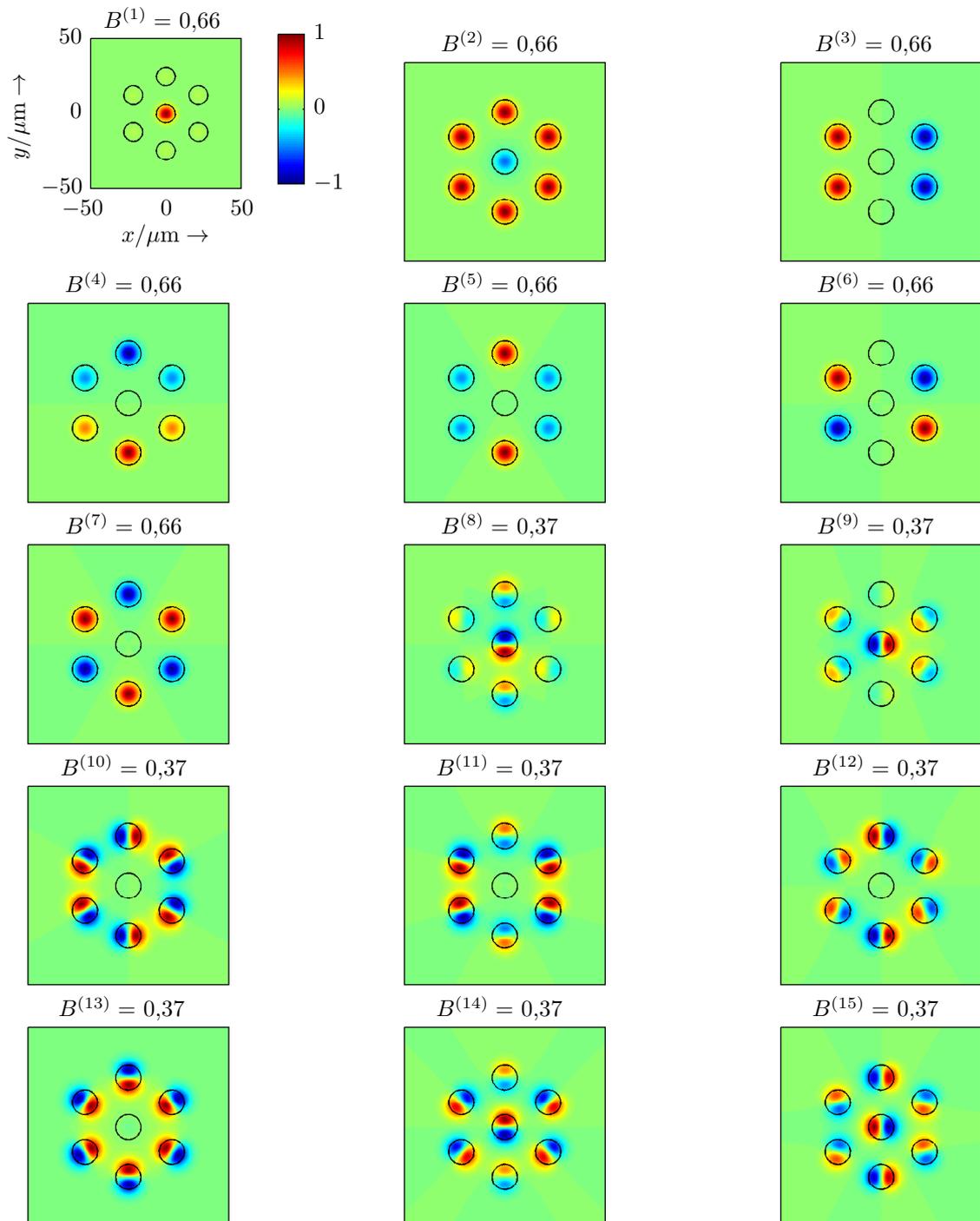


Abbildung 3.4: Farbkodierte Darstellung der normierten transversalen Feldverteilung $\Phi^{(O)}(x, y)$ der Eigenmoden mit den Ordnungszahlen $O = 1 \dots 15$ des in Abb. 3.1 dargestellten Mehrfachkern-Wellenleiters für $V = 5,356$, berechnet mit der Methode der finiten Differenzen. Die entsprechende normierte Ausbreitungskonstante $B^{(O)}$ ist angegeben und eine Konturlinie des Brechungsindex kennzeichnet die Position der Wellenleiterkerne.

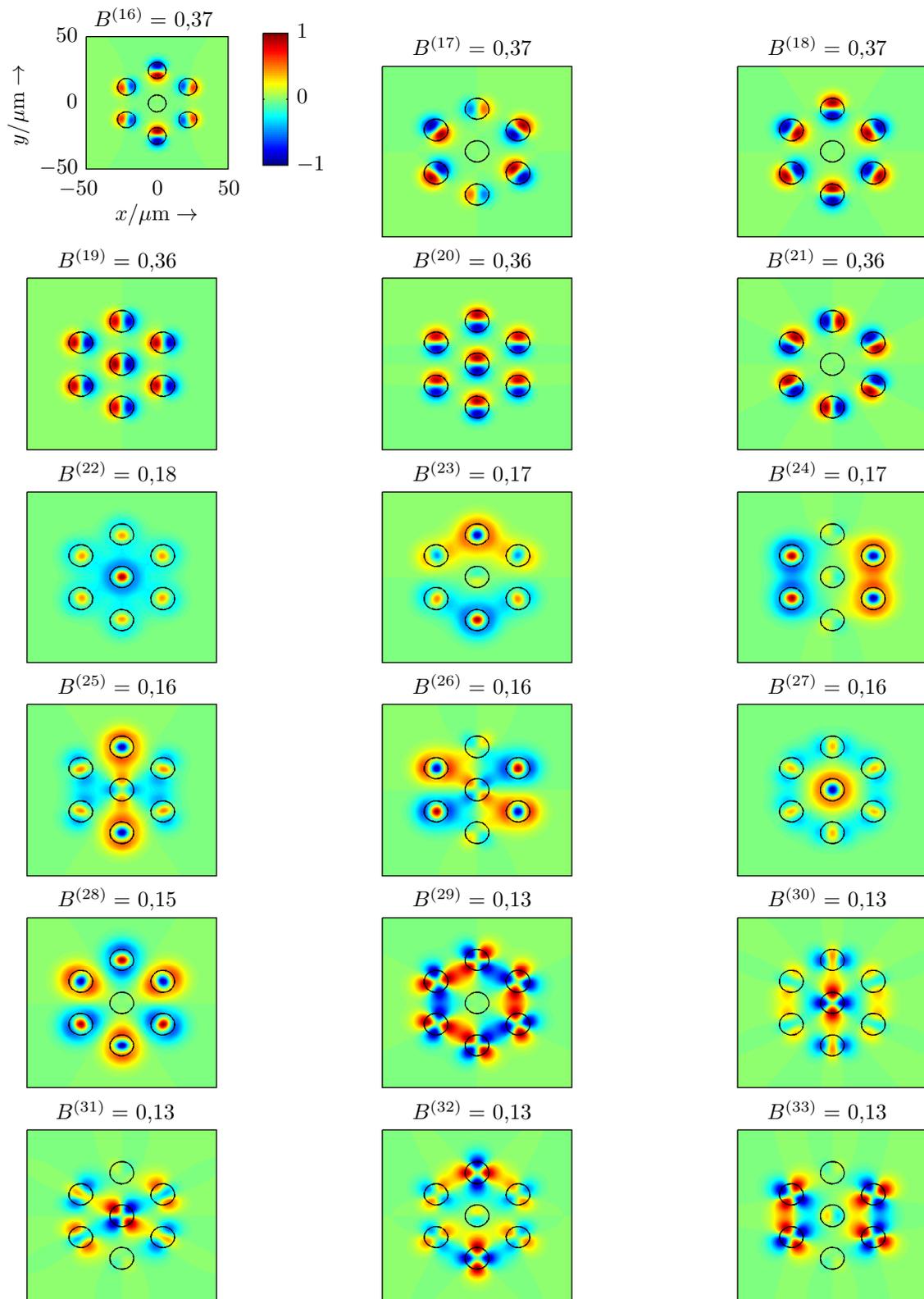
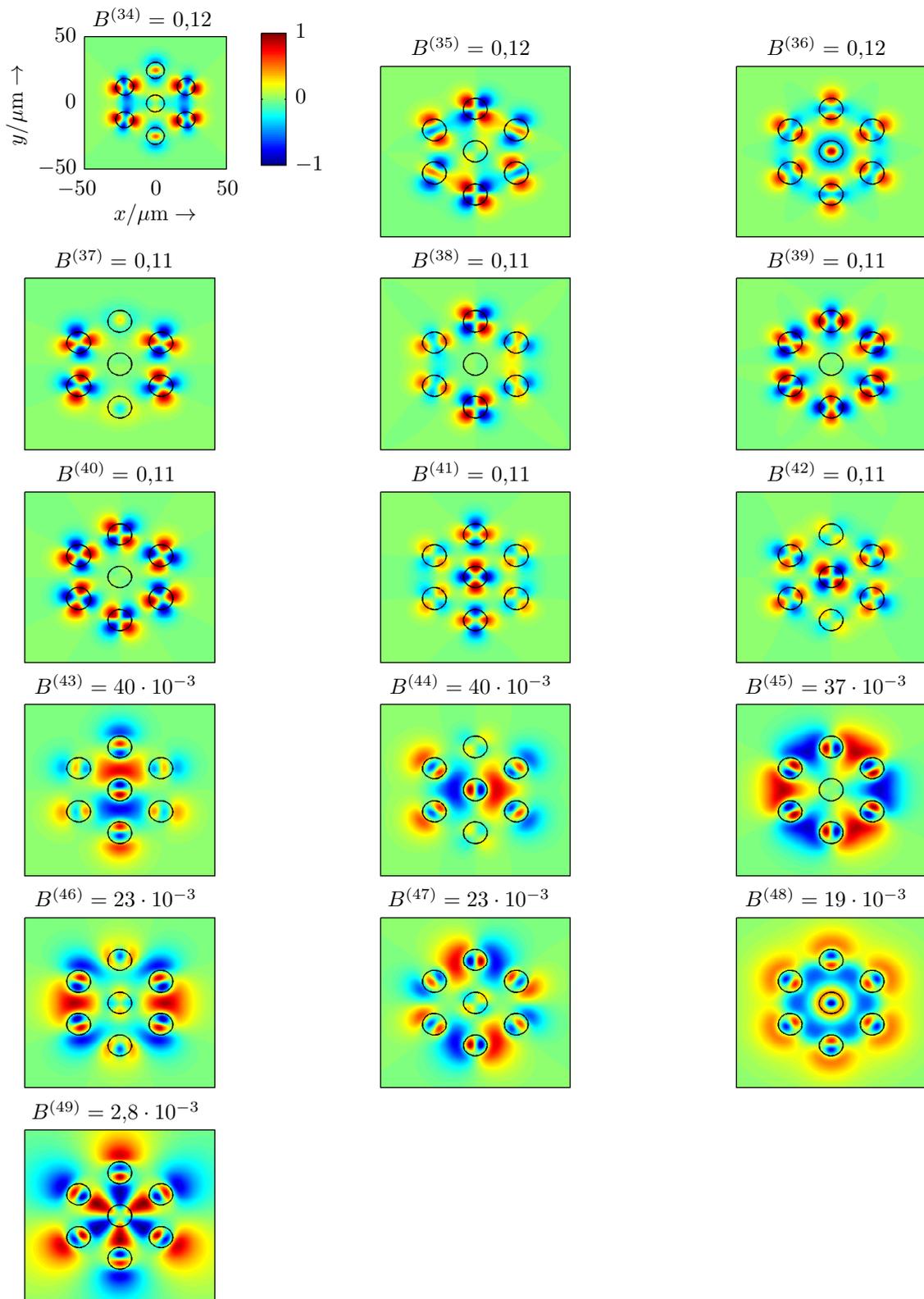


Abbildung 3.5: Darstellung analog zu Abb. 3.4, für die Ordnungszahlen $O = 16 \dots 33$.

Abbildung 3.6: Darstellung analog zu Abb. 3.4, für die Ordnungszahlen $O = 34 \dots 49$.

3.2.3 Berechnung des Dispersionsdiagramms

Mit Hilfe der Methode der finiten Differenzen wurde das Dispersionsdiagramm für den in Abb. 3.1 gezeigten Wellenleiter berechnet. Der Simulationsbereich war auf $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ begrenzt und wurde in 513×513 Punkte diskretisiert. Die normierte Frequenz wurde über

$$V = \frac{2\pi w_{0,n}}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (3.17)$$

mit der Wellenlänge in Zusammenhang gebracht, wobei abweichend von [67] als Bezugsgröße der Radius $w_{0,n}$ eines Einzelkerns gewählt wurde, um in späterer Folge einen Vergleich mit einem Einzelkern-Wellenleiter durchführen zu können. Abbildung 3.7 zeigt das Ergebnis für die zugrunde gelegte Wellenleiterstruktur aus Abb. 3.1. Die vertikale Linie markiert jenen Wert $V = 5,356$, der einer Wellenlänge von $\lambda = 850 \text{ nm}$ entspricht. Jede abgebildete Kurve entspricht der normierten Ausbreitungskonstante eines Modus. Wertet man die in Zahlenform vorliegenden Ergebnisse aus, so zeigt sich, dass die Linie bei $V = 5,356$ insgesamt 49 Moden schneidet, und dass jeweils sieben, bzw. 14 Moden mit zunehmendem V deckungsgleich werden⁷. Einige zugehörige Ordnungszahlen sind angegeben.

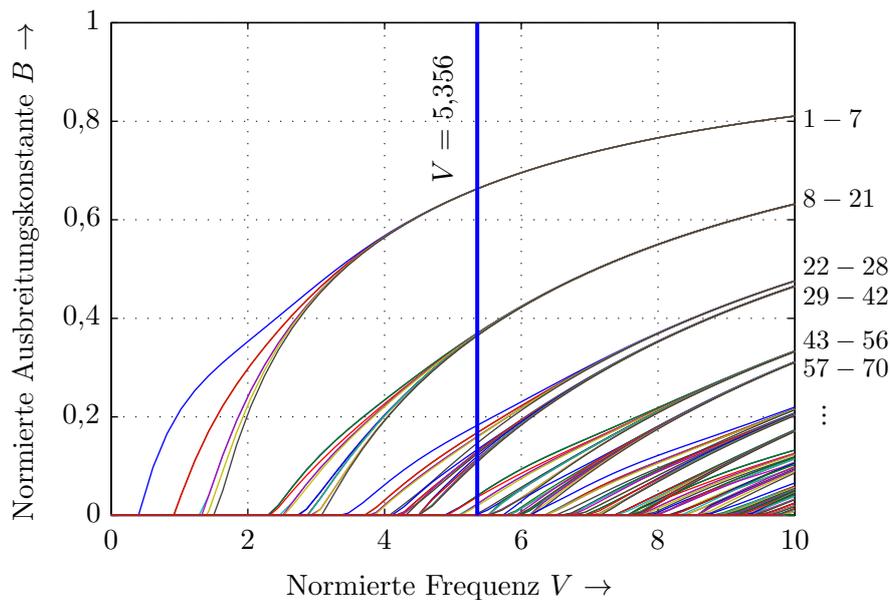


Abbildung 3.7: Dispersionsdiagramm des in Abb. 3.1 dargestellten Mehrfachkern-Wellenleiters. Rechts sind die zu den Kurven zugehörigen Ordnungszahlen der Eigenmoden angegeben.

Zum Vergleich wurde ein Dispersionsdiagramm eines Wellenleiters, der nur aus einem einzigen Kern, mit den gleichen Parametern wie in Abb. 3.1 gezeigt, berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 3.8 dargestellt. Die Punkteanzahl für die Methode der finiten Differenzen war wieder 513×513 , und der transversale Simulationsbereich war für diesen Wellenleiter mit $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$

⁷Da die Methode der finiten Differenzen für einige Moden zu nahezu identischen Ergebnissen führte, sind die zugehörigen Kurven in dieser Darstellung nicht unterscheidbar.

optimal. Rechts neben den Kurven sind die Bezeichnungen der Moden eingetragen, wobei die LP -Kennzeichnung für zirkularsymmetrische Wellenleiter verwendet wurde [64]. Die Zuordnung der Kennzeichnung erfolgte durch Auswertung der zugehörigen Feldverteilungen, die bei dieser Methode für jeden Wert von V gleichzeitig berechnet werden. Vergleicht man die beiden Dispersionsdiagramme, zeigt sich, dass beispielsweise die Linie des Grundmodus LP_{01} aus Abb. 3.8 für $V > 4$ deckungsgleich mit den Linien der ersten sieben Moden in Abb. 3.7 ist. Mit zunehmender normierter Frequenz (abnehmender Wellenlänge) werden die Feldverteilungen identisch mit Superpositionen von Feldern eines Einzelkern-Wellenleiters, da der gegenseitige Einfluss der Wellenleiterkerne abnimmt.

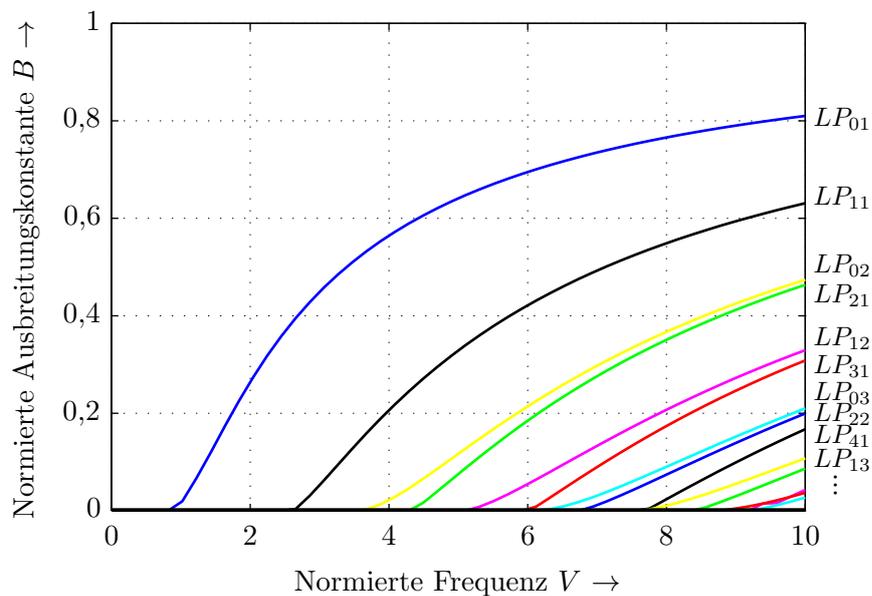


Abbildung 3.8: Dispersionsdiagramm eines Wellenleiters mit gaußförmigem Brechungsindexprofil. Rechts sind die zu den Linien zugehörige Bezeichnungen der Eigenmoden angegeben.

3.2.4 Berechnung des Kopplungskoeffizienten zwischen Einzel-Wellenleitern

Für eine quantitative Beurteilung, ob die zugrunde gelegte Wellenleiterstruktur innerhalb einer gewissen Länge als sieben unabhängige Wellenleiter betrachtet werden kann, wurden Kopplungskoeffizienten zwischen zwei benachbarten Einzelkernen des Mehrfachkern-Wellenleiters berechnet. Sollte die daraus ableitbare Kopplungslänge wesentlich länger sein als die Länge des Wellenleiters, kann man von unabhängigen Wellenleitern sprechen. Betrachtet werden für Leiterplatten typische Längen im Bereich eines Dezimeters.

Für diese Berechnung wurde eine aus der integrierten Wellenleiteroptik bekannte Methode gewählt [69], die von zwei isolierten Einzelkern-Wellenleitern ausgeht und die gegenseitige Beeinflussung nur als kleine Änderung auf die transversale Feldverteilung der Moden annimmt. Energieaustausch erfolgt über das evaneszente Feld, das bei hinreichender Nähe der beiden Wellenleiter in den Bereich des benachbarten Wellenleiters reicht. Im Wesentlichen wird das

Überlappungsintegral der Felder von Eigenmoden der beiden Wellenleiter berechnet.

Für diese Simulation wurden zwei benachbarte Wellenleiter, deren Brechungsindexverlauf jener eines Einzelkerns aus Abb. 3.1 entspricht, und die den Abstand d zueinander haben, angenommen. Abbildung 3.9 zeigt die Verläufe der Differenz der relativen Permittivität $\Delta\varepsilon_{r,i}$ der beiden Wellenleiter ($i \in \{1,2\}$) entlang der Linie $y = 0$. Die relative Permittivität hängt über $\varepsilon_r = n^2$ mit dem Brechungsindex zusammen. Das Gebiet, in dem die Simulation durchgeführt wurde, ist auf $x = \pm 100 \mu\text{m}$ und $y = \pm 50 \mu\text{m}$ begrenzt.

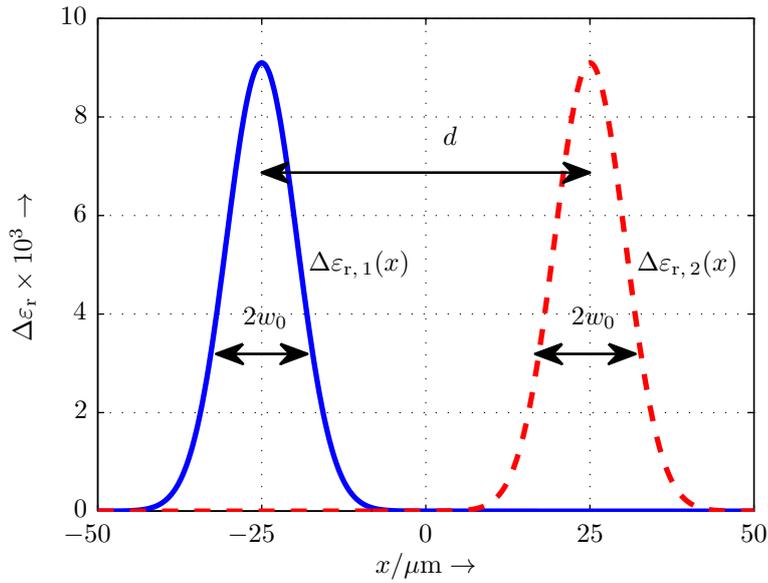


Abbildung 3.9: Permittivitätsdifferenz $\Delta\varepsilon_r$ entlang der Mittellinie $y = 0$ zweier paralleler Wellenleiter mit gaußförmigem transversalen Brechungsindexprofil.

Der Kopplungskoeffizient errechnet sich nach [69] mittels

$$\kappa = -j \frac{\pi}{2} \frac{c_0 \varepsilon_0}{\lambda} \int \Delta\varepsilon_{r,2}(x, y) \cdot u_2^*(x, y) \cdot u_1(x, y) dA. \quad (3.18)$$

Dabei ist $\Delta\varepsilon_2$ das transversale Profil der Permeabilitätsdifferenz des zweiten Wellenleiters, z^* die konjugiert Komplexe der Zahl z und $\int dA$ das Integral über die Querschnittsfläche. Für die Feldamplitude $u_i(x, y)$ der Moden in den beiden Wellenleitern wird der Betrag der berechneten elektrischen Feldstärke $|E_i(x, y)| = {}^8|E_i(x, y, z)| = A_0 \cdot \Phi(x, y)$ mit einer beliebigen Amplitude A_0 herangezogen und mit

$$u_i(x, y) = \frac{|E_i(x, y)|}{\sqrt{P_i}} \quad (3.19)$$

⁸der Betrag der elektrischen Feldstärke ändert sich entlang der Ausbreitungsrichtung nicht

normiert. Der zeitliche Mittelwert der geführte Leistung P_i eines Modus ist das Flächenintegral über den sogenannten Pointingschen Vektor \vec{S} ,

$$P_i = \frac{1}{2} \int \vec{S} \cdot \vec{e}_z dA = \frac{1}{2} \int [(\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \vec{e}_z] dA, \quad (3.20)$$

mit dem Einheitsvektor in z -Richtung \vec{e}_z (Ausbreitungsrichtung). Der Faktor $1/2$ resultiert aus der zeitlichen Mittelung. Nachdem bei der angenommenen schwachen Führung die Vektoren des elektrischen Felds \vec{E} und des magnetischen Felds \vec{H} keine z -Komponente haben und normal zueinander sind, ist $\vec{E} \times \vec{H}$ parallel zur Ausbreitungsrichtung. Die Berechnung der geführten Leistung vereinfacht sich daher unter Verwendung von Gl. (3.6) zu

$$P_i = \frac{n_1}{2 \cdot Z_0} \cdot \int E_i^*(x, y) \cdot E_i(x, y) dA = \frac{A_0^2 \cdot n_1}{2 \cdot Z_0} \cdot \int [\Phi(x, y)]^2 dA. \quad (3.21)$$

Die Berechnung der Eigenmoden eines Einzel-Wellenleiters erfolgte mit der in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Methode. Mit Hilfe von Gl (3.12) wurde ermittelt, dass acht Eigenmoden existieren, wobei in der Orientierung der Felder entartete Moden mitgezählt wurden. Für die Berechnung der normierte Frequenz wurde der Parameter $w_{0,n}$ der Brechungsindexverteilung als Bezugsgröße verwendet. Bei $\lambda = 850$ nm ergibt sich die normierte Frequenz wieder zu $V = \frac{2\pi w_{0,n}}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = 5,356$. In Abb. 3.10 sind die normierten Feldstärken dieser Moden dargestellt. Der Simulationsbereich wurde auf $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ eingeschränkt und wurde in 513×513 Punkte diskretisiert. In der Orientierung der Felder entartete Moden werden mit einem hochgestellten Index unterschieden, wofür die Bezeichnungsweise s und c^9 aus [70] übernommen wurden, wie zum Beispiel $LP_{11}^{(s)}$ und $LP_{11}^{(c)}$. Die normierte Ausbreitungskonstante $B_{lp}^{(s,c)}$ ist jeweils angegeben.

Abbildung 3.11 zeigt Feldverteilungen $\Phi_{12,i}^{(s)}(x, y)$ der beiden Wellenleiter (i), die den Abstand $d = 50 \mu\text{m}$ zueinander haben, am Beispiel des $LP_{12}^{(s)}$ Modus (vgl. Abb. 3.10, Teilbild mit der Überschrift $B_{12}^{(s)}$). Dabei wurde angenommen, dass sich in jedem der beiden Wellenleiter der gleiche Eigenmodus, der auch gleich orientiert ist, ausbreitet, und dass die Anwesenheit des einen Wellenleiterkerns die Feldverteilung im Bereich des anderen Wellenleiterkerns nicht beeinflusst. In der Abbildung sind die Positionen der beiden Wellenleiterkerne durch eine Konturlinie des Brechungsindex bei $n = n_2 + (n_1 - n_2)/2$ gekennzeichnet. Die Berechnung des Kopplungskoeffizienten erfolgte mit Hilfe von Gl. (3.18) im Bereich $12 \mu\text{m} \leq d \leq 50 \mu\text{m}$.

Betrachtet man einen Eigenmodus im Wellenleiter 1 mit der Ausbreitungskonstante β_1 , welcher mit der Leistung mit $P_1(Z = 0)$ angeregt wird, findet Überkopplung zu einem Eigenmodus im Wellenleiter 2 mit der Ausbreitungskonstante β_2 gemäß

$$\frac{P_2(z)}{P_1(0)} = \frac{\sin^2 \left(z \cdot \sqrt{(\Delta\beta)^2 + |\kappa|^2} \right)}{1 + (\Delta\beta/|\kappa|)^2} \quad (3.22)$$

[69] statt. Die Differenz der Ausbreitungskonstanten ist $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$, und $P_2(z)$ die Leistung

⁹s: sinusförmiger, c: kosinusförmiger Verlauf der Feldstärke entlang eines Kreises mit Mittelpunkt im Zentrum des Wellenleiters.

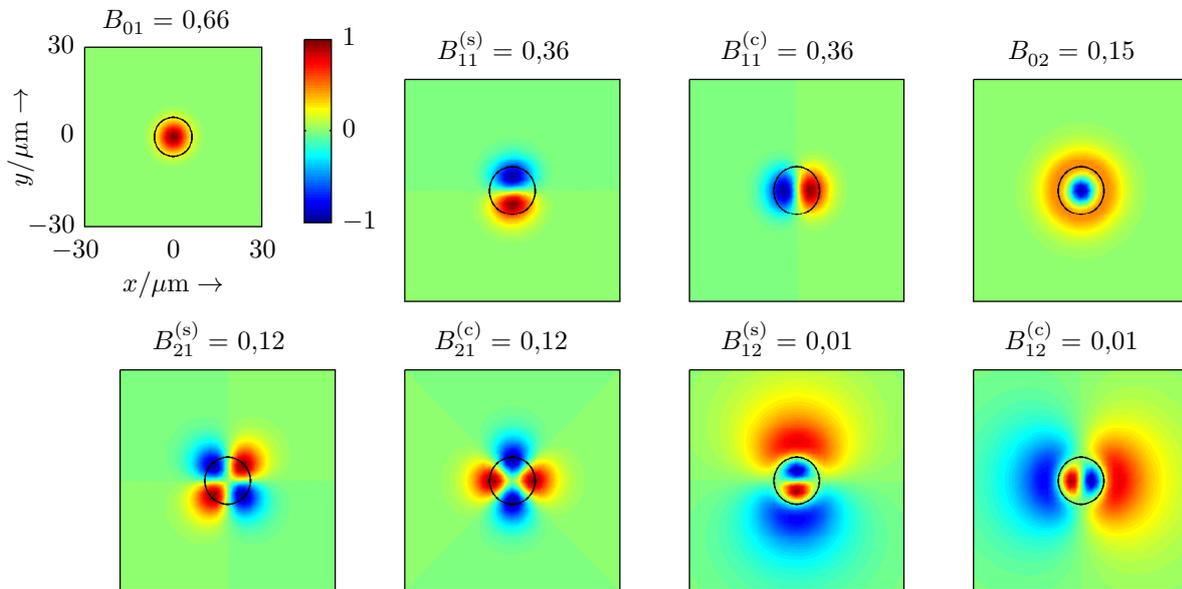


Abbildung 3.10: Transversaler Verlauf der normierten Feldstärke Φ der Eigenmoden eines Einzelkern-Wellenleiters, dargestellt in Abb. 3.9 bei $V = 5,356$, berechnet mit der Methode der finiten Differenzen. Eine Konturlinie des Brechungsindex kennzeichnet die Position des Wellenleiters.

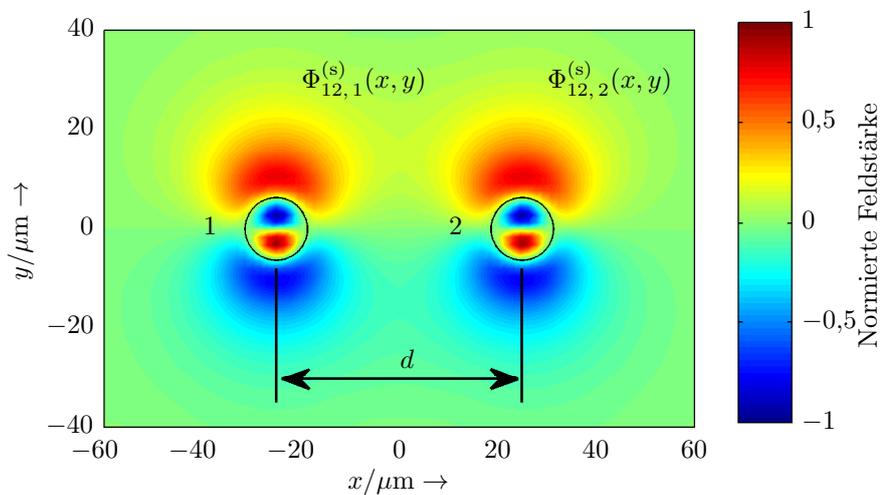


Abbildung 3.11: Transversale Feldverteilung von $LP_{12}^{(s)}$ Moden, die sich gleichzeitig in zwei im Abstand von $d = 50 \mu\text{m}$ parallel laufenden Wellenleitern ausbreiten, unter der Annahme, dass die Anwesenheit des einen Wellenleiters die Feldverteilung im Bereich des anderen Wellenleiters nicht beeinflusst. Eine Konturlinie des Brechungsindex deutet die Position der Wellenleiter an.

im Wellenleiter 2 entlang der Ausbreitungsrichtung z . Vollständige Überkopplung der optischen

Leistung bei der sogenannten Kopplungslänge l_0 ,

$$l_0 = \frac{\pi}{2|\kappa|}, \quad (3.23)$$

findet also nur dann statt, wenn die Bedingung

$$(\Delta\beta/|\kappa|)^2 \ll 1 \quad (3.24)$$

erfüllt ist. In diesem Fall pendelt die gesamte Leistung sinusförmig zwischen den beiden Wellenleitern hin und her. Ist Gl. (3.24) nicht erfüllt, kommt es nur zu teilweiser Überkopplung. Überkopplung ist grundsätzlich zwischen allen Eigenmoden möglich, im untersuchten Fall könnten 64 Kopplungskoeffizienten berechnet werden. Es wurden jedoch nur Kopplungskoeffizienten gleicher Moden bestimmt. Gerechtfertigt wurde dies durch eine Abschätzung des maximalen Übersprechens zwischen unterschiedlichen Moden. Dieses Maximum wird bei Übersprechen zwischen den Moden $LP_{21}^{(c)}$ und $LP_{12}^{(c)}$ erwartet, da sich hier die Felder am stärksten in den benachbarten Wellenleiter ausdehnen. Es errechnet sich ein Kopplungskoeffizient von $|\kappa| = 0,98 \text{ m}^{-1}$. Die Differenz der Ausbreitungskonstanten dieser beiden Moden beträgt $\Delta\beta = 4,8 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1}$, nach Gl. (3.22) ist $P_2(z)/P_1(0) \ll 1$ und somit ist die Überkopplung zwischen diesen beiden Moden vernachlässigbar. Ein Übersprechen zwischen $LP_{lp}^{(s)}$ - und $LP_{lp}^{(c)}$ -Moden findet nicht statt, da aufgrund ihrer Feldverteilungen das Integral aus Gl. (3.18) Null ist.

Die Berechnung des Kopplungskoeffizienten erfolgte mit Hilfe von Gl. (3.18) im Bereich $12 \mu\text{m} \leq d \leq 50 \mu\text{m}$. Abbildung 3.12 zeigt den berechneten Betrag des Kopplungskoeffizienten κ als Funktion des Kernabstands d , wobei gleiche Eigenmoden in den Einzel-Wellenleitern berücksichtigt werden. Eine höhere Aussagekraft für Betrachtungen in diesem Kapitel hat die Kopplungslänge über dem Kernabstand d , dargestellt in Abb. 3.13. Bei $d = 25 \mu\text{m}$ ist die Kopplungslänge für den Grundmodus etwa $l_0 = 2,5 \text{ m}$, für die beiden Orientierungen des LP_{11} -Modus im dm-Bereich, für den LP_{02} -Modus, sowie für beide Orientierungen des LP_{21} -Modus im Bereich von wenigen cm und $l_0 = 12 \text{ mm}$ bzw. 5 mm für die Moden $LP_{12}^{(c)}$ und $LP_{12}^{(s)}$. Betrachtet man Überkopplung zwischen Einzelkernen des zugrunde gelegten Mehrfachkern-Wellenleiter (Abb. 3.1) bei Längen im Bereich eines Dezimeters, stellt man fest, dass die Kopplungslänge von einigen Moden weit größer, von anderen Moden weit kleiner ist. Die Leistungsüberkopplung hängt bei dieser Länge also sehr stark davon ab, mit welchem Modus ein Wellenleiterkern angeregt wird.

Die Bedingung, dass die Anwesenheit des einen Einzelkerns die Feldverteilung im Bereich des anderen Kerns nur schwach beeinflusst, wird unterhalb eines bestimmten Abstands der Wellenleiterkerne, abhängig vom Modus, nicht mehr erfüllt sein. Um abzuschätzen, innerhalb welchen Bereichs die Methode, basierend auf Gl. (3.18), ausreichend genaue Ergebnisse liefert, wurde eine Berechnung mit einer zweiten Methode angestellt. Dabei wurden Eigenmoden der gesamten Wellenleiterstruktur, bestehend aus zwei Kernen, betrachtet [69]. Abbildung 3.14 zeigt jene zwei Eigenmoden bei $d = 25 \mu\text{m}$, aus deren Linearkombination sich näherungsweise jede beliebige Verteilung von $LP_{12}^{(s)}$ -Moden in den Einzelkernen darstellen lässt. Abbildung 3.14 (a) zeigt die Feldverteilung $\Phi_{12}^{(s)-}$ des Modus $LP_{12}^{(s)-}$ und Abb. 3.14 (b) die Verteilung $\Phi_{12}^{(s)+}$ des $LP_{12}^{(s)+}$ Modus. Wird beispielsweise nur Kern 1 mit dem (normierten) $LP_{12}^{(s)}$ -Modus angeregt, entspricht

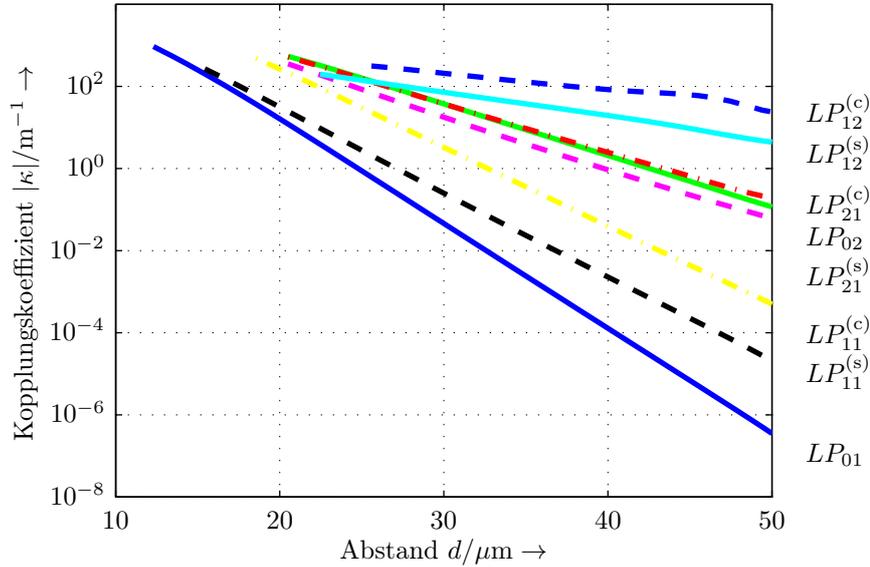


Abbildung 3.12: Beträge der berechneten Kopplungskoeffizienten $|\kappa|$ zwischen zwei gaußförmigen Wellenleitern mit den Parametern, dargestellt in Abb. 3.9, als Funktion des Kernabstands d . Dargestellt ist das Ergebnis sämtlicher Eigenmoden eines Einzel-Wellenleiters, wobei nur Übersprechen zwischen gleichen Moden in beiden Wellenleitern berücksichtigt wird.

dies der Kombination $\frac{1}{2} (\Phi_{12}^{(s)-} + \Phi_{12}^{(s)+})$. Diese beiden Eigenmoden haben eine geringfügig unterschiedliche Ausbreitungskonstante β . Ist die Phasendifferenz der beiden Eigenmoden entlang der Ausbreitung auf π angewachsen, liegt die Kombination $\frac{1}{2} (\Phi_{12}^{(s)-} - \Phi_{12}^{(s)+})$ vor, das ist näherungsweise die Feldverteilung eines $LP_{12}^{(s)}$ -Modus nur in Kern 2, somit hat vollständiges Übersprechen der Leistung stattgefunden. Bei weiterer Ausbreitung findet wieder ein Übersprechen der Leistung in den Kern 1 statt. Die Kopplungslänge l_0 , nach der zum ersten Mal vollständiges Übersprechen der Leistung stattfindet, ist durch die Gleichung

$$l_0 \cdot \Delta\beta = \pi \quad (3.25)$$

bestimmt. Die Kopplungslänge wird über

$$l_0 = \frac{\pi}{\Delta\beta} = \frac{\pi}{\left| \beta_{lp}^{(s,c)+} - \beta_{lp}^{(s,c)-} \right|} \quad (3.26)$$

berechnet. Die Feldverteilungen der beiden Eigenmoden $LP_{12}^{(s)+}$ und $LP_{12}^{(s)-}$, dargestellt in Abb. 3.14 (a) und (b), wurden mit Hilfe der Methode der finiten Differenzen berechnet, wobei die zugehörigen Ausbreitungskonstanten $\beta_{12}^{(s)+}$ und $\beta_{12}^{(s)-}$ mit Hilfe von Gl. (3.15) gleichzeitig ermittelt wurden. Analog wurde mit anderen Moden verfahren. Diese Methode erfordert im Vergleich zur Berechnung mit Hilfe von Gl. 3.18 einen wesentlich höheren Rechenaufwand, da für jeden

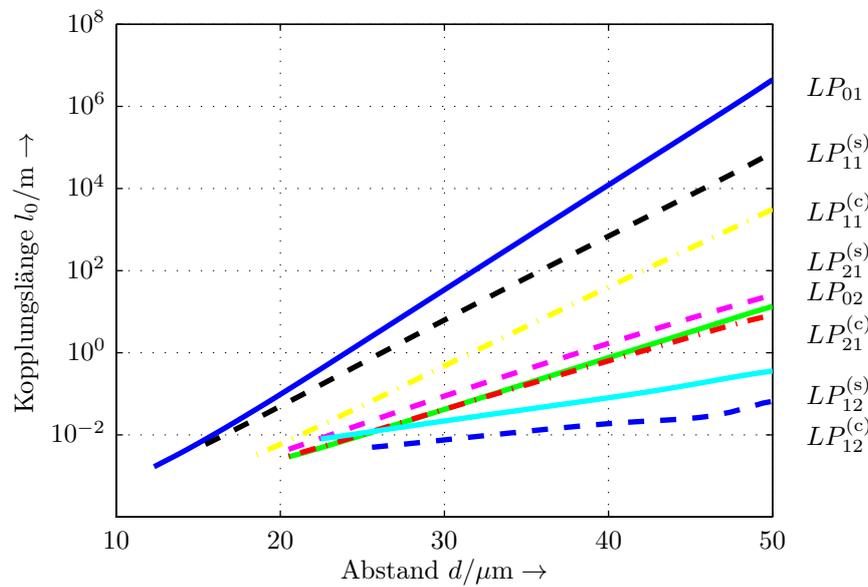


Abbildung 3.13: Berechnete Kopplungslängen l_0 zwischen zwei gaußförmigen Wellenleitern mit den Parametern, dargestellt in Abb. 3.9, als Funktion des Kernabstands d . Dargestellt ist das Ergebnis sämtlicher Eigenmoden eines Einzel-Wellenleiters, wobei nur Übersprechen zwischen gleichen Moden in beiden Wellenleitern berücksichtigt wird.

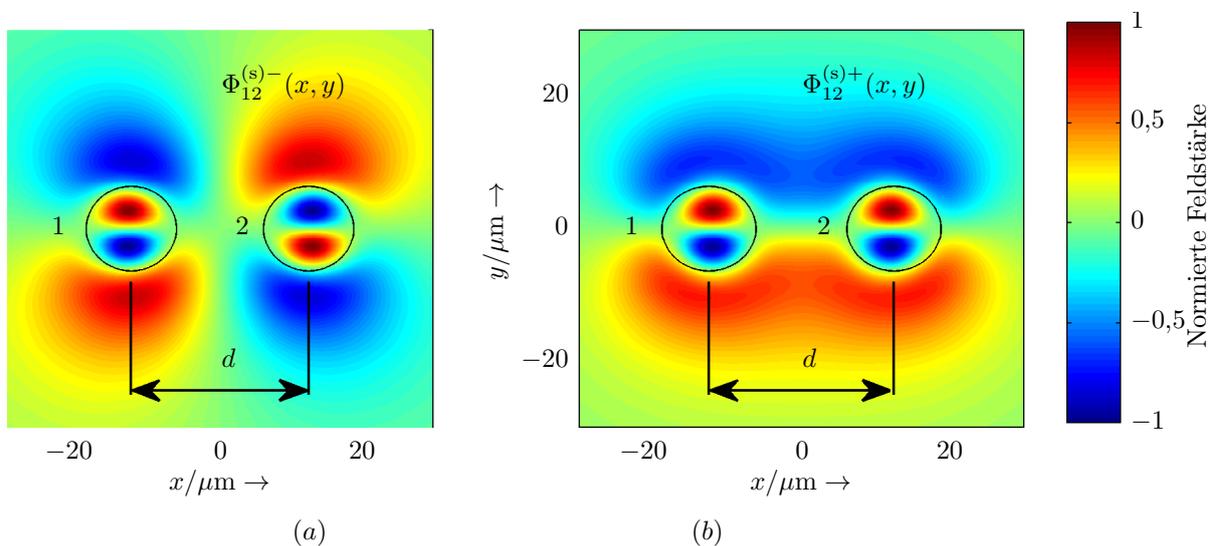


Abbildung 3.14: Transversale Feldverteilung zweier Eigenmoden der Gesamtstruktur eines Wellenleiters bestehend aus zwei Einzelkernen in einem Abstand von $d = 25 \mu\text{m}$, berechnet mit der Methode der finiten Differenzen. Eine Konturlinie des Brechungsindex kennzeichnet die Position der Wellenleiterkerne.

Tabelle 3.1: Kopplungslängen aus Abb. 3.13 (1. Methode) verglichen mit jenen berechnet mit Gl. (3.26) (2. Methode) für die in Abb. 3.9 dargestellten, im Abstand von $d = 25 \mu\text{m}$ parallel laufende Wellenleiterkerne

Modus	$\frac{l_0}{\text{cm}}$ (1. Methode)	$\frac{l_0}{\text{cm}}$ (2. Methode)
LP_{01}	253	221
$LP_{11}^{(s)}$	75,1	67,3
$LP_{11}^{(c)}$	6,73	5,97
LP_{02}	1,16	1,01
$LP_{21}^{(s)}$	2,23	2,05
$LP_{21}^{(c)}$	1,21	1,25
$LP_{12}^{(s)}$	1,2	1,12
$LP_{12}^{(c)}$	0,5	0,46

Wert von d bei der angenommenen Struktur 16 Eigenmoden berechnet werden müssen, während für das Integral (3.18) nur einmal die Berechnung der Eigenmoden eines Einzel-Wellenleiters nötig ist. Das Integral bei verschiedenen Abständen d zu berechnen, stellt einen vergleichsweise geringen Rechenaufwand dar. Daher wurde der Vergleich der beiden Methoden nur für $d = 25 \mu\text{m}$ angestellt. Mit Hilfe dieser Methode wurde der Fehler in dem in Abbildungen 3.12 und 3.13 dargestellten Bereich auf 20 % geschätzt.

Tabelle 3.1 vergleicht Kopplungslängen bei $d = 25 \mu\text{m}$, berechnet mit beiden in diesem Abschnitt angewandten Methoden. Die maximale Abweichung der Ergebnisse liegt bei etwa 15 %. Dies ist eine vergleichsweise hohe Abweichung, zeigt aber dennoch, dass diese beiden grundlegend unterschiedlichen Methoden ähnliche Resultate liefern. Für eine Abschätzung der Größenordnung der Kopplungslängen werden die Ergebnisse als hinreichend genau betrachtet.

3.2.5 Interpretation der Ergebnisse

Es wird nun anhand der Ergebnisse aus Abschnitt 3.2 die Frage beantwortet, ob die zugrunde gelegte Wellenleiterstruktur als voneinander unabhängige Wellenleiter betrachtet werden kann. Die Ergebnisse aus Abschnitt 3.2.2 und Abschnitt 3.2.3 lassen nur eine qualitative Beurteilung zu, auch wenn sie einander bestätigende Resultate liefern. Die Berechnung der Feldverteilungen der Eigenmoden bei $\lambda = 850 \text{ nm}$ (Abb. 3.4 - 3.6) zeigt, dass die Feldstärken der Moden bis zur Ordnungszahl 21 stark auf die Einzelkerne des Wellenleiters konzentriert sind, während die Felder von Moden höherer Ordnung eher auf die gesamte Struktur verteilt sind. Dies spiegelt sich auch im Dispersionsdiagramm wider (Abb. 3.7). Eine Auswertung der Ergebnisse in Zahlenform lässt hier erkennen, dass jeweils sieben Moden existieren, welche mit zunehmendem V deckungsgleich mit einem zirkulärsymmetrischen Modus (LP_{0p} -Moden) eines Einzelkern-Wellenleiters (Abb. 3.8) werden. Bei nicht-zirkulärsymmetrischen Moden existieren jeweils 14

Moden mit dieser Eigenschaft. In Abb. 3.7 wurde bei der normierten Frequenz $V = 5,356$, die einer Wellenlänge von $\lambda = 850$ nm entspricht, eine vertikale Linie eingezeichnet. Diese Linie schneidet die Kurven von insgesamt 21 Moden, die näherungsweise deckungsgleich mit Moden in Abb. 3.8 sind. Diese Ergebnisse weisen darauf hin, dass abhängig von der Ordnung des Modus der untersuchte Mehrfachkern-Wellenleiter als sieben unabhängige Wellenleiter betrachtet werden kann. Moden mit der Ordnungszahl 1-7 haben bei der angenommenen Struktur und bei $\lambda = 850$ nm eine ähnliche Ausbreitungskonstante und ihre Feldverteilungen lassen sich als Superposition von Grundmoden in den Einzelkernen darstellen. Auf ähnliche Weise hängen Moden mit der Ordnungszahl 8-21 mit dem LP_{11} -Modus eines Einzelkern-Wellenleiters zusammen. Bei Moden höherer Ordnung des Mehrfachkern-Wellenleiters scheint ein Vergleich mit Moden in Einzelkern-Wellenleitern nicht mehr zulässig zu sein.

Die Berechnung des Kopplungskoeffizienten in Abschnitt 3.2.4 lässt eine quantitative Beurteilung zu, wie stark Felder der Einzelkerne der Mehrfachkern-Wellenleiterstruktur miteinander interferieren. Die Ergebnisse zeigen, dass ein vollständiges Übersprechen der optischen Leistung, je nach Modus, auf einer Länge von $l_0 = 5$ mm bis $l_0 = 2,5$ m stattfindet. Für eine Berechnung des Übersprechens zwischen Einzelkernen der angenommenen Mehrfachkern-Struktur ist also die Kenntnis der Leistungsverteilung auf die Eigenmoden des Wellenleiters nötig.

Bei Messungen am Institute of Telecommunications der TU Wien an einem mit Abb. 3.1 vergleichbaren Wellenleiter wurden Intensitätsverteilungen in Schnitten durch den Wellenleiter aufgenommen. Dabei wurde gezeigt, dass die Intensität einige Zentimeter nach der Einkopplung entlang der Ausbreitung mehr oder weniger gleich auf alle sieben Kerne verteilt ist, auch wenn durch den Laser nur wenige Kerne angeregt werden. Laut Abb. 3.13 findet Überkopplung bei solchen Größenordnungen der Ausbreitungsdistanz nur bei LP_{21} -Moden und Moden höherer Ordnung der Einzelkerne statt. Dies könnte ein Hinweis dafür sein, dass die optische Leistung bei den Messungen zum Großteil in höheren Moden geführt wurde. Nachdem es unrealistisch erscheint, dass Moden höherer Ordnung den Großteil der Leistung führen, wird angenommen, dass eine Abweichung zwischen den Berechnungen und Messungen vorliegt. Dieser Unterschied kann damit erklärt werden, dass bei den Simulationen in Ausbreitungsrichtung uniforme Wellenleiter angenommen wurden. Bei den Messobjekten jedoch wird man bedingt durch die Herstellungstechnologie (vgl. Abschnitt 3.1) ein in Ausbreitungsrichtung periodisch variierendes Brechungsindexprofil vorfinden. Solche Variationen können mit hier vorgestellten Berechnungsmethoden nicht berücksichtigt werden, könnten aber ein verstärktes Übersprechen zwischen den Wellenleiterkernen hervorrufen. Die Ergebnisse in diesem Abschnitt lassen jedoch ein prinzipielles Verständnis der physikalischen Eigenschaften dieser speziellen Wellenleiterstruktur entwickeln. Aus dem Ergebnis, dargestellt in Abb. 3.13, kann man auch ableiten, wie hoch der gegenseitige Abstand von Wellenleiterkernen zu wählen ist, wenn kein Übersprechen erwünscht ist. Betrachtet man Wellenleiter mit der Länge von einem Dezimeter, ist bei einem Kernabstand von $50 \mu\text{m}$ nur mehr sehr geringes Übersprechen zu erwarten, wenn sie uniform in Ausbreitungsrichtung sind. Bei parallel laufenden Mehrfachkern-Wellenleiter mit den Eigenschaften dargestellt in Abb. 3.1, sollte demnach ein Mitte-Mitte Abstand von mindestens $100 \mu\text{m}$ gewählt werden, um Übersprechen auf einer Länge von 10 cm in einem akzeptablen Rahmen zu begrenzen. Es ist auch denkbar, dass Wellenleiter mittels eines Einzelkerns realisiert werden, wobei ein Mitte-Mitte Abstand in der Größenordnung von $50 \mu\text{m}$ ausreichend ist, um Übersprechen zu vermeiden.

Kapitel 4

Multimode-VCSEL Emission: Zerlegung in Eigenmoden

In diesem Kapitel wird gezeigt, dass sich das Emissionsfeld eines Multimode-VCSEL aus einer Linearkombination von LP -Moden zusammensetzen lässt. Für eine Berechnung der Einkoppeleffizienz in einen Wellenleiter ist es notwendig, die Feldverteilung der einzelnen Moden zu kennen. Modelliert werden die Eigenmoden durch Laguerre-Gauß-Moden, welche die Realität hinreichend gut nachbilden. Das Emissionsfeld eines Singlemode-VCSEL wird als Gaußscher Strahl angenommen und ist der Grundmodus (LP_{01} -Modus) der Laguerre-Gauß-Moden. Bei diesem Modell von Moden ist nur die Kenntnis der Strahltaille an der Emissionsfläche des VCSEL und der Wellenlänge notwendig, um die Feldstärke im gesamten Raum in geschlossener Form angeben zu können. Diese Tailen wurden mit dem quelloffenen Programm Vistas [71] für den untersuchten VCSEL-Typ, ULM850-05-TN-U0101U (Ulm Photonics), berechnet. Ein Vergleich des so modellierten Fernfelds der Emission des VCSEL mit einer Messung zeigt eine gute Übereinstimmung. Die Leistungsverteilung auf die Eigenmoden des gemessenen Fernfelds konnte durch gleichzeitige Messung des Fernfelds und des Spektrums abgeschätzt und durch systematische Versuche für eine möglichst gute Übereinstimmung des Modells mit der Messung angepasst werden.

Abbildung 4.1 zeigt den schematischen Aufbau eines sogenannten selektiv-oxidierten VCSEL. Der Laser ist zirkulärsymmetrisch aufgebaut. Den Resonator bilden die beiden Vielschicht-Spiegel (Bragg-Spiegel). Die Hauptkomponente des Stroms fließt parallel zur Emissionsrichtung. Da ein p-Ringkontakt den Strom außen zuführt, ist die Stromdichte ohne weitere Maßnahmen in der Mitte am geringsten. Durch eine (isolierende) Oxid-Apertur erreicht man eine Einengung des Stromflusses und erhöht damit die Stromdichte in der Mitte der aktiven Zone, wodurch geringere Schwellströme erreicht werden¹. Im aus der Literatur [70] übernommenen Modell ist der Brechungsindex innerhalb einer Apertur, die dem Durchmesser der Oxid-Apertur entspricht, etwas höher (n_c) als außerhalb (n_g). Es entsteht ein Stufenindex-Wellenleiter mit schwacher Führung.

Ein wesentliches Merkmal eines VCSEL ist, dass der optische Resonator verglichen mit Kantenemittern physikalisch sehr kurz ist. Der Linienabstand zwischen zwei benachbarten longitudinal-

¹Durch eine Reduktion der Apertur auf etwa $3 - 4 \mu\text{m}$ [72] erreicht man in der Regel eine stabile Emission nur auf dem transversalen (näherungsweise gaußförmigen) Grundmodus.

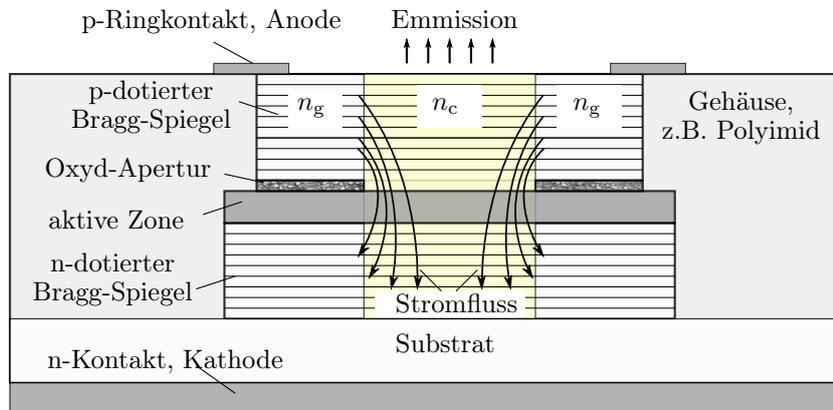


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau eines selektiv-oxidierten VCSEL (basierend auf einer Skizze aus [43]).

nenalen Moden ist daher sehr hoch. Zusätzlich mit den (frequenzselektiven) Vielschicht-Spiegeln erreicht man in der Regel, dass nur ein einziger longitudinaler Modus anschwingt [43]. Transversale Moden können sich allerdings sehr wohl in größerer Anzahl ausbilden, wobei hier analog zu Stufenindexfasern zur Unterscheidung die LP_{lp} Kennzeichnung verwendet wurde. Unterschiedliche transversale Moden im Wellenleiter des VCSEL erfahren einen leicht unterschiedlichen effektiven Brechungsindex, da das Feld mehr oder weniger weit in den Wellenleitermantel (n_g) reicht. Spektral benachbarte Moden zeigen eine um bis zu 0,55 nm unterschiedliche Wellenlänge [73].

4.1 Messung des Fernfelds und des Spektrums eines Multimode-VCSEL

In Abschnitt 4.2 wird ein Modell präsentiert, welches die emittierten Moden des untersuchten VCSEL-Typs nachbildet. Zur Bestimmung dieser Moden wurde das Fernfeld bei gleichzeitiger Messung des optischen Spektrums des VCSEL aufgenommen. Die Messung des Spektrums diente zur Abschätzung der Leistungsverteilung auf die einzelnen Eigenmoden des VCSEL. Herangezogen wurde ein Multimode-VCSEL der Type, welche auch in untersuchten Prototypen opto-elektronischer Leiterplatten eingesetzt wurde, nämlich ULM850-05-TN-U0101U, von Ulm Photonics. Die nominelle Wellenlänge dieses Typs ist $\lambda = 850 \text{ nm}$ und die Ausgangsleistung bei einem typischen Betriebsstrom ist etwa 2 mW.

Der Messaufbau ist in Abb. 4.2 skizziert. Eine Linse formt den Ausgangsstrahl des VCSEL so, dass die empfindliche Fläche einer CCD für die Aufnahme der Feldverteilung des Fernfelds gut ausgenutzt wird. Ein Strahlteilerwürfel teilt die optische Leistung in zwei gleiche Teile, 50% der Leistung werden der CCD zugeführt, 50% werden mit einem Mikroskopobjektiv fokussiert und über eine Glasfaser einem optischen Spektrumanalysator zugeführt. Eine leichte Verkipfung des Strahlteilerwürfels und des optischen Abschwächers gegenüber der optischen Achse verhindert direkte Rückreflexionen in den VCSEL an den Würfeloberflächen, bzw. an den Oberflächen des

Abschwächers.

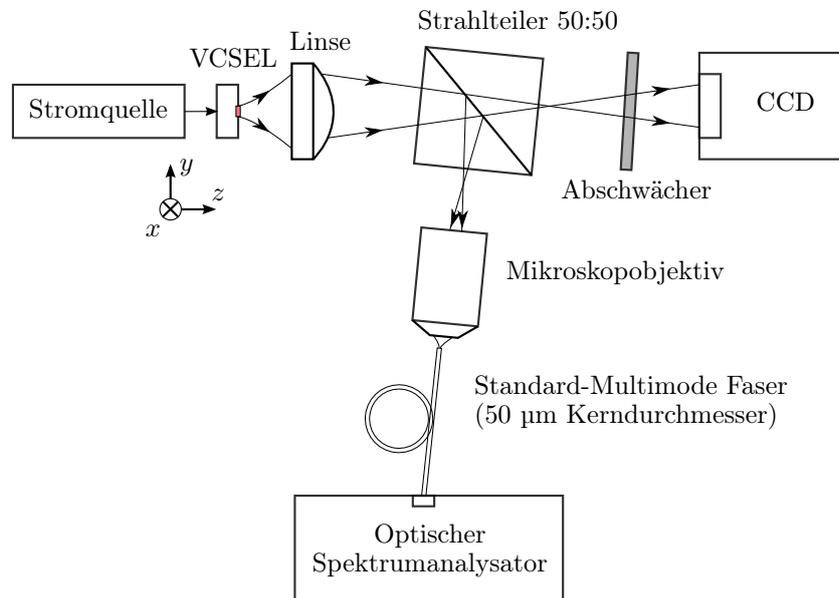


Abbildung 4.2: Messaufbau zur gleichzeitigen Bestimmung des Fernfelds und des Spektrums (aus [74]) des untersuchten Multimode-VCSEL-Typs.

Abbildung 4.3 zeigt die spektrale Leistungsdichte S des untersuchten Multimode-VCSEL-Typs, betrieben bei einem konstanten Laserstrom von $I = 10 \text{ mA}$, gemessen bei einer Auflösungsbandbreite von 50 pm . Einige Linien konnten bestimmten LP -Moden zugeordnet werden [74] und sind in der Abbildung mit den zugehörigen LP_{lp} Kennzeichnungen markiert. Das zugehörige Fernfeld bei diesem Betriebsstrom findet sich in Abb. 4.7(a). In Abschnitt 4.2 wird gezeigt, dass bei diesem konkreten Exemplar und Betriebspunkt, die in Abb. 4.3 markierten Eigenmoden das Fernfeld dominieren.

4.2 Modellierung von Eigenmoden eines VCSEL

Zur Unterscheidung der Eigenmoden eines VCSEL werden die sogenannten LP_{lp} Bezeichnungen verwendet [73]. Für die mathematische Modellierung der transversalen Feldverteilung im Laserresonator wurden die in [43] verwendeten **Laguerre-Gauß-Moden** herangezogen, die zur Beschreibung von Moden in zirkulärsymmetrischen Gradientenindex-Wellenleiterstrukturen mit parabolischem Brechungsindexprofil dienen. In der Realität liegt in einem VCSEL weder ein Stufenindex-Wellenleiter vor, dessen Eigenmoden Bessel-Moden beschreiben würden, noch ein Gradientenindex-Wellenleiter, sondern thermisch induziert ein nur näherungsweise stufenförmiges Indexprofil mit einem stetigen Verlauf des Brechungsindex. Laut [43] sind Laguerre-Gauß-Moden die beste mathematische Näherung der vom VCSEL emittierten Moden. Der große Vorteil von Laguerre-Gauß-Moden ist, dass für die skalare Feldverteilung $\Phi_{V,lp}^{(s,c)}(r, \varphi, z)$ sämtlicher $LP_{lp}^{(s,c)}$ -Moden des VCSEL für jeden Punkt im leeren Raum eine geschlossene Form,

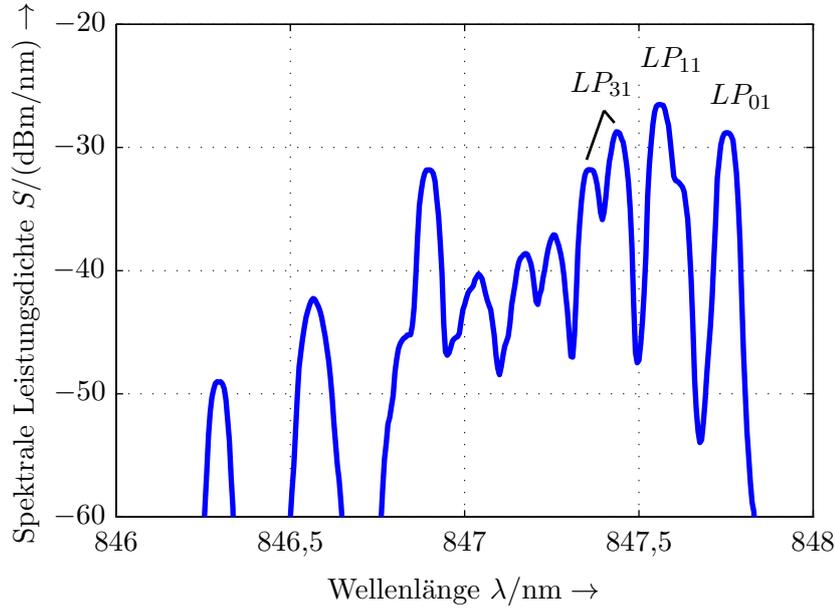


Abbildung 4.3: Gemessenes Spektrum eines Exemplars des untersuchten Multimode-VCSEL-Typs bei einem Laserstrom von $I = 10$ mA. Das gleichzeitig gemessene Fernfeld ist in Abb. 4.7(a) dargestellt.

$$\begin{aligned} \left\{ \begin{array}{l} \Phi_{V,lp}^{(s)}(r, \varphi, z) \\ \Phi_{V,lp}^{(c)}(r, \varphi, z) \end{array} \right\} &= \frac{w_0(l, p)}{w_{lp}(z)} \cdot \left[\frac{\sqrt{2}r}{w_{lp}(z)} \right]^l \cdot L_{p-1}^{(l)} \left(\frac{2r^2}{w_{lp}^2(z)} \right) \cdot \left\{ \begin{array}{l} \sin(l\varphi) \\ \cos(l\varphi) \end{array} \right\} \\ &\cdot \exp \left(\frac{-r^2}{w_{lp}^2(z)} + \frac{jk r^2}{2R_{lp}(z)} - jkz + j[2(p-1) + l + 1] \xi_{lp}(z) \right), \end{aligned} \quad (4.1)$$

in Zylinderkoordinaten (r, φ, z) vorliegt [75]. $L_{p-1}^{(l)}$ ist das verallgemeinerte Laguerresche Polynom [76, S. 942] der Art l und Ordnung $p-1$. Für $LP_{lp}^{(s)}$ -Moden wird $\sin(l\varphi)$, für $LP_{lp}^{(c)}$ -Moden wird $\cos(l\varphi)$ verwendet. Die Größe $w_{lp}(z)$ ist der Modenfeldradius im Abstand z von der Taille $w_0(l, p)$,

$$w_{lp}(z) = w_0(l, p) \sqrt{1 + \left(\frac{z_0(l, p)}{z} \right)^2}, \quad (4.2)$$

mit dem Konfokalparameter

$$z_0(l, p) = \frac{\pi w_0^2(l, p)}{\lambda}. \quad (4.3)$$

Der Krümmungsradius $R_{lp}(z)$ der Wellenfronten ist gegeben durch

$$R_{lp}(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0(l, p)}{z} \right)^2 \right], \quad (4.4)$$

und die sogenannte Gouy Phase ξ_{lp} durch

$$\xi_{lp}(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_0(l,p)}\right). \quad (4.5)$$

Für eine Modellierung der Feldverteilung $\Phi_{V,lp}^{(s,c)}(x,y,z)$ in kartesischen Koordinaten werden diese mit

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + y^2} \\ \varphi &= \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \\ z &= z \end{aligned} \quad (4.6)$$

in Zylinderkoordinaten (r, φ, z) umgerechnet, wenn die Strahlachse des VCSEL mit der z -Achse zusammenfällt. Wenn der VCSEL in ein homogenes Material mit dem Brechungsindex n_2 emittiert, werden die Moden modelliert, indem in Gleichungen (4.1) bis (4.5) z durch z/n_2 ersetzt wird.

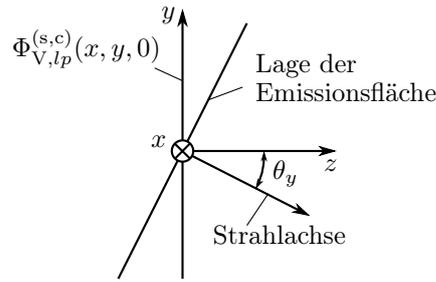


Abbildung 4.4: Definition des Winkels θ_y , wenn die Strahlachse des VCSEL nicht mit der z -Achse zusammenfällt.

Schließt die Strahlachse des VCSEL, wie in Abb. 4.4 skizziert, den Winkel θ_y mit der z -Achse ein, wird das Feld $\Phi_{V,lp}^{(s,c)}(x,y,0)$ aus Gl. 4.1 in der Ebene $z = 0$ berechnet, indem zunächst die Transformation

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + [y \cdot \cos(\theta_y)]^2} \\ \varphi &= \arctan\left(\frac{y \cdot \cos(\theta_y)}{x}\right) \\ z &= y \cdot \sin(\theta_y) \end{aligned} \quad (4.7)$$

angewendet wird.

Gleichung (4.1) modelliert die Eigenmoden eines VCSEL. Dabei reicht die Kenntnis der Wellenlänge λ und der Taille $w_0(l,p)$ eines LP_{lp} -Modus, um die Feldstärke im gesamten Raum zu berechnen. Für die Bestimmung der Tailen einzelner Moden wurde mit dem quelloffenen Programm Vistas [71] ein Fernfeld berechnet. Die hierfür benötigten Geometrieparameter des VCSEL konnten großteils aus Messungen extrahiert, zum Teil aus der Literatur entnommen

und teilweise beim Hersteller erfragt werden [74]. Das Programm lieferte neun unterschiedliche LP_{lp} -Eigenmoden für den untersuchten VCSEL-Typ.

In Vistas wird die transversale Feldverteilung im Laserresonator, analog zu Moden von Stufenindexfasern, durch **Bessel-Moden** modelliert [70]. Aus der so gewonnenen Feldverteilung an der Emissionsfläche kann das Fernfeld – wesentlich aufwändiger als bei Laguerre-Gauss-Moden – über die Fresnelsche Beugung, zum Beispiel mit Hilfe einer schnellen Fourier-Transformation, in jeder beliebigen Ebene des Raums berechnet werden. Um die geschlossene Form in Gl. (4.1) verwenden zu können, wurden die mit Vistas berechneten Bessel-Moden durch Laguerre-Gauß-Moden angenähert. Das Kriterium der bestmöglichen Annäherung war die geringste mittlere quadratische Abweichung der Feldstärken zwischen diesen beiden Arten von Moden im Fernfeld [74]. Tabelle 4.1 präsentiert die ermittelten Tailen.

Tabelle 4.1: Berechnete Tailen einiger LP_{lp} -Moden des untersuchten VCSEL-Typs.

Modus	Taille $w_0(l, p) / \mu\text{m}$
LP_{01}	2,098
LP_{11}	1,73
LP_{21}	1,54
LP_{02}	1,62
LP_{31}	1,41
LP_{12}	1,46
LP_{41}	1,32
LP_{22}	1,37
LP_{03}	1,41

Abbildung 4.5 zeigt das modellierte Feld $\Phi_{V,lp}(x, y, 0)$ für rotationssymmetrische Moden bzw. $\Phi_{V,lp}^{(s)}(x, y, 0)$ für nicht-rotationssymmetrische Moden an der Emissionsfläche des untersuchten VCSEL-Typs. Abgesehen von $LP_{lp}^{(c)}$ -Moden sind die Felder sämtlicher Eigenmoden dargestellt.

Wird das Fernfeld eines Multimode-VCSEL modelliert, ist die Intensität $I_V(x, y, z)$ des modellierten Felds proportional zur Summe der Betragsquadrate der elektrischen Feldverteilungen sämtlicher emittierter Moden,

$$I_V(x, y, z) \propto \sum_{lp, s, c} p_{V,lp}^{(s,c)} \left| \Phi_{V,lp}^{(s,c)}(x, y, z) \right|^2, \quad (4.8)$$

wenn die Entfernung vom VCSEL größer als die Kohärenzlänge ist. Die Größen $p_{V,lp}^{(s,c)}$ sind die Leistungsgewichte der $LP_{lp}^{(s,c)}$ -Moden des VCSEL. Für Gl. (4.8) müssen die Felder der Moden so normiert sein, dass für jeden VCSEL-Eigenmodus

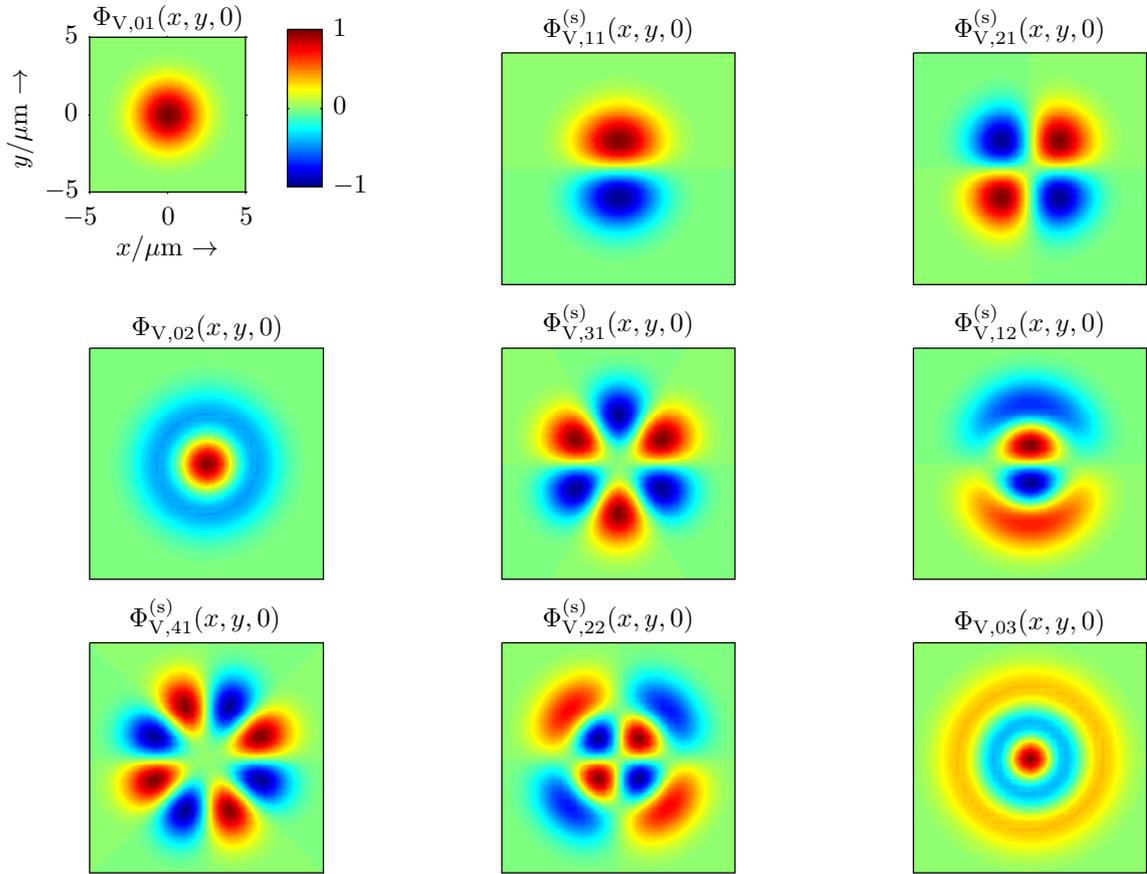


Abbildung 4.5: Modellierte Felder $\Phi_{V,0p}(x, y, 0)$, bzw. $\Phi_{V,lp}^{(s)}(x, y, 0)$ sämtlicher LP_{lp} -Eigenmoden an der Emissionsfläche des untersuchten VCSEL-Typs.

$$\int \left| \Phi_{V,lp}^{(s,c)}(x, y, 0) \right|^2 dA = 1 \quad (4.9)$$

erfüllt ist. Bei der in Abb. 4.2 gezeigten Messung war der Abstand zwischen dem VCSEL und dem CCD etwa 50 cm, deutlich größer als die geschätzte Kohärenzlänge des VCSEL (vgl. Gl. 6.1).

Abbildung 4.6 zeigt die Intensität des mit Laguerre-Gauß-Moden modellierten Fernfelds, wobei die gleiche Farbkodierung wie in den Messungen verwendet wurde. Für die Darstellung wurden Winkelkoordinaten $(\vartheta_x, \vartheta_y)^2$ verwendet. In der Abbildung erkennt man jene drei Moden, die das gemessene Fernfeld in Abb. 4.7(a) dominieren. Die zwei Maxima in Abb. 4.7(a) (rote Bereiche) lassen darauf schließen, dass der LP_{11} -Modus die höchste Leistung hat, wodurch die mit LP_{11} markierte Spektrallinie in Abb. 4.3 bei etwa 847,6 nm identifiziert wurde. Aus der Form dieses Spektralanteils kann man den Schluss ziehen, dass sich der LP_{11} -Modus aus zwei spektral eng

² $\tan(\vartheta_x) = \frac{x}{z}, \tan(\vartheta_y) = \frac{y}{z}$

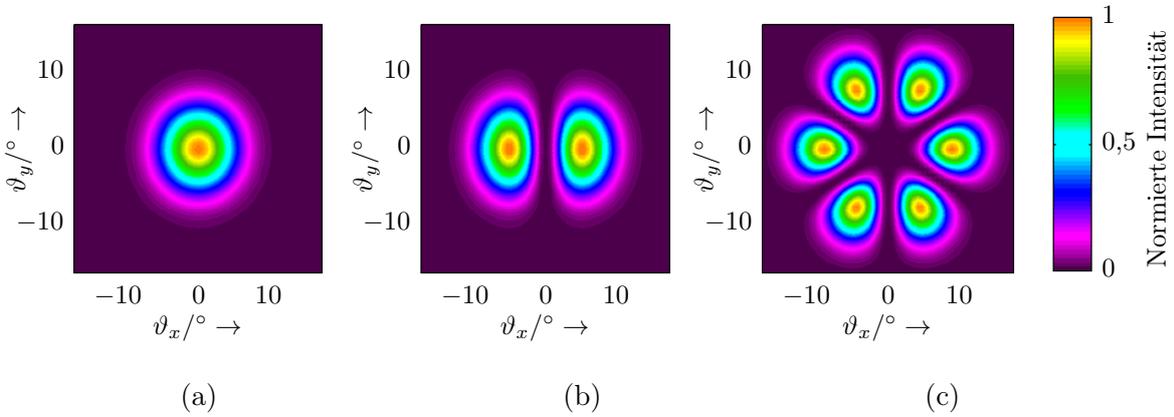


Abbildung 4.6: Intensität des modellierten Fernfelds verschiedener Ausgangsmoden eines VCSEL, (a) LP_{01} , (b) $LP_{11}^{(c)}$ (c) $LP_{31}^{(c)}$.

benachbarten Moden unterschiedlicher Leistung zusammensetzt. Die leicht hexagonale Form des Fernfelds wird durch einen Anteil des LP_{31} -Modus mit unterschiedliche Leistungen der entarteten Moden ($LP_{31}^{(c)}$ und $LP_{31}^{(s)}$, um 30° gedreht) erklärt.

Für die Zuordnung der Spektrallinie in Abb. 4.3 bei etwa $847,75 \text{ nm}$ wurde ein Laserstrom knapp oberhalb des Schwellstroms eingestellt. In diesem Betriebspunkt emittiert der VCSEL nur in seinem näherungsweise gaußförmigen Grundmodus. Die in diesem Betriebspunkt alleinig auftretende Spektrallinie wird dem Grundmodus (LP_{01}) zugeordnet. Weitere Spektrallinien in Abb. 4.3 konnten nicht identifiziert werden.

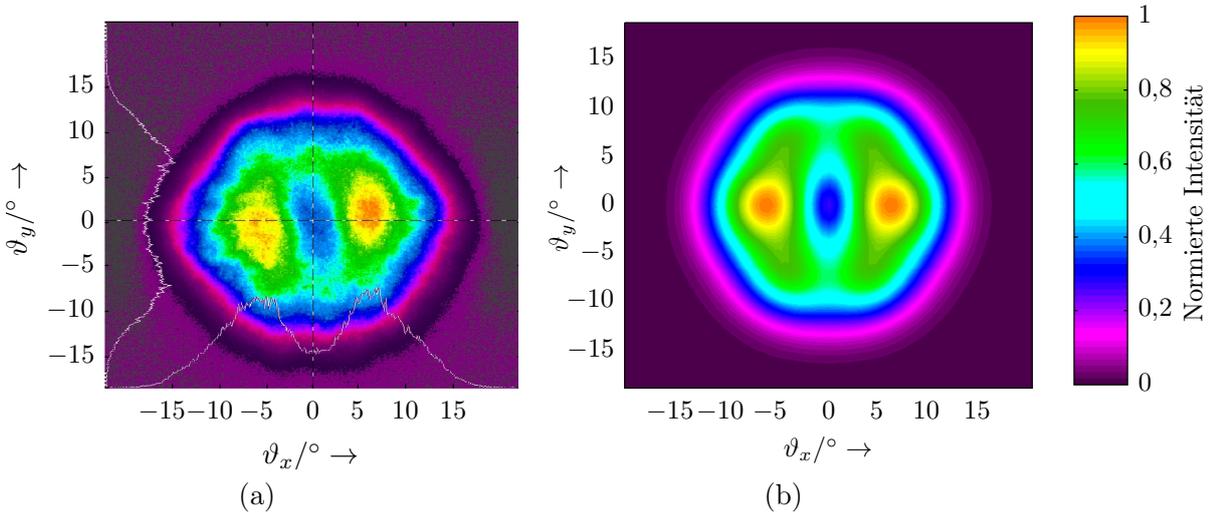


Abbildung 4.7: (a) Gemessenes Fernfeld eines Exemplars des untersuchten VCSEL-Typs bei einem Laserstrom von 10 mA . Das gleichzeitig gemessene Spektrum ist in Abb. 4.3 dargestellt. (b) Modelliertes Fernfeld $I_V(x, y)$.

Mit Hilfe von Gl.(4.8) wurde ein Fernfeld modelliert, wobei als Startwerte der Leistungsge-

wichte $p_{V,lp}^{(s,c)}$ die Höhen der Spektrallinien in Abb. 4.3 dienen. Da unterschiedliche Moden des VCSEL eine unterschiedliche Einkoppeleffizienz in die Glasfaser, welche das Licht in den Spektrumanalysator führt (siehe Abb. 4.2), aufweisen, war zu erwarten, dass diese Startwerte keine befriedigende Annäherung des gemessenen Fernfelds liefern. Im Weiteren wurden die Gewichte $p_{V,lp}^{(s,c)}$ für eine bestmögliche Übereinstimmung des gemessenen Fernfelds mit dem Modell iterativ verändert. Durch systematische Versuche zeigte sich, dass, abgesehen von den in Abb. 4.6 dargestellten Moden, auch der LP_{41} -Modus in beiden Orientierungen einen Teil der Leistung des Felds in Abb. 4.7(a) trägt. Für eine bestmögliche Approximation wurden auch für diesen Modus Leistungsgewichte ermittelt. Das zusammengesetzte Fernfeld ist in Abb. 4.7(b) dargestellt, wieder unter der Verwendung von Winkelkoordinaten $(\vartheta_x, \vartheta_y)$, die zugehörigen Leistungsgewichte sind in Tab. 4.2 aufgelistet. Der volle Divergenzwinkel³ des modellierten Feldes beträgt $25,5^\circ$, in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert von $28,5^\circ$. Die dennoch vorhandene Differenz weist darauf hin, dass beim realen Feld vermutlich auch noch Moden höherer Ordnung zumindest eine untergeordnete Rolle spielen, da Moden höherer Ordnung zu einer größeren Gesamtdivergenz des Fernfelds führen.

Tabelle 4.2: Gewichtungsfaktoren einzelner Moden für die Modellierung des gemessenen Fernfelds, dargestellt in Abb. 4.7(a). Die resultierende Feldverteilung sieht man in Abb. 4.7(b).

Modus	Gewicht $p_{V,lp}^{(s,c)}$
LP_{01}	0,07
$LP_{11}^{(c)}$	0,26
$LP_{11}^{(s)}$	0,12
$LP_{31}^{(c)}$	0,28
$LP_{31}^{(s)}$	0,21
$LP_{41}^{(c)}$	0,03
$LP_{41}^{(s)}$	0,03

³Zur Ermittlung des Divergenzwinkels wurde eine Gerade durch die beiden Maxima in Abb. 4.7(a) und (b) gezogen und die Winkeldifferenz zwischen jenen äußeren Punkten bestimmt, an denen die normierten Intensität $1/e^2$ ist.

4.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass das Emissionsfeld des untersuchten Multimode-VCSEL-Typs aus verschiedenen LP -Moden zusammengesetzt werden kann. Hierfür wurde aus der Literatur ein Modell übernommen, das die Eigenmoden eines Multimode-VCSEL durch Laguerre-Gauß-Moden nachbildet. Dieses Modell erlaubt, das Feld in jedem beliebigen Punkt im Raum in geschlossener Form anzugeben, wofür nur Kenntnis der Strahltaile des jeweiligen Eigenmodus und der Wellenlänge vorausgesetzt ist. Ein Vergleich eines real gemessenen Fernfelds des untersuchten VCSEL-Typs mit dem Modell zeigte eine sehr gute Übereinstimmung.

Kapitel 5

Simulation der Einkopplung eines VCSEL in einen Mehrfachkern-Wellenleiter

In diesem Kapitel werden Simulationen der Einkopplung des Ausgangsfelds eines VCSEL in einen Mehrfachkern-Wellenleiter durchgeführt. Als Wellenleiter dient das in Abschnitt 3.1 beschriebene Modell. Eingangsfelder werden durch die in Abschnitt 4.2 beschriebenen Laguerre-Gauß-Moden modelliert. Es werden zwei unterschiedliche numerische Berechnungsmethoden auf Basis der finiten Differenzen beschrieben, welche Simulationen an beliebigen Wellenleiterstrukturen bei Anregung durch wiederum beliebige Eingangsfelder erlauben. Dass die Ergebnisse der beiden Methoden eine sehr gute Übereinstimmung zeigen, wird anhand von zwei Beispielen demonstriert.

- In Abschnitt 5.1 wird eine Strahlausbreitungsmethode (**B**eam **P**ropagation **M**ethod, BPM), die auf der Methode der finiten Differenzen basiert, beschrieben. Mit Hilfe dieser Methode wird der sogenannte Durchsatz berechnet, das Verhältnis der Leistung am Ende eines endlichen Wellenleiters zur Gesamtleistung am Beginn dieses Wellenleiters. Die Vorteile dieser Methode sind, dass auch der Durchsatz von in Ausbreitungsrichtung invarianten Wellenleiterstrukturen berechnet werden kann, und dass die Feldverteilung im gesamten Simulationsbereich berechnet wird. Der Nachteil ist der vergleichsweise hohe Rechenaufwand. Mit aktuell verfügbaren Computern dauerten Simulationen mehrere Stunden bis zu wenigen Tagen¹.
- In Abschnitt 5.2 wird die „Methode der Eigenmoden-Zerlegung“ (**E**igenmode **D**ecomposition **M**ethod, EDM [67]) beschrieben. Sie dient zur Berechnung der sogenannten Einkoppeleffizienz, das Verhältnis der Leistung am Ende eines unendlich langen Wellenleiters zur Eingangsleistung, wenn angenommen wird, dass keine Materialdämpfung vorhanden ist. Dabei werden im Wesentlichen Überlappungsintegrale der Eigenmoden des Wellenleiters und des Eingangsfelds berechnet. Diese Methode ist auf in Ausbreitungsrichtung uniforme Wellenleiter eingeschränkt, dafür erweist sie sich in Bezug auf die Rechenzeit um

¹Berechnungen wurden mit der Software BEAMLAB [67, 77] durchgeführt.

ein Vielfaches günstiger als die Methode BPM. Aktuell verfügbare Computer erlaubten Simulationen im Minutenbereich.

Bei Berechnungen mit der Methode BPM zeigte sich, dass sich bei den verwendeten Modellen schon nach wenigen Millimetern ein näherungsweise stationärer Zustand der Leistung im Wellenleiter einstellt. Wird mit der Methode BPM eine Simulation über eine Ausbreitung von nur wenigen Millimetern durchgeführt, sind die Werte des Durchsatzes sehr ähnlich den Werten der Einkoppeffizienz, welche mit der Methode EDM berechnet werden.

Das Ziel der Simulationen war, Einblicke zu gewinnen, welche Parameter die Einkopplung in welcher Weise beeinflussen, wenn Mehrfachkern-Wellenleiter, angeregt durch VCSEL, zur Führung von Licht dienen. Als Ausgangswerte der Simulationsparameter werden die in Abb. 3.1 gezeigten Parameter des Wellenleiters herangezogen, wobei angenommen wurde, dass die Strahlachse des VCSEL mit der Wellenleiterachse zusammenfällt und dass kein Abstand zwischen Laser und Wellenleiter vorhanden ist. Um den Einfluss einzelner der Vielzahl der Parameter zu untersuchen, wurde in den Simulationen der Durchsatz, bzw. die Einkoppeffizienz jeweils in Abhängigkeit eines Parameters berechnet, für die verbleibenden Parameter dienten die Ausgangswerte. Durch eine Simulation sollte der Einfluss des Abstands zwischen VCSEL und Wellenleiter bei Anregung durch einen Singlemode-VCSEL auf die Einkopplung untersucht werden. Eine weitere Berechnung diente der Untersuchung der Einkopplung unterschiedlicher Eigenmoden eines Multimode-VCSEL in den Mehrfachkern-Wellenleiter. Diese beiden Berechnungen wurden mit beiden Methoden durchgeführt, um eine Übereinstimmung der Ergebnisse zu demonstrieren. Bei Simulationen in Abhängigkeit eines Parameters des Wellenleiters (Kernabstand und Kerndurchmesser) wurde der Durchsatz mit Hilfe der sehr rechenintensiven Methode BPM durchgeführt. Die Methode EDM erschien für diese Simulationen weniger effizient, da für jeden Wert des Kernabstands die Eigenmoden des Wellenleiters neu berechnet werden müssten. Für die Untersuchung von Fehljustierungen (transversale Fehljustierungen und Winkelabweichungen zwischen Strahl- und Wellenleiterachse) erwies sich die Methode EDM besonders effizient, da nur einmal die Eigenmoden des Wellenleiters berechnet wurden, um für jeden Wert der Fehljustierung als Basis zu dienen.

5.1 Berechnung des Durchsatzes mit einer Strahlausbreitungsmethode

5.1.1 Grundlagen

Eine bedingungslos stabile Strahlausbreitungsmethode (BPM), die vergleichsweise wenig Rechenzeit in Anspruch nimmt, ist die in [78] vorgestellte, auf der Methode der finiten Differenzen (FD) basierende „Alternate Direction Implicit“ (ADI) Methode. Grundsätzlich wird, wie in Abb. 5.1 veranschaulicht, der transversal begrenzte Simulationsbereich in Ebenen im Abstand von Δz unterteilt. Der ersten Ebene wird ein Eingangsfeld $\Phi(x, y, 0)$ vorgegeben, woraus das Feld $\Phi(x, y, \Delta z)$ in der nächsten Ebene berechnet wird. $\Phi(x, y, \Delta z)$ wiederum dient als Eingangsfeld der folgenden Ebene, woraus $\Phi(x, y, 2\Delta z)$ bestimmt wird und so weiter, bis letztlich das Feld $\Phi(x, y, L) = \Phi_{\text{out}}(x, y)$ in der Ebene (x, y, L) bestimmt ist. Je geringer die Schrittweite Δz gewählt wird, desto höher ist die Genauigkeit, wobei man eine höhere Rechenzeit in Kauf nehmen

muss. Als bester Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenzeit hat sich eine Schrittweite von etwa einer Größenordnung über der Wellenlänge erwiesen. Wie bei der in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Methode ist $\Phi(x, y, z)$ ein dimensionsloses, skalares Feld, welches proportional zu den vier möglichen Feldkomponenten (E_x, E_y, H_x oder H_y) ist.

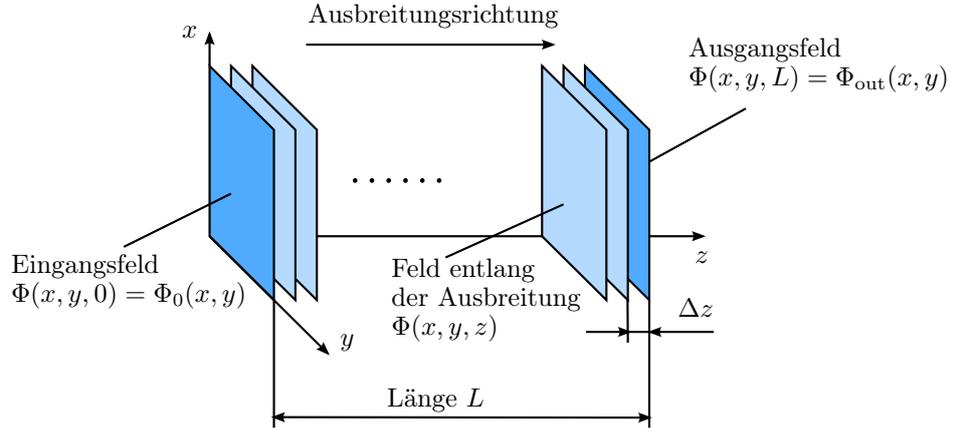


Abbildung 5.1: Veranschaulichung der Strahlausbreitungsmethode auf Basis der finiten Differenzen.

Basis von FD-BPM Methoden ist die sogenannte Helmholtzgleichung [63],

$$\nabla^2 \Phi(x, y, z) + k_0^2 n^2(x, y, z) \Phi(x, y, z) = 0, \quad (5.1)$$

mit dem Laplace-Operator

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (5.2)$$

Aufgrund den der Gl. (5.1) zugrunde liegenden Vernachlässigungen ist diese Methode auf schwach führende Wellenleiter mit geringen Änderungen des Brechungsindex in Ausbreitungsrichtung beschränkt. Verschieden polarisierte elektromagnetische Wellen können mit dieser Methode nicht unterschieden werden.

Eine zweite Einschränkung dieser Methode ergibt sich durch die sogenannte paraxiale Näherung (auch Fresnelsche Näherung genannt), welche die zweite Ableitung des Felds in Ausbreitungsrichtung vernachlässigt,

$$\boxed{\frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi = 0}. \quad (5.3)$$

Aufgrund der paraxialen Näherung ist die Methode auf Berechnungen eingeschränkt, bei denen Wellenfronten nur einen kleinen Winkel θ zu einer transversalen Ebene einschließen. Die Bedingung

$$\boxed{\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \ll 1} \quad (5.4)$$

muss erfüllt sein.

Bei FD-BPM Methoden wird das Feld in der Ebene $z + \Delta z$ aus den Werten in der Ebene z mit Hilfe der Helmholtzgleichung (5.1) berechnet. Die Berechnung wird mit Hilfe von finiten Differenzen auf lineare Gleichungssysteme zurückgeführt. Das Feld $\Phi(x, y, z)$ einer Ebene z ist in $M_x \times M_y$ Punkte diskretisiert. Das Wesentliche der ADI Methode ist, dass jede $z \neq 0$ Ebene in zwei Zwischenschritten berechnet wird. Im ersten Zwischenschritt wird das Feld $\Phi(x, y, z + \Delta z/2)$ der Ebene $z + \Delta z/2$ für M_x Punkte berechnet, wobei benachbarte Punkte der zwei Ebenen durch die Helmholtz-Gleichung verknüpft sind. Die Berechnung erfolgt mit

$$\mathbf{T}' \underline{\Phi}(x, y, z + \Delta z/2) = \underline{d}', \quad (5.5)$$

wobei der Vektor $\underline{\Phi}(x, y, z + \Delta z/2)$ die Feldverteilung in der Zwischenebene ($z + \Delta z/2$) repräsentiert. In der Matrix \mathbf{T}' sind die Informationen über die Brechungsindexverteilung in der Zwischenebene enthalten. Der Vektor \underline{d}' beinhaltet die Informationen über das Feld und Brechungsindexverteilung in der Ebene z , und zwar jeweils für einen konstanten y -Wert. Diese Gleichung stellt eine Trigonale Matrixgleichung der Größe $M_x \times M_x$ dar und wird in diesem Schritt M_y mal gelöst.

Im zweiten Schritt wird das Feld $\Phi(x, y, z + \Delta z)$ in der Ebene $z + \Delta z$ mit Hilfe von

$$\mathbf{T}'' \underline{\Phi}(x, y, z + \Delta z) = \underline{d}'', \quad (5.6)$$

berechnet, wobei $\underline{\Phi}(x, y, z + \Delta z)$ das Feld in der Ausgangsebene $z + \Delta z$ dieses Rechenschritts in Form eines Vektors repräsentiert. Der Vektor \underline{d}'' bzw. die Matrix \mathbf{T}'' beinhalten analog zum ersten Schritt die Informationen über die Brechungsindexverteilungen in der Zwischenebene ($z + \Delta z/2$) und in der Ausgangsebene ($z + \Delta z$), hier jeweils für einen konstanten x -Wert. Daher wird in diesem Schritt M_x mal eine Gleichung der Größe $M_y \times M_y$ gelöst.

Der Rechenaufwand eines Schrittes, bestimmt durch $M_x \times (M_y \times M_y)$ und $M_y \times (M_x \times M_x)$, ist im Vergleich zur in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Methode bedeutend geringer, da wesentlich kleinere Gleichungssysteme gelöst werden müssen. Dagegen werden die Schritte sehr oft wiederholt, da der Simulationsbereich mit der Länge L in $L/\Delta z$ Ebenen geteilt wird.

Für die Berechnung der normierten Leistung $p(z)$ im Bereich des Wellenleiters

$$p(z) = \frac{\int_A |\Phi(x, y, z)|^2 dx dy}{\int_A |\Phi(x, y, 0)|^2 dx dy}, \quad (5.7)$$

wird eine Apertur mit der Fläche A festgelegt.

Ist man am Durchsatz ζ eines Wellenleiters interessiert, wird das Verhältnis der Leistung am Ende des Wellenleiters, zur Leistung am Beginn, gebildet,

$$\zeta = p(L) = \frac{\int_A |\Phi(x, y, L)|^2 dx dy}{\int_A |\Phi(x, y, 0)|^2 dx dy}. \quad (5.8)$$

Bei einer Vielzahl von Simulationen zeigte sich, dass die Leistung im Bereich des Wellenleiters bereits nach wenigen Millimetern gegen einen Endwert konvergiert, daher ist der mit Hilfe von Gl (5.8) bestimmte Durchsatz mit der in Abschnitt 5.2 berechneten Einkoppleffizienz vergleichbar.

Für Darstellungen wird die Intensität herangezogen, welche über

$$I(x, y, z) \propto |\Phi(x, y, z)|^2 \quad (5.9)$$

mit dem berechneten skalaren Feld zusammenhängt, wobei eine Skalierung in Dezibel verwendet wird,

$$I(x, y, z)/\text{dB} = 10 \cdot \log_{10} \left\{ \frac{I(x, y, z)}{\max(I(x, y, z))} \right\}. \quad (5.10)$$

5.1.2 Durchsatz als Funktion des Abstands zwischen einem Singlemode-VCSEL und Wellenleiter

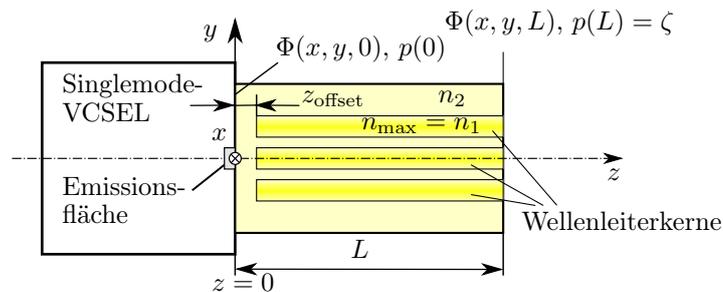


Abbildung 5.2: Simulierte Anordnung zur Berechnung des Einflusses auf den Durchsatz durch den Abstand z_{offset} zwischen Laser und Wellenleiter.

Bei der in Abb. 1.1 gezeigten Herstellungstechnologie von Wellenleitern kann ein Abstand z_{offset} in der Größenordnung von $15 \mu\text{m}$ zwischen VCSEL und Wellenleiter nicht unterschritten werden, damit das Bauteil durch den Schreibvorgang nicht zerstört wird. Würde man zwischen VCSEL und Wellenleiter ein optisches Bauteil einfügen, welches die Strahlform nicht verändert, zum Beispiel ein ebener Umlenkspiegel, vergrößert sich dieser Abstand weiter. Um den Einfluss dieses Abstands auf die Einkopplung zu simulieren, wurde der Durchsatz mit Hilfe der Methode BPM-ADI eines Wellenleiters mit endlicher Länge bei Anregung durch einen Singlemode-VCSEL als

Funktion von z_{offset} berechnet. Abbildung 5.2 skizziert die simulierte Anordnung. Als Eingangsfeld $\Phi(x, y, 0)$ der Simulation diente der Grundmodus (LP_{01}) des in Abschnitt 4.2 modellierten VCSEL, wobei angenommen wurde, dass die Strahlachse des VCSEL mit der Wellenleiterachse zusammenfällt (gleichzeitig z -Achse). Zur Modellierung des Eingangsfelds wurde Gl. (4.1) in der Form

$$\Phi_0(x, y) = \Phi_{V,01}^{(c)} \left(\sqrt{x^2 + y^2}, \arctan \left(\frac{y}{x} \right), 0 \right) \quad (5.11)$$

verwendet. Der transversale Simulationsbereich wurde auf $x = \pm 50 \mu\text{m}$ und $y = \pm 50 \mu\text{m}$ eingeschränkt und in $M_x = M_y = 257$ Punkte diskretisiert. Die Schrittweite in z -Richtung betrug $\Delta z = 10 \mu\text{m}$. Der transversale Verlauf des Brechungsindex für $z \geq z_{\text{offset}}$ entspricht der Verteilung des in Abb. 3.1 gezeigten Modells, für $z < z_{\text{offset}}$ ist der Brechungsindex gleich n_2 . Es wurde eine Wellenlänge von $\lambda = 850 \text{ nm}$ festgelegt.

Abbildung 5.3 zeigt die Intensitätsverteilung $I(0, y, z)$ in Dezibel in der Ebene $x = 0$ für unterschiedliche Abstände zwischen Laser und Beginn des Wellenleiters, z_{offset} , dargestellt für $0 \leq z \leq 10 \text{ mm}$. Man beachte die stark unterschiedliche Skalierung der y - und z -Achse. Weiße Linien deuten die Wellenleiterkerne bei $w_{0,n}$ an. Die Abbildung lässt erkennen, dass bei geringen Abständen (Abb. 5.3(a), (b)) die optische Leistung zum Großteil im zentralen Kern geführt wird und im dargestellten Bereich kaum auf die äußeren Kerne überkoppelt. Mit zunehmendem Abstand (Abbildung 5.3(c), (d)) wird zunehmend optische Leistung in äußere Kerne eingekoppelt. Dieses Ergebnis lässt darauf schließen, dass bei den für diese Simulation getroffenen Annahmen bei Abständen $z_{\text{offset}} \leq 350 \mu\text{m}$ die äußeren Kerne der Mehrfachkern-Wellenleiterstruktur nur wenig zur Erhöhung des Durchsatzes beitragen.

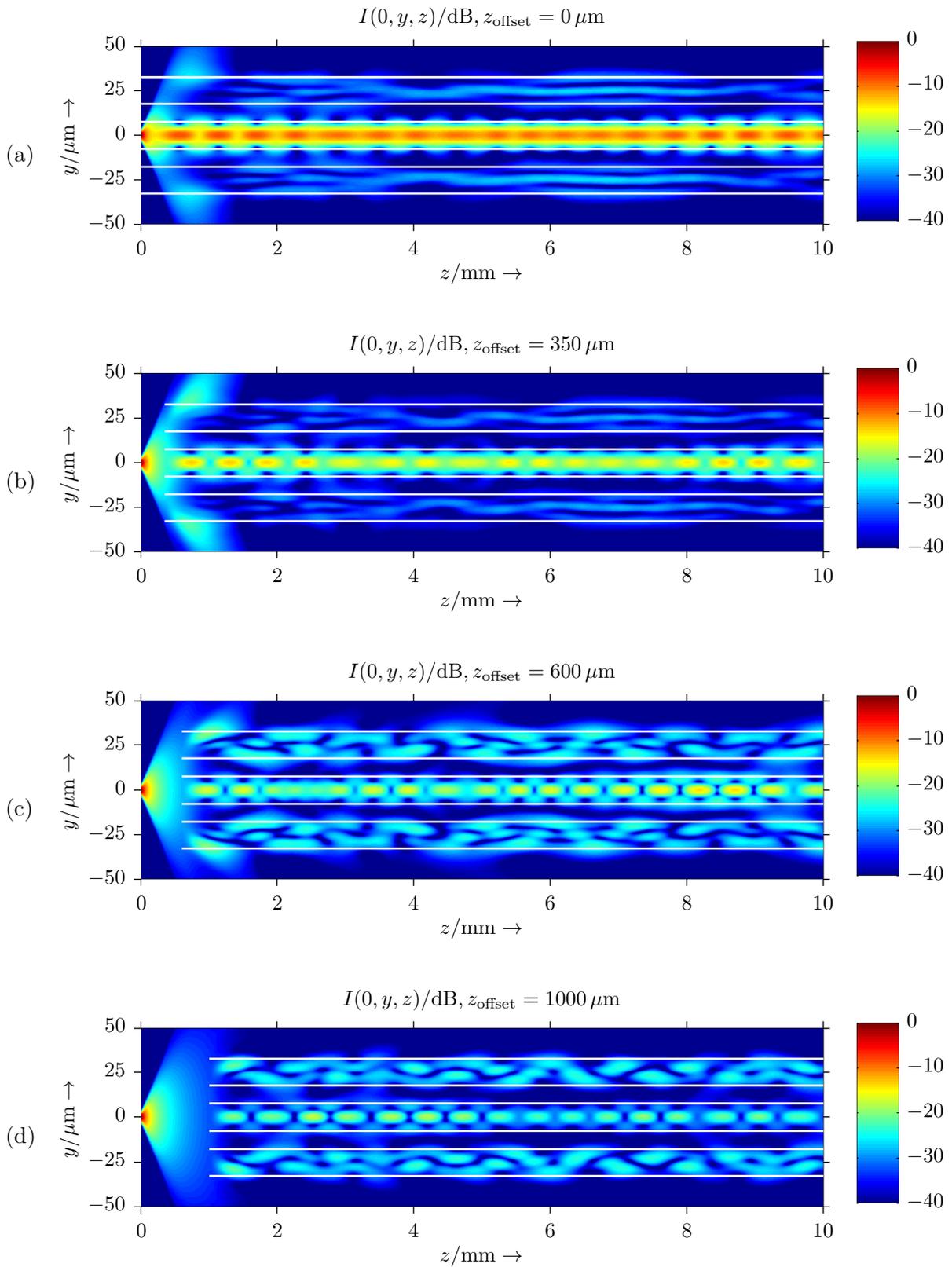


Abbildung 5.3: Intensität $I(0, y, z)$ in der Ebene $x = 0$ entlang des Mehrfachkern-Wellenleiters bei vier verschiedenen Abständen z_{offset} zwischen Laser und Wellenleiter, berechnet mit der Methode BPM-ADI.

Für eine Abschätzung, nach welcher Distanz die Leistung im Bereich des Wellenleiter hinreichend gegen ihren Endwert bei $z = \infty$ konvergiert, wurde die Leistung innerhalb einer Apertur mit Gl. (5.7) entlang der Ausbreitungsrichtung berechnet. Der Aperturdurchmesser wurde auf $100 \mu\text{m}$ festgelegt. Abbildung 5.4 zeigt den Verlauf der Leistung im Bereich $0 \leq z \leq 10 \text{ mm}$ für vier Werte von z_{offset} . Mit Hilfe einer Simulation an einem wesentlich längeren Wellenleiter konnte geschätzt werden, dass Änderungen der Leistung im Bereich des Wellenleiters für $z > 10 \text{ mm}$ nur mehr in einer Größenordnung von 2% zu erwarten sind. Somit kann die Leistung im Bereich des Wellenleiters bei $z = L = 10 \text{ mm}$ als gegen ihren Endwert konvergiert betrachtet werden. Am Beginn des Wellenleiters bleibt die Leistung konstant, da ein Teil der optischen Leistung erst bei $z \gtrsim 0,4 \text{ mm}$ die Grenzen der festgelegten Apertur erreicht hat (vgl. in Abb. 5.3 (a) bis (d), bei $y = \pm 50 \mu\text{m}$).

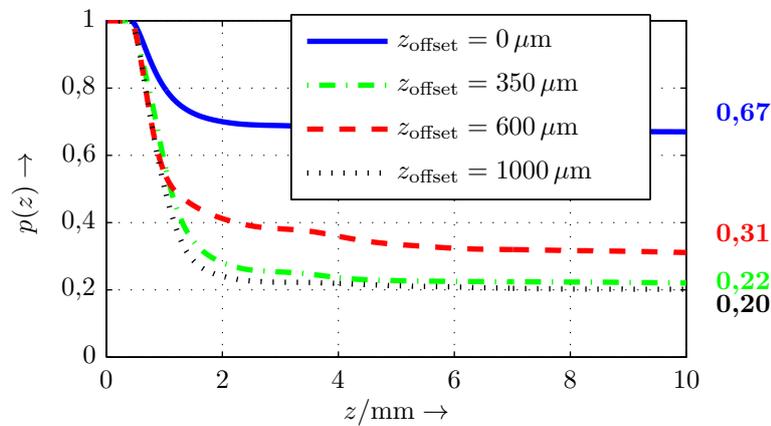


Abbildung 5.4: Normierter Leistungsverlauf in Ausbreitungsrichtung innerhalb einer Apertur mit einem Durchmesser von $100 \mu\text{m}$ bei vier verschiedenen Abständen z_{offset} zwischen Laser und Wellenleiter.

Abbildung 5.5 stellt den mit Gl. (5.8) berechneten Durchsatz für $L = 10 \text{ mm}$ dar. Interessant ist, dass der Durchsatz oberhalb von etwa $z_{\text{offset}} = 380 \mu\text{m}$ leicht ansteigt. Der Grund für diesen Anstieg könnte eine stärkere Anregung der äußeren Wellenleiterkerne bei größerem Abstand z_{offset} sein. In Abb. 5.3 (c) und (d) ist die Intensität in äußeren Kernen auch deutlich höher als in Abb. 5.3 (a) und (b).

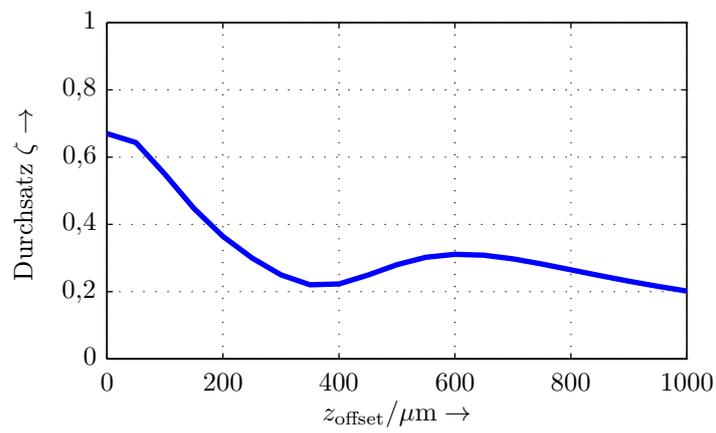


Abbildung 5.5: Durchsatz ζ als Funktion des Abstands z_{offset} zwischen Laser und Wellenleiter, berechnet mit der Methode BPM-ADI (Gl. (5.8)).

5.1.3 Durchsatz verschiedener Eigenmoden eines Multimode-VCSEL

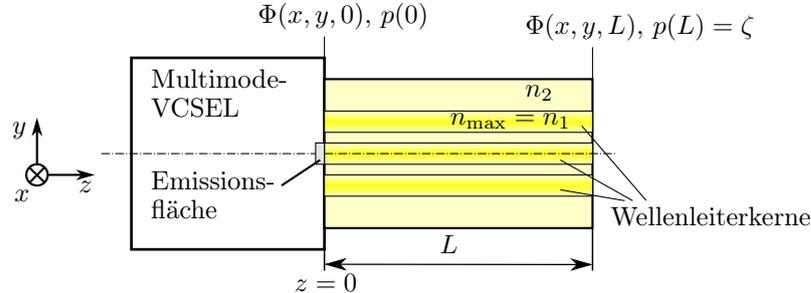


Abbildung 5.6: Simulierte Anordnung zur Berechnung der unterschiedlichen Einkoppeleffizienz verschiedener VCSEL Eigenmoden.

Die in diesem Abschnitt gezeigte Simulation dient zur Beurteilung, wie stark sich der jeweilige Durchsatz des modellierten Wellenleiters bei Anregung durch verschiedene Ausgangsmoden eines Multimode-VCSEL unterscheidet. Es wurde eine Simulation mit der Methode BPM-ADI durchgeführt, wobei das in Abb. 3.1 vorgestellte Modell der untersuchten Mehrfachkern-Wellenleiterstruktur herangezogen wurde. Abbildung 5.6 schematisiert die simulierte Struktur. Zum Vergleich wurde eine weitere Simulation der Einkopplung in einen Einzelkern-Wellenleiter, welcher nur aus dem zentralen Kern des Mehrfachkern-Wellenleiters besteht, durchgeführt. Als Eingangsfelder dienten die in Abb. 4.5 modellierten $LP_{lp}^{(s)}$ -Eigenmoden² des untersuchten VCSEL-Typs, wofür Gl. (4.1) in der Form

$$\Phi_0(x, y) = \Phi_{V,lp}^{(s)} \left(\sqrt{x^2 + y^2}, \arctan \left(\frac{y}{x} \right), 0 \right) \quad (5.12)$$

verwendet wurde. Die Strahlachse und die Wellenleiterachse wurden so angeordnet, dass sie mit der z -Achse zusammenfallen. Der transversale Simulationsbereich wurde auf $x = \pm 50 \mu\text{m}$ und $y = \pm 50 \mu\text{m}$ begrenzt und in $M_x = M_y = 257$ Punkte diskretisiert. Die Länge des Wellenleiters betrug $L = 10 \text{ mm}$ und die Schrittweite in z -Richtung $\Delta z = 10 \mu\text{m}$. Es wurde eine Wellenlänge von $\lambda = 850 \text{ nm}$ festgelegt.

Abbildung 5.7 zeigt die berechnete Intensität in Dezibel in der Ebene $x = 0$ des Simulationsbereichs. Im jeweils linken Teilbild ist das modellierte Ausgangsfeld des VCSEL, gleichzeitig Eingangsfeld für die Simulation, ebenfalls in Dezibel, dargestellt. Teilbild (b) zeigt ein Beispiel eines Modus (LP_{31}), welcher nicht in den Wellenleiter eingekoppelt wird. Die Intensitätsverteilungen der verbleibenden drei Beispiele zeigen, dass der zentrale Kern durch das Eingangsfeld angeregt wird. Die Abbildung lässt auch erkennen, dass nur sehr wenig optische Leistung auf die äußeren Wellenleiterkerne innerhalb dieser Ausbreitungsdistanz übergekoppelt wird.

In Abb. 5.8 ist der Durchsatz sämtlicher Eigenmoden des VCSEL dargestellt. Während der Grundmodus einen Durchsatz von $\zeta = 67\%$ zeigt, ist der Durchsatz bei Anregung durch die Moden LP_{21} , LP_{31} und LP_{41} geringer als 1% . Die Ergebnisse der Vergleichssimulation mit dem Einzelkern-Wellenleiter sind ebenfalls in Abb. 5.8 dargestellt. Aus ihnen folgt, dass es nur einen

²eine Simulation mit $LP_{lp}^{(c)}$ -Moden lieferte das gleiche Resultat

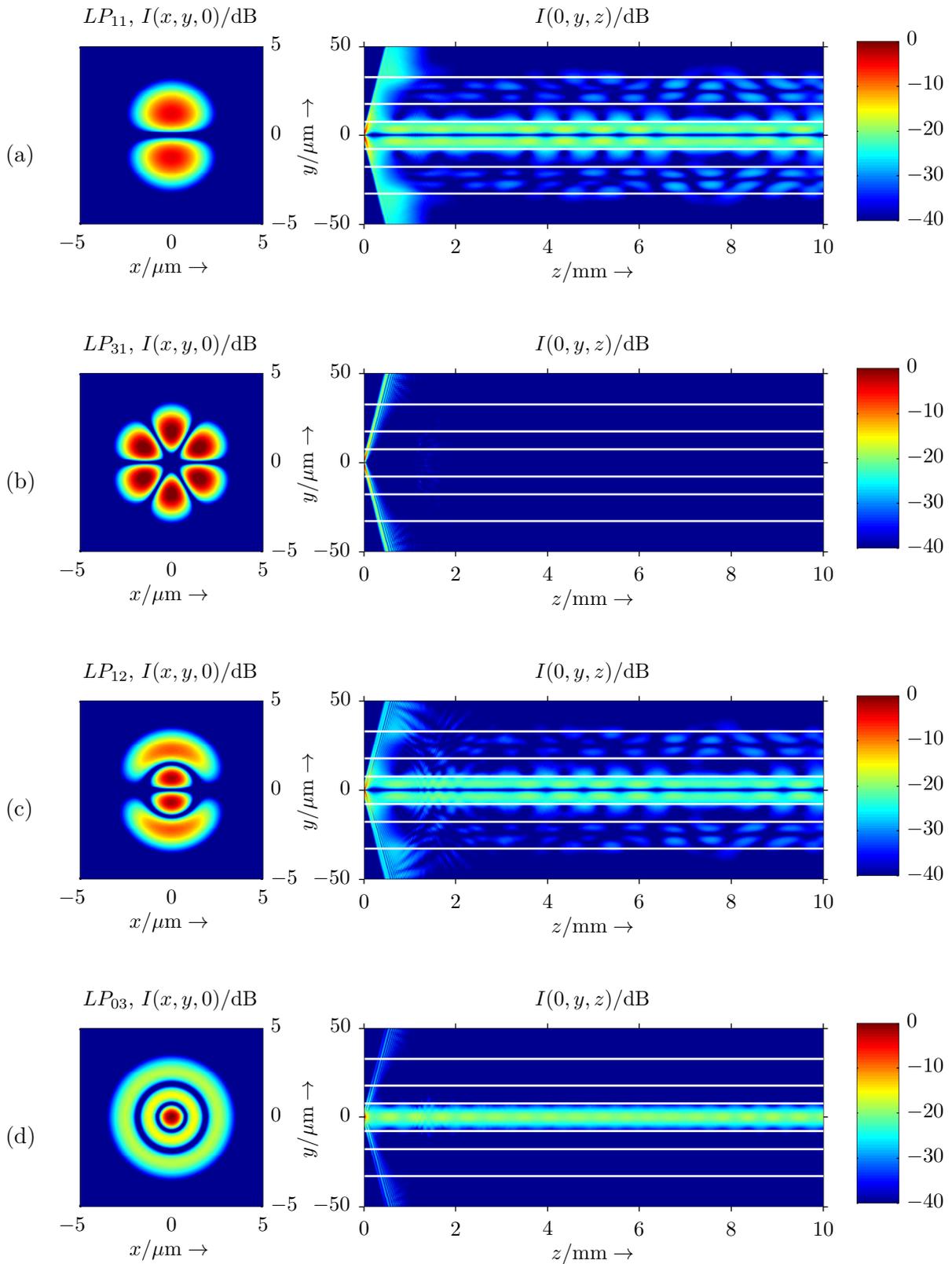


Abbildung 5.7: Intensität $I(x, y, 0)$ von vier verschiedenen Eigenmoden des VCSEL an der Emissionsfläche, und Intensität $I(0, y, z)$ entlang des Mehrfachkern-Wellenleiters, berechnet mit der Methode BPM-ADI.

geringen Unterschied macht, ob der Wellenleiter aus dem Bündel, bestehend aus sieben Einzelkernen, oder nur aus dem zentralen Wellenleiterkern besteht.

Messungen an der TU Wien an Multimode-VCSEL haben gezeigt, dass die Verteilung der optischen Ausgangsleistung auf die Moden sehr stark von den Betriebsparametern, dem Betriebsstrom, der Umgebungstemperatur und Rückreflexionen in den Laserresonator, abhängt [74] und außerdem von Exemplar zu Exemplar stark unterschiedlich ist. Es ist daher praktisch unmöglich, anzugeben, welche Moden im Betrieb emittiert werden. Somit kann die Einkoppeleffizienz bei Anregung durch Multimode-VCSEL nur sehr schwer vorausgesagt werden. Für den Betrieb einer optischen Übertragungsstrecke mit einem Multimode-VCSEL bedeutet das, dass mit starken Schwankungen der optischen Leistung am Ende des Wellenleiters, selbst bei geringen Änderungen der Betriebsparameter, zu rechnen ist. Für die Realisierung von optischen Übertragungsstrecken sind daher für eine vorhersagbare, hohe und konstante Einkoppeleffizienz die Verwendung von Singlemode-VCSEL zu empfehlen.

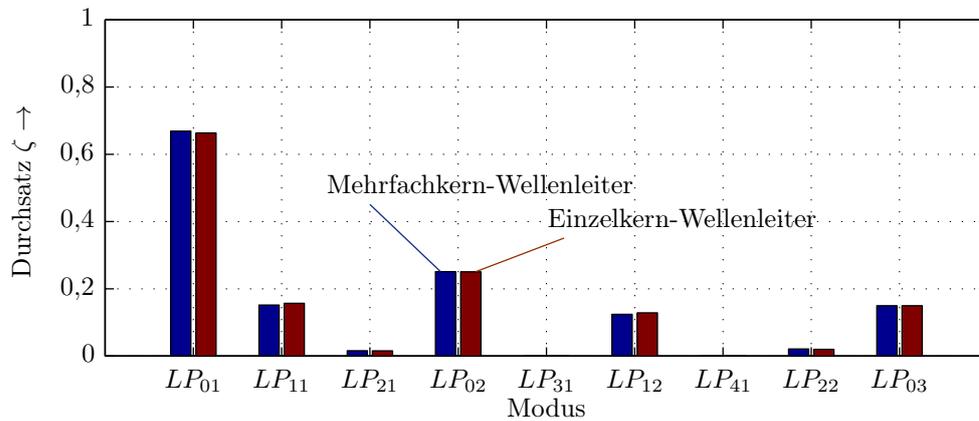


Abbildung 5.8: Durchsatz ζ sämtlicher Eigenmoden des VCSEL, berechnet mit der Methode BPM-ADI bei Einkopplung in einen Mehrfachkern- und in einen Einzelkern-Wellenleiter bei einer Länge des Wellenleiters von $L = 10$ mm.

5.1.4 Durchsatz als Funktion des Abstands zwischen Einzelkernen des Wellenleiters bei Anregung durch verschiedene Eigenmoden eines Multimode-VCSEL

Angelehnt an untersuchte Wellenleiter wurde für das in Abb. 3.1 gezeigte Modell des Mehrfachkern-Wellenleiters ein Kernabstand von $\rho_K = 25 \mu\text{m}$ herangezogen. In diesem Abschnitt wird eine Simulation gezeigt, die der Beurteilung dient, ob durch eine spezielle Wahl des Kernabstands eine Erhöhung des Durchsatzes erreicht werden kann. Dafür wurde der Durchsatz als Funktion des Kernabstands ρ_K bei Anregung durch sämtliche Moden eines Multimode-VCSEL mit Hilfe der Methode BPM-ADI berechnet. Die simulierte Anordnung ist in Abb. 5.9 skizziert. Als Wellenleiter dient das in Abb. 3.1 gezeigte Modell. Um Wellenleiter mit unterschiedlichem Abstand ρ_K vergleichen zu können, wird durch Gl. 3.2 der maximale Brechungsindex für jeden Wert von ρ_K auf n_1 gesetzt. Dies entspricht der bestmöglichen Nachbildung der Praxis: Eine Ver-

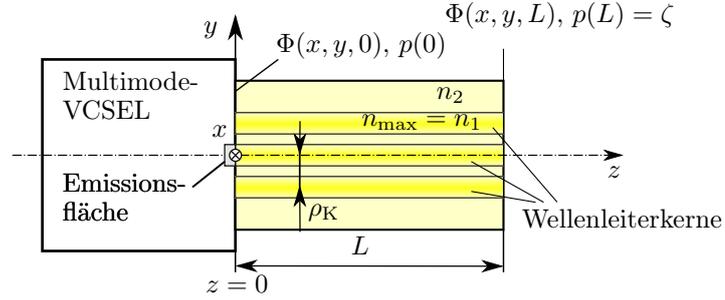


Abbildung 5.9: Simulierte Anordnung zur Berechnung des Durchsatzes als Funktion des Kernabstands ρ_K .

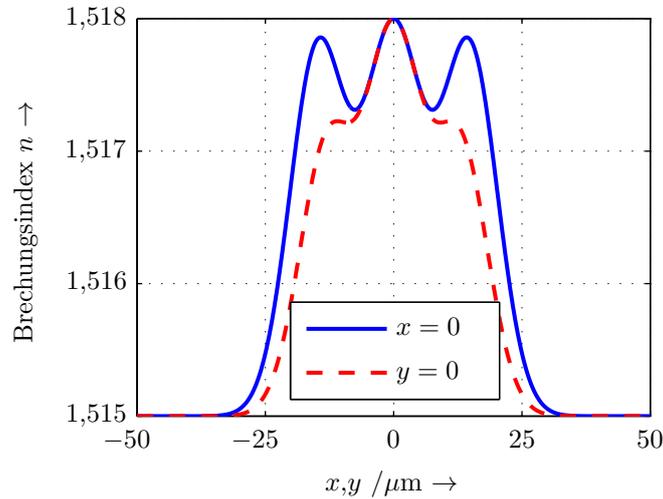


Abbildung 5.10: Transversaler Verlauf des Brechungsindexprofils eines Mehrfachkern-Wellenleiters durch $x = 0$ bzw. $y = 0$ für einen Kernabstand von $\rho_K = 15 \mu\text{m}$.

ringierung des Abstands und somit eine starke Überlappung der Wellenleiterkerne würde durch den in Kapitel 1 beschriebenen Herstellungsprozess aufgrund von Sättigungsmechanismen nicht zu einer wesentlichen Erhöhung des maximalen Brechungsindex führen. Abbildung 5.10 zeigt den transversalen Verlauf durch $x = 0$ bzw. $y = 0$ für $\rho_K = 15 \mu\text{m}$.

Als Eingangsfelder dienen die in Abb. 4.5 modellierten $LP_{lp}^{(s)}$ -Eigenmoden des untersuchten VCSEL-Typs, wofür Gl. (4.1) in der Form

$$\Phi_0(x, y) = \Phi_{V,lp}^{(s)} \left(\sqrt{x^2 + y^2}, \arctan \left(\frac{y}{x} \right), 0 \right) \quad (5.13)$$

verwendet wurde. Die Strahlachse und die Wellenleiterachse wurden wieder so angeordnet, dass sie mit der z -Achse zusammenfallen. Der transversale Simulationsbereich wurde auf $x = \pm 50 \mu\text{m}$ und $y = \pm 50 \mu\text{m}$ eingeschränkt und in $M_x = M_y = 257$ Punkte diskretisiert. Die Schrittweite in z -Richtung betrug $\Delta z = 10 \mu\text{m}$ und die Wellenlänge $\lambda = 850 \text{ nm}$.

Wie Abb. 5.11 zeigt, ist der Durchsatz für sämtliche dargestellten Moden näherungsweise unabhängig vom Abstand ρ_K . Bei den dieser Simulation zugrunde gelegten Annahmen ist für praktische Anwendungen keine relevante Erhöhung des Durchsatzes durch eine spezielle Wahl des Abstands zwischen den Einzelkernen zu erreichen.

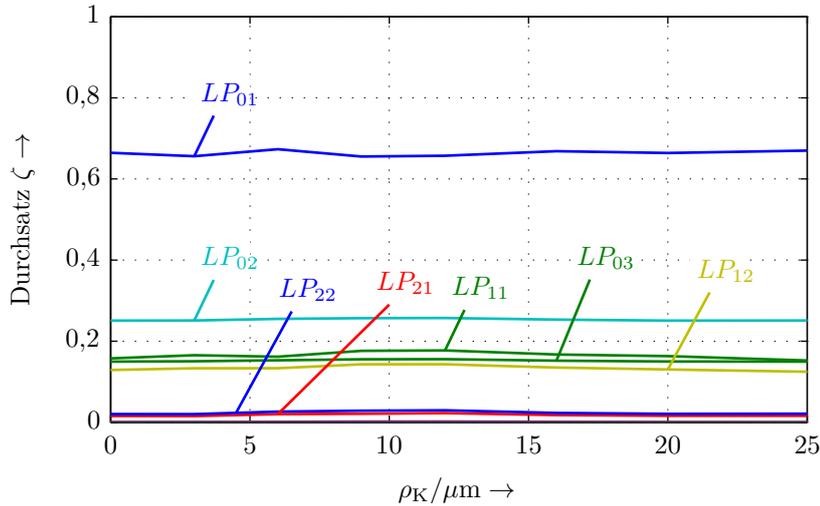


Abbildung 5.11: Durchsatz ζ als Funktion des Abstands ρ_K zwischen den Einzelkernen des Mehrfachkern-Wellenleiters, berechnet mit der Methode BPM-ADI. Dargestellt sind jene Moden, welche einen Durchsatz von $\zeta > 0,01$ erreichen.

5.1.5 Durchsatz als Funktion des Durchmessers der Einzelkerne

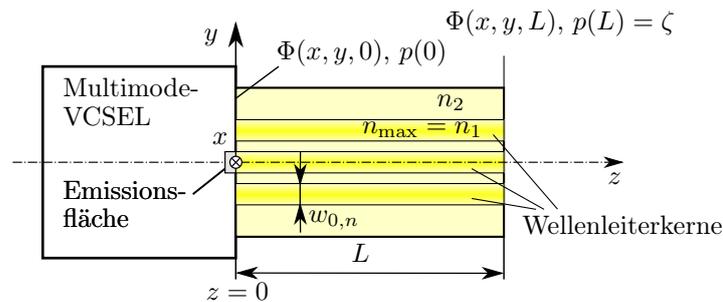


Abbildung 5.12: Simulierte Anordnung zur Berechnung des Durchsatzes als Funktion des Parameters $w_{0,n}$.

In dem in Abb. 3.1 gezeigten Modell des Mehrfachkern-Wellenleiters ist der Durchmesser eines Einzelkerns durch den Parameter $w_{0,n}$ der Gaußverteilung charakterisiert. Die bestmögliche Annäherung des transversalen Brechungsindexverlaufs an untersuchte Wellenleiter wurde mit $w_{0,n} = 7,6 \mu\text{m}$ erreicht. In der in diesem Abschnitt gezeigten Simulation wird der Durchsatz als Funktion dieses Parameters bei Anregung durch sämtliche Moden eines Multimode-VCSEL mit Hilfe der Methode BPM-ADI berechnet. Das Ergebnis soll zeigen, ob durch eine Wahl von

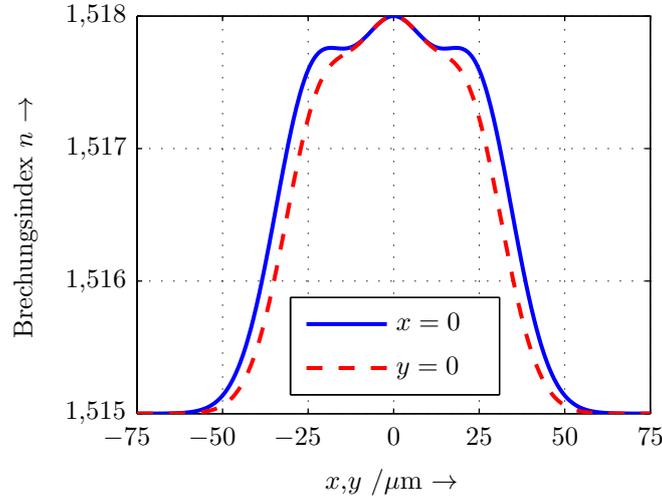


Abbildung 5.13: Transversaler Verlauf des Brechungsindexprofils eines Mehrfachkern-Wellenleiters durch $x = 0$ bzw. $y = 0$, wenn der Parameter der Gaußverteilung eines Einzelkerns $w_{0,n} = 15 \mu\text{m}$ beträgt.

$w_{0,n} \neq 7,6 \mu\text{m}$ eine Erhöhung der Durchsatzes erreicht werden kann. Die verbleibenden Parameter des Wellenleiters sind ident mit dem in Abb. 3.1 gezeigten Modell. Die simulierte Anordnung ist in Abb. 5.12 skizziert. Abbildung 5.13 zeigt ein Beispiel des transversalen Verlaufs des Brechungsindex durch $x = 0$ bzw. $y = 0$ für $w_{0,n} = 15 \mu\text{m}$.

Als Eingangsfelder dienten die in Abb. 4.5 modellierten $LP_{lp}^{(s)}$ -Eigenmoden des untersuchten VCSEL-Typs, wofür Gl. (4.1) in der Form

$$\Phi_0(x, y) = \Phi_{\sqrt{\cdot}, lp}^{(s)} \left(\sqrt{x^2 + y^2}, \arctan \left(\frac{y}{x} \right), 0 \right). \quad (5.14)$$

verwendet wurde. Diese Modellierung impliziert, dass die Stahllachse und die Wellenleiterachse zusammenfallen (gleichzeitig z -Achse). Der transversale Simulationsbereich wurde auf $x = \pm 50 \mu\text{m}$ und $y = \pm 50 \mu\text{m}$ eingeschränkt und in $M_x = M_y = 257$ Punkte diskretisiert. Die Schrittweite in z -Richtung betrug $\Delta z = 10 \mu\text{m}$ und die Wellenlänge $\lambda = 850 \text{ nm}$.

Abbildung 5.14 zeigt den berechneten Durchsatz ζ für sämtliche Moden, welche $\zeta > 0,01$ erreichen, als Funktion des Parameters $w_{0,n}$ für den Bereich $1 \mu\text{m} \leq w_{0,n} \leq 25 \mu\text{m}$. Bei den zugrunde gelegten Annahmen erreicht man den höchsten Durchsatz bei sämtlichen dargestellten Moden mit $w_{0,n} \approx 10 \mu\text{m}$, wobei sich der Durchsatz in einem weiten Bereich von $w_{0,n}$ nur wenig ändert. Im Bereich $w_{0,n} \lesssim 5 \mu\text{m}$ sinkt der Durchsatz für einige Moden, für den Grundmodus bei $w_{0,n} < 2 \mu\text{m}$. Dieses Ergebnis zeigt, dass für die Herstellung des Wellenleiters die Wahl des Kerndurchmessers in einem weiten Bereich unkritisch hinsichtlich Durchsatz ist. Lediglich bei einer zu geringen Wahl des Parameters $w_{0,n}$ ist mit einer deutlichen Verringerung des Durchsatzes zu rechnen. In Hinblick auf eine möglichst hohe Packungsdichte parallel laufender Wellenleiter könnte man den Kerndurchmesser gegenüber $w_{0,n} = 7,6 \mu\text{m}$ eventuell etwas verringern.

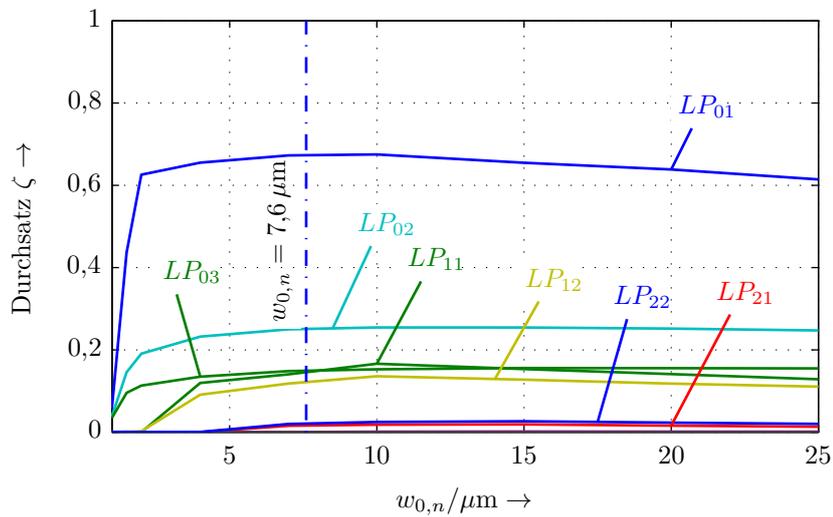


Abbildung 5.14: Durchsatz ζ als Funktion des Durchmessers $w_{0,n}$ der Einzelkerne des Mehrfachkern-Wellenleiters, berechnet mit der Methode BPM-ADI. Dargestellt sind jene Moden, welche einen Durchsatz von $\zeta > 0,01$ erreichen.

5.2 Berechnung der Einkoppeleffizienz mit Hilfe der Methode der Eigenmoden-Zerlegung

5.2.1 Grundlagen

Ist man ausschließlich an der Einkoppeleffizienz η eines in Ausbreitungsrichtung uniformen Wellenleiters interessiert, erweist sich die Methode der Eigenmoden-Zerlegung [67] im Vergleich zur in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Strahlausbreitungsmethode als deutlich günstiger in Bezug auf die Rechenzeit. Im Wesentlichen werden bei der Methode der Eigenmoden-Zerlegung Überlappungsintegrale des Eingangsfelds mit sämtlichen Eigenmoden des Wellenleiters berechnet. Die Ermittlung der Eigenmoden erfolgt mit der Methode der finiten Differenzen (vgl. Abschnitt 3.2.2) und stellt den rechenintensivsten Schritt dar. Die Berechnung der Überlappungsintegrale benötigt eine vergleichsweise geringe Rechenzeit. Mit heute üblichen PCs werden für die Berechnung der Eigenmoden bei Diskretisierung der transversalen Simulationsfläche in 513×513 Punkten, eine Zeit im Minutenbereich benötigt, für die Lösung der Überlappungsintegrale nur wenige Sekunden. Hingegen dauert eine typische Simulation mit der Methode BPM-ADI mehrere Stunden. Gerade bei Untersuchungen der Einkoppeleffizienz an ein und demselben Modell eines Wellenleiters bei unterschiedlichen Eingangsfeldern ist die Methode der Eigenmoden-Zerlegung besonders effizient, da die Eigenmoden nur einmal bestimmt werden müssen und dann für sämtliche Berechnungen als Basis dienen.

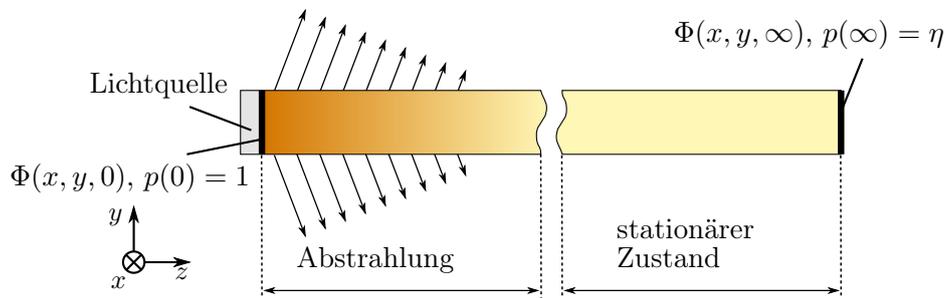


Abbildung 5.15: Schematische Darstellung des Einschwingvorgangs an einem Wellenleiter (vgl. [64, S. 155]).

Eigenmoden eines Wellenleiters zeichnen sich durch die Eigenschaft aus, dass sich ihre Feldverteilung $\Phi(x, y, z)$ entlang der Ausbreitungsrichtung (z) nicht ändert. Gleiches gilt für jede Linearkombination von Eigenmoden. Regt man einen Wellenleiters mit einem beliebigen Eingangsfeld $\Phi_0(x, y) = \Phi(x, y, 0)$ an, wird jener Leistungsanteil, welcher sich als Linearkombination von Eigenmoden des Wellenleiters darstellen lässt, geführt, der Rest wird abgestrahlt. Wie in Abb. 5.15 schematisch dargestellt, erfolgt die Abstrahlung auf dem ersten Teilstück des Wellenleiters, nach hinreichender Ausbreitungsdistanz stellt sich ein stationärer Zustand ein. Das Ergebnis der Methode der Eigenmoden-Zerlegung ist die Einkoppeleffizienz η . Sie gibt an, welcher Bruchteil der Leistung des Eingangsfelds ($0 \leq p(\infty) = \eta \leq 1$) sich nach unendlicher Ausbreitungsdistanz im

Bereich des Wellenleiters befindet³. Materialdämpfung wird im Rahmen dieser Methode nicht berücksichtigt.

Das **Überlappungsintegral** zweier Funktionen Φ_1 und Φ_2 ist allgemein definiert als

$$O(\Phi_1, \Phi_2) = \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_1(x, y) \Phi_2^*(x, y) dx dy \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi_1(x, y)|^2 dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi_2(x, y)|^2 dx dy} = \frac{|\langle \Phi_1, \Phi_2 \rangle|^2}{\|\Phi_1\|^2 \|\Phi_2\|^2}, \quad (5.15)$$

wobei $\langle \Phi_1, \Phi_2 \rangle$ das **innere Produkt** zweier Funktionen,

$$\langle \Phi_1, \Phi_2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_1(x, y) \Phi_2^*(x, y) dx dy, \quad (5.16)$$

und $\|\Phi\|$ die **Norm** einer Funktion ist,

$$\|\Phi\| = \sqrt{\langle \Phi, \Phi \rangle} = \sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi(x, y)|^2 dx dy}. \quad (5.17)$$

Ein Satz Eigenmoden $\Phi^{(O)}(x, y)$, $O = 1, 2 \dots N$ eines Wellenleiters kann als Set von Basisvektoren eines Hilbert-Raums [79] betrachtet werden, wenn

$$\langle \Phi^{(O)}(x, y), \Phi^{(P)}(x, y) \rangle = \begin{cases} 1, & O = P \\ 0, & O \neq P \end{cases}, \quad (5.18)$$

erfüllt ist, und wenn das Set vollständig ist, also sämtliche Eigenmoden beinhaltet. Werden mit Hilfe der Methode der finiten Differenzen sämtliche Eigenvektoren von Gl. (3.15) bestimmt, welche die Bedingung (3.12) erfüllen, so ist sichergestellt, dass die Lösung sämtliche Eigenmoden des untersuchten Wellenleiters beinhaltet.

Aus Gl. (5.17) und Gl. (5.18) folgt

$$\|\Phi^{(O)}\| = 1. \quad (5.19)$$

Unter diesen Bedingungen kann für ein beliebiges Eingangsfeld Φ_0 die Einkoppeleffizienz η berechnet werden, indem die Summe der Überlappungsintegrale mit sämtlichen Eigenmoden gebildet wird,

³„Im Bereich des Wellenleiters“ impliziert, dass die Felder nicht nur im Wellenleiter geführt werden, sondern auch in den Mantel ausgedehnt sind.

$$\eta(\Phi_0) = \sum_{O=1}^N \eta^{(O)} = \sum_{O=1}^N \mathcal{O}(\Phi_0, \Phi^{(O)}) = \sum_{O=1}^N \frac{|\langle \Phi_0, \Phi^{(O)} \rangle|^2}{\|\Phi_0\|^2 \|\Phi^{(O)}\|^2}. \quad (5.20)$$

Unter Berücksichtigung von Gl. (5.19) vereinfacht sich diese Gleichung zu

$$\eta(\Phi_0) = \sum_{O=1}^N \eta^{(O)} = \frac{1}{\|\Phi_0\|^2} \sum_{O=1}^N |\langle \Phi_0, \Phi^{(O)} \rangle|^2. \quad (5.21)$$

Das Verhältnis $\eta^{(O)}$ gibt an, welcher Bruchteil der Eingangsleistung durch den Modus mit der Ordnungszahl O geführt wird.

5.2.2 Einkoppeleffizienz als Funktion des Abstands zwischen einem Single-mode-VCSEL und Wellenleiter

Für diese Berechnung wird die Anordnung, wie in Abb. 5.2 skizziert, angenommen. Die transversale Verteilung des Brechungsindex für $z \geq z_{\text{offset}}$ entspricht dem in Abb. 3.1 gezeigten Modell, für $z < z_{\text{offset}}$ ist der Brechungsindex gleich n_2 . Zum Vergleich wurde eine weitere Simulation der Einkopplung in einen Einzelkern-Wellenleiter, welcher nur aus dem zentralen Kern des Mehrfachkern-Wellenleiters besteht, durchgeführt. Die Einkoppeleffizienz wurde mit Hilfe des Überlappungsintegrals (5.21) bei $z = z_{\text{offset}}$ berechnet. Als Eingangsfeld wird der Grundmodus (LP_{01}) des in Abschnitt 4.2 modellierten VCSEL mit Gl. (4.1) in der Form

$$\Phi_0(x, y) = \Phi_{V,01}^{(c)} \left(\sqrt{x^2 + y^2}, \arctan\left(\frac{y}{x}\right), \frac{z_{\text{offset}}}{n_2} \right) \quad (5.22)$$

modelliert, wobei der Brechungsindex n_2 im Bereich zwischen der Emissionsfläche des VCSEL und Wellenleiterbeginn berücksichtigt ist. Als Basisfunktionen $\Phi^{(O)}$ für Gl. (5.21) dienen die in Abbildungen 3.4 bis 3.6 dargestellten Eigenmoden des Mehrfachkern-Wellenleiters bzw. die in Abb. 3.10 dargestellten Eigenmoden eines Einzelkerns. Der transversale Simulationsbereich wurde auf $x = \pm 75 \mu\text{m}$ und $y = \pm 75 \mu\text{m}$ eingeschränkt und in $M_x = M_y = 513$ Punkte diskretisiert.

Das Ergebnis für den Mehrfachkern-Wellenleiter, dargestellt in Abb. 5.16, demonstriert, dass tatsächlich eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Strahlausbreitungsmethode (vgl. Abb. 5.5) vorliegt; die maximale Abweichung der beiden Ergebnisse beträgt 3%. Vergleicht man die beiden Kurven in Abb. 5.16, stellt man fest, dass bei den getroffenen Annahmen der Mehrfachkern-Wellenleiter erst ab $z_{\text{offset}} \gtrsim 350 \mu\text{m}$ zu einer Erhöhung der Einkoppeleffizienz gegenüber dem Einzelkern-Wellenleiter beiträgt.

Tabelle 5.3 zeigt jene mit Gl. (5.21) für $z_{\text{offset}} = 0$ berechneten Einkoppeleffizienzen, welche einen Beitrag von $\eta^{(O)} > 10^{-5}$ zur gesamten Einkoppeleffizienz liefern. Mit Hilfe dieser Werte kann erklärt werden, warum in Abb. 5.3(a) die optische Leistung nur wenig vom zentralen Wellenleiterkern auf benachbarte Kerne überspricht. Der Großteil der Leistung wird durch den Grundmodus geführt. Ein Vergleich der Abb. 3.4 mit der Abb. 3.10 zeigt, dass dieser Modus eine Linearkombinationen von LP_{01} -Moden eines Einzelkern-Wellenleiters darstellt. Aus Tab. 3.1 ist ersichtlich,

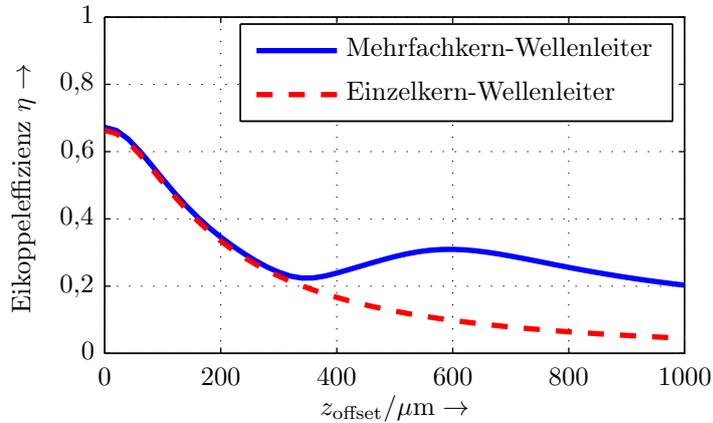


Abbildung 5.16: Einkoppeleffizienz η als Funktion des Abstands z_{offset} zwischen Laser und Wellenleiter, berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung.

dass der LP_{01} -Modus eine Kopplungslänge $l_0 \gtrsim 200$ cm hat. Die berechnete Kopplungslänge zwischen Einzelkernen dieses Modus ist laut Tab. 3.1 mit $l_0 \gtrsim 200$ cm wesentlich größer als die simulierte Länge von $L = 10$ mm in Abb. 5.3. Dadurch wird plausibel, dass in diesem Bereich nur wenig Leistung auf benachbarte Wellenleiterkerne überkoppelt.

Tabelle 5.3: Berechnete Einkoppeleffizienzen $\eta^{(O)} > 10^{-5}$ des Mehrfachkern-Wellenleiters bei Anregung durch einen Singlemode-VCSEL bei $z_{\text{offset}} = 0$.

Ordnungszahl O des Eigenmodus	Einkoppeleffizienz $\eta^{(O)}$
1	0,47
2	0,025
5	$4,0 \cdot 10^{-5}$
13	$7,2 \cdot 10^{-5}$
22	0,059
27	0,067
36	0,031
48	0,017
Summe	$\approx 0,67$

5.2.3 Einkoppeleffizienz verschiedener Eigenmoden eines Multimode-VCSEL

In der in diesem Abschnitt gezeigten Simulation wurde die Einkoppeleffizienz für sämtliche Eigenmoden des untersuchten VCSEL-Typs mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung berechnet. Abbildung 5.6 skizziert die simulierte Anordnung. Die transversale Verteilung des Brechungsindex entspricht der Verteilung des in Abb. 3.1 gezeigten Modells. Als Eingangsfeld $\Phi_0(x, y)$ für Gl. 5.21 dienen sämtliche $LP_{lp}^{(s)}$ -Eigenmoden⁴ des in Abschnitt 4.2 modellierten VCSEL. Hierfür wurde Gl. (4.1) in der Form

$$\Phi_0(x, y) = \Phi_{\sqrt{,lp}}^{(s)} \left(\sqrt{x^2 + y^2}, \arctan \left(\frac{y}{x} \right), 0 \right). \quad (5.23)$$

verwendet. Die Eingangsfelder wurden zentral zum Wellenleiter angeordnet, und es wurde angenommen, dass die Strahlachse und die Wellenleiterachse zusammenfallen. Der transversale Simulationsbereich wurde auf $x = \pm 75 \mu\text{m}$ und $y = \pm 75 \mu\text{m}$ eingeschränkt und in $M_x = M_y = 513$ Punkte diskretisiert.

Abbildung 5.17 zeigt, dass das Ergebnis sehr gut mit dem aus Abb. 5.8 übereinstimmt; die maximale Differenz der beiden Ergebnisse $|\zeta - \eta|$ beträgt lediglich 1 %.

Auch bei dieser Methode wurde zum Vergleich eine Simulation an einem Einzelkern-Wellenleiter durchgeführt und in Abb. 5.17 dargestellt. Es zeigt sich wiederum, dass bei den getroffenen Annahmen durch das Wellenleiterbündel praktisch keine Erhöhung der Einkoppeleffizienz gegenüber einem Einzelkern-Wellenleiter erreicht wird.

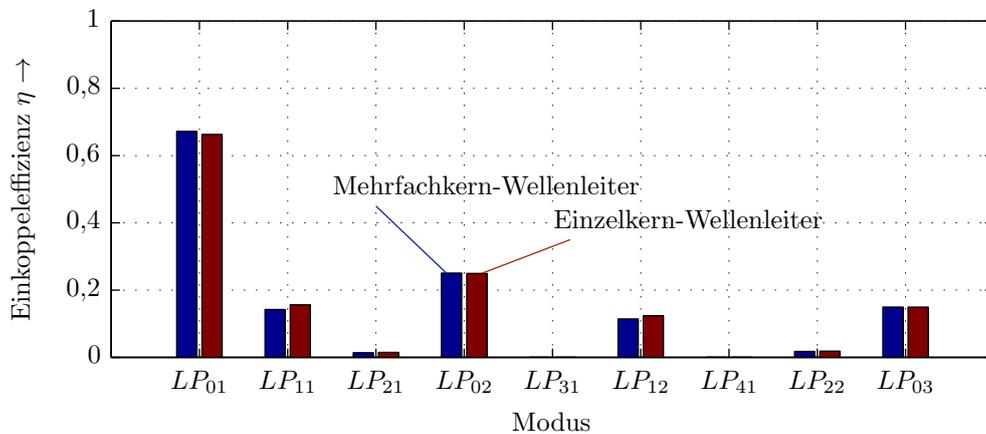


Abbildung 5.17: Einkoppeleffizienz η verschiedener Ausgangsmoden des VCSEL, berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung bei Einkopplung in einen Mehrfachkern- und in einen Einzelkern-Wellenleiter.

Tabelle 5.4 listet jene Einkoppeleffizienzen auf, welche einen Beitrag von $\eta^{(0)} > 10^{-5}$ zur gesamten Einkoppeleffizienz bei Anregung durch den LP_{11} -Modus liefern. Mit Hilfe dieser Werte kann erklärt werden, warum in Abb. 5.7(a) die optische Leistung nur wenig vom zentralen Wellenleiterkern auf benachbarte Kerne überspricht. Der Großteil der geführten Leistung (etwa drei

⁴ $LP_{lp}^{(c)}$ -Moden lieferten das gleiche Resultat.

Viertel) wird durch Moden mit den Ordnungszahlen $O = 8, 14$ und 20 geführt. Ein Vergleich der Abbildungen 3.4 und 3.5 mit der Abb. 3.10 zeigt, dass diese Moden näherungsweise durch Linearkombinationen von LP_{11} -Moden eines Einzelkern-Wellenleiters dargestellt werden können. Aus Tab. 3.1 ist ersichtlich, dass LP_{11} -Moden eine Kopplungslänge $6 \text{ cm} \lesssim l_0 \lesssim 70 \text{ cm}$ haben, je nachdem, welche Orientierung betrachtet wird. Diese Kopplungslängen sind wesentlich größer als die Länge des Wellenleiters von $L = 10 \text{ cm}$ in Abb. 5.7(a), weshalb auch nur wenig Übersprechen zwischen den Einzelkernen zu erwarten ist.

Tabelle 5.4: Berechnete Einkoppeeffizienzen $\eta^{(O)} > 10^{-5}$ von Eigenmoden des Mehrfachkern-Wellenleiters bei Anregung durch den LP_{11} -Modus eines Multimode-VCSEL.

Ordnungszahl O des Eigenmodus	Einkoppeeffizienz $\eta^{(O)}$
8	0,066
14	0,029
20	0,02
23	$1,2 \cdot 10^{-3}$
32	$2,2 \cdot 10^{-3}$
37	$7,9 \cdot 10^{-5}$
43	0,024
Summe	$\approx 0,14$

5.2.4 Auswirkung von Fehljustierungen auf die Einkoppeeffizienz bei Anregung durch verschiedene Moden eines Multimode-VCSEL

Wie in Kapitel 1 beschrieben, werden bei den untersuchten Platinen die optischen Bauelemente auf die Leiterplatte vormontiert und dann in das optische Material, ORMOCER[®], eingegossen. Die Substrate der Bauelemente, welche gleichzeitig die Kathode der Elemente bilden, werden mit einem elektrisch leitfähigen Kleber direkt an einer Leiterbahn befestigt (die Anode wird mit einem Bonddraht mit der entsprechenden Leiterbahn verbunden). Idealerweise ist der VCSEL so ausgerichtet, dass seine Emissionsfläche normal zur Achse des später eingeschriebenen Wellenleiters liegt. Bei dieser Art von Montage sind aber Winkelabweichungen, wie in Abb. 5.18 skizziert, unvermeidlich. Bei dem in Kapitel 1 beschriebenen Herstellungsverfahren des Wellenleiters sind auch transversale Fehljustierungen zwischen VCSEL und Wellenleiter unvermeidlich. Mit Hilfe von Simulationen wird in diesem Unterabschnitt gezeigt, wie sich Winkelabweichungen und transversale Fehljustierungen auf die Einkoppeeffizienz auswirken.

5.2.4.1 Einkoppeleffizienz bei Winkelabweichung des Eingangsfelds

Für diese Simulation wurden sämtliche Ausgangsmoden des VCSEL als Eingangsfeld des Wellenleiters herangezogen, wobei die Strahlachse, wie in Abb. 5.18 gezeigt, einen bestimmten Winkel zur Wellenleiterachse einschließt. Eine Winkelabweichung θ_y wurde wie in der Abbildung gezeigt definiert: Die Emissionsfläche liegt in der x -Achse und die Strahlachse schließt den Winkel θ_y mit der z -Achse ein. Analog wurde festgelegt, dass bei einer Winkelabweichung θ_x die Emissionsfläche des VCSEL in der y -Achse liegt. Die Methode der Eigenmoden-Zerlegung erlaubt es, bei einer Rechenzeit im Minutenbereich, die Einkoppeleffizienz sämtlicher Ausgangsmoden des VCSEL bei einer Vielzahl von Werten des Winkels θ_x bzw. θ_y zu berechnen.

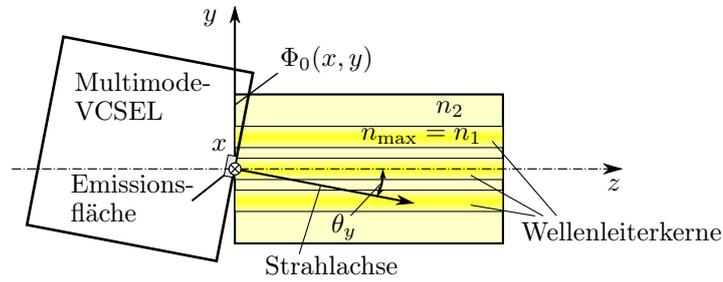


Abbildung 5.18: Definition der Winkelabweichung θ_y .

Der transversale Verlauf des Brechungsindex entspricht der Verteilung des in Abb. 3.1 gezeigten Modells. Als Basisfunktionen $\Phi^{(O)}$ für Gl. (5.21) dienten die in Abbildungen 3.4 bis 3.6 dargestellten Eigenmoden des Mehrfachkern-Wellenleiters. Um ein Eingangsfeld mit der Winkelabweichung θ_x zu modellieren, wird Gl. (4.1) mit der Transformation (4.7) verwendet,

$$\Phi_0(x, y) = \Phi_{V,lp}^{(s)} \left(\sqrt{[x \cdot \cos(\theta_x)]^2 + y^2}, \arctan \left(\frac{y}{x \cdot \cos(\theta_x)} \right), x \cdot \sin(\theta_x) \right). \quad (5.24)$$

Analog wird ein Eingangsfeld mit der Winkelabweichung θ_y mit

$$\Phi_0(x, y) = \Phi_{V,lp}^{(s)} \left(\sqrt{x^2 + [y \cdot \cos(\theta_y)]^2}, \arctan \left(\frac{y \cdot \cos(\theta_y)}{x} \right), y \cdot \sin(\theta_y) \right) \quad (5.25)$$

modelliert.

In Abb. 5.19 ist die Einkoppeleffizienz verschiedener VCSEL Moden als Funktion der Winkelabweichung θ_x dargestellt, Abb. 5.20 zeigt das Ergebnis als Funktion von θ_y . Zirkularsymmetrische Moden (LP_{0p} -Moden) haben die maximale Einkoppeleffizienz, wenn keine Winkelabweichung vorhanden ist und ihre Kurven sind in beiden Abbildungen näherungsweise gleich. Moden mit $l = 1$ haben ihr Maximum bei $\theta_x = 0$, regen aber bei einem von Null verschiedenem Winkel θ_y den Wellenleiter am stärksten an. Für Moden höherer Ordnung ist die maximale Einkoppeleffizienz bei Winkelabweichungen von $7 - 15^\circ$ zu finden.

Der Grundmodus hat eine Einkoppeleffizienz von $\eta = 67\%$, wenn keine Winkelabweichung vorhanden ist, wobei η bei Winkel-Fehljustierung in beiden Richtungen monoton abnimmt. Der

LP_{11} -Modus hingegen zeigt eine Zunahme der Effizienz von 14% auf 33%, wenn θ_y von 0° auf 7° erhöht wird, und nimmt dann bei weiterer Erhöhung wieder ab.

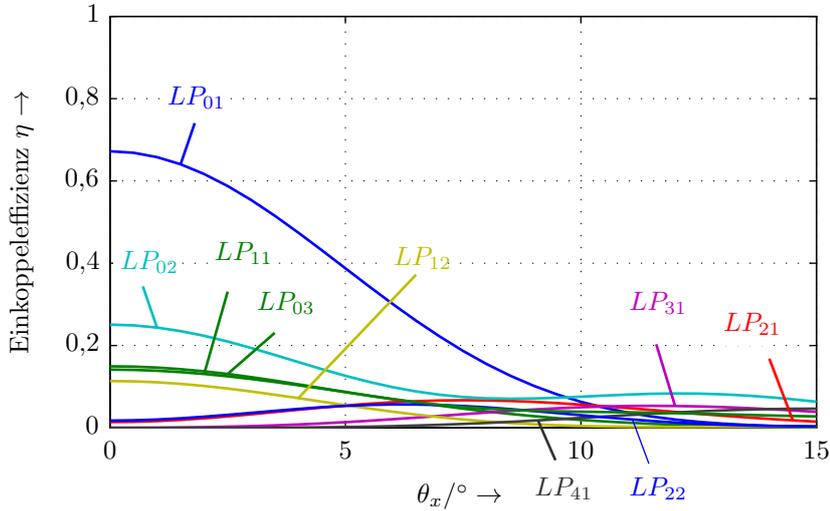


Abbildung 5.19: Einkoppeleffizienz η sämtlicher $LP_{lp}^{(s)}$ Eigenmoden des VCSEL als Funktion der Winkelabweichung θ_x , berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung.

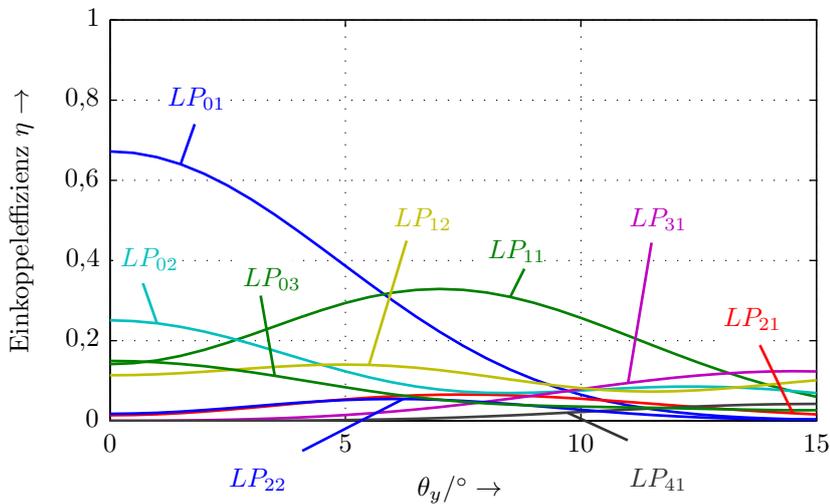


Abbildung 5.20: Einkoppeleffizienz η sämtlicher $LP_{lp}^{(s)}$ Eigenmoden des VCSEL als Funktion der Winkelabweichung θ_y , berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung.

Eine gleichartige Simulation wurde auch an einem Einzelkern-Wellenleiter, welcher nur aus dem zentralen Kern des Mehrfachkern-Wellenleiters besteht, durchgeführt. Diese Berechnung lieferte näherungsweise das gleiche Resultat. Modelliert man $LP_{lp}^{(c)}$ -Moden als Eingangsfeld für die Berechnung der Einkoppeleffizienz als Funktion der Winkelabweichung θ_x , erhält man in guter Näherung das gleiche Resultat wie in Abb. 5.20 gezeigt. Umgekehrt ist das Ergebnis bei Variation

des Winkels θ_y dem in Abb. 5.19 sehr ähnlich, wenn $LP_{lp}^{(c)}$ -Moden als Eingangsfeld angenommen werden.

Nachdem die Verteilung der Ausgangsleistung des VCSEL auf die Eigenmoden im Allgemeinen nicht bekannt ist, kann nicht vorhergesagt werden, wie sich eine Winkelabweichung auf die geführte Leistung im Wellenleiter auswirkt. Die Zunahme der Einkoppeleffizienz von bestimmten Moden kann zum Teil die Abnahme von anderen Moden bei Winkelabweichungen des in Abbildungen 5.20 und 5.19 dargestellten Bereichs kompensieren. Die stärkste Verringerung der Einkoppeleffizienz bei Winkelabweichung findet man bei zirkulärsymmetrischen Moden. Für eine Angabe einer oberen Grenze der tolerierbaren Winkelabweichung wird angenommen, dass der VCSEL nur zirkulärsymmetrische Moden emittiert und dass eine Abnahme der Einkoppeleffizienz von 50 % in Kauf genommen wird. Der VCSEL muss mit Winkelabweichung von maximal $5,6^\circ$ zwischen Strahlachse und Wellenleiterachse justiert sein.

5.2.4.2 Einkoppeleffizienz bei transversaler Fehljustierung des Lasers

In dieser Simulation wurde die Einkoppeleffizienz η als Funktion der transversalen Fehljustierung mit Hilfe der Methode der Eigenmoden-Zerlegung berechnet. Eine Fehljustierung in y -Richtung, y_{offset} , ist wie in Abb. 5.21 definiert, analog ist x_{offset} eine Fehljustierung x -Richtung, wobei die Strahlachse des VCSEL parallel zur z -Achse läuft. Aufgrund der Wellenleiterstruktur wurden unterschiedliche Ergebnisse zwischen Fehljustierungen in x -Richtung bzw. y -Richtung erwartet, weshalb Berechnungen sowohl in Abhängigkeit von x_{offset} ($y_{\text{offset}} = 0$) als auch von y_{offset} ($x_{\text{offset}} = 0$) durchgeführt wurden.

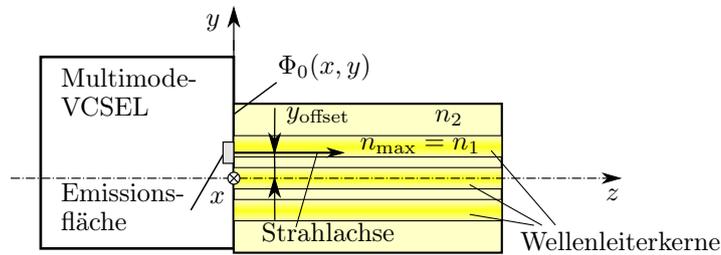


Abbildung 5.21: Definition der Winkelabweichung θ_y .

Die transversale Verteilung des Brechungsindex entspricht der Verteilung des in Abb. 3.1 gezeigten Modells, zum Vergleich wurde auch eine Simulation an einem Einzelkern-Wellenleiter mit den gleichen Parametern durchgeführt. Als Basisfunktionen $\Phi^{(O)}$ für Gl. (5.21) dienen die in den Abbn. 3.4 bis 3.6 dargestellten Eigenmoden des Mehrfachkern-Wellenleiters. Als Eingangsfeld wurden sämtliche $LP_{lp}^{(s)}$ -Moden des untersuchten VCSEL-Typs bei transversaler Fehljustierung mit Gl. (4.1) in der Form,

$$\Phi_0(x, y) = \Phi_{V,lp}^{(s)} \left(\sqrt{(x - x_{\text{offset}})^2 + (y - y_{\text{offset}})^2}, \arctan \left(\frac{y - y_{\text{offset}}}{x - x_{\text{offset}}} \right), 0 \right). \quad (5.26)$$

modelliert.

Die durchgezogenen Linien in Abb. 5.22 zeigen die Koppel­effizienz in Abhängigkeit von x_{offset} jener $LP_{lp}^{(s)}$ VCSEL Eigenmoden, welche eine maximale Einkoppe­effizienz von $\eta > 10^{-3}$ erreichen, wenn der Mehrfachkern-Wellenleiter in der Simulation herangezogen wird. Wenn exakt zwischen dem zentralen und den beiden äußeren Kernen eingekoppelt wird ($x_{\text{offset}} = 25/\sqrt{3} \mu\text{m} = 14,43 \mu\text{m}$), zeigt die Einkoppe­effizienz ein lokales Minimum. Bei größerer Fehljustierung steigt die Einkoppe­effizienz nur wenig an, zeigt aber bei Einkopplung exakt zwischen zwei benachbarten äußeren Wellenleiterkernen ($x_{\text{offset}} = 21,65 \mu\text{m}$) ein lokales Maximum. Sämtliche dargestellte Moden zeigen ein qualitativ ähnliches Verhalten; die Positionen der Minima und Maxima liegen bei den gleichen Werten der transversalen Fehljustierung, wenn auch die Kurvenform etwas variiert. Ein Vergleich der durchgezogenen Linien mit den strichlierten Linien zeigt, dass man durch die Mehrfachkern-Struktur nur ab einer Fehljustierung von $x_{\text{offset}} \gtrsim 12 \mu\text{m}$ eine Erhöhung der Einkoppe­effizienz gegenüber einem Einzelkern-Wellenleiter erreicht.

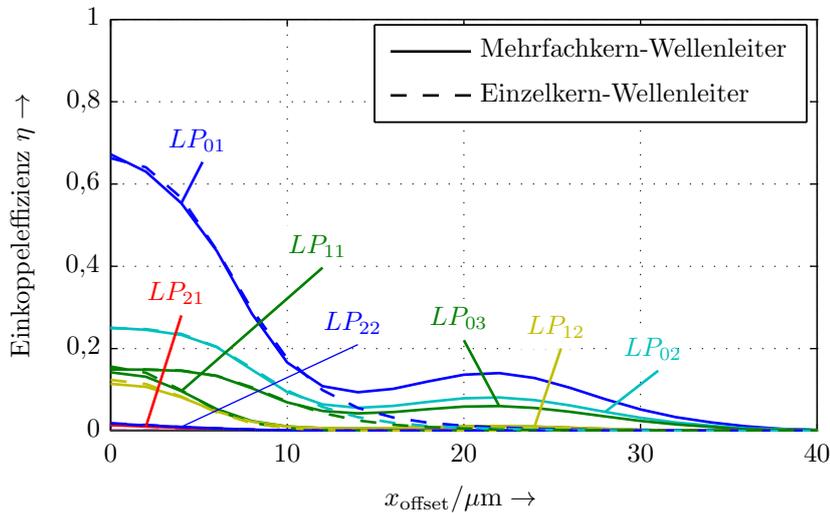


Abbildung 5.22: Einkoppeffizienz η sämtlicher $LP_{lp}^{(s)}$ Eigenmoden des VCSEL als Funktion der transversalen Fehljustierung x_{offset} , berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung.

Abbildung 5.23 zeigt, dass die Einkoppeffizienz bei Fehljustierung von $y_{\text{offset}} = 12,5 \mu\text{m}$ ein lokales Minimum ausweist, d.h. wenn exakt zwischen dem zentralen und dem äußeren Wellenleiterkern eingekoppelt wird. Der Grundmodus (LP_{01}) hat bei dieser Fehljustierung eine Einkoppeffizienz von 15% und nimmt bei Einkopplung in exakt den äußeren Kern wieder das Maximum, wie bei zentraler Einkopplung, von etwa $\eta = 67\%$ an. Ein Vergleich der durchgezogenen Linien mit den strichlierten Linien zeigt, dass man durch die Mehrfachkern-Struktur erst ab einer Fehljustierung von $y_{\text{offset}} \gtrsim 10 \mu\text{m}$ eine Erhöhung der Einkoppeffizienz gegenüber einem Einzelkern-Wellenleiter erreicht. In Abb. 5.23 ist das Ergebnis der Berechnung von jenen $LP_{lp}^{(s)}$ VCSEL Eigenmoden dargestellt, welche eine maximale Einkoppeffizienz von $\eta > 10^{-3}$ erreichen.

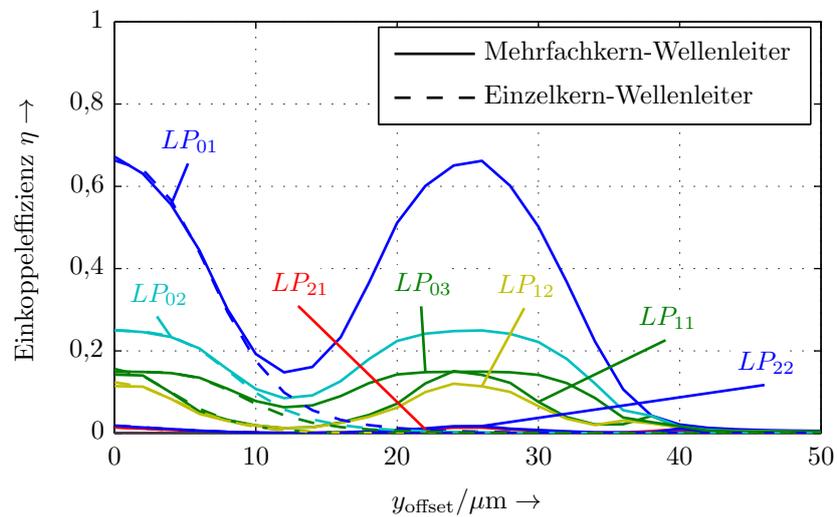


Abbildung 5.23: Einkoppeleffizienz η sämtlicher $LP_{lp}^{(s)}$ Eigenmoden des VCSEL, berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung als Funktion der transversalen Fehljungierung y_{offset} .

Kapitel 6

Auswirkung von Rückkopplung in den Laserresonator eines VCSEL

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit Auswirkungen der Rückreflexion der optischen Ausgangsleistung eines VCSEL in den Laserresonator. Motiviert wurden die Untersuchungen durch Messergebnisse an opto-elektronischen Leiterplatten, deren Strom, den die Photodiode lieferte (Photostrom), einer starken Temperaturabhängigkeit unterworfen war. Zentrales Objekt der Untersuchungen in diesem Kapitel war eine Leiterplatte, die ausgeprägte oszillatorische Schwankungen des Photostroms über der Temperatur zeigte. Es wird eine Reihe von Messungen und Überlegungen beschrieben, die auf diese Beobachtung hin durchgeführt wurden und welche mit hoher Wahrscheinlichkeit diese Schwankungen erklären.

- In Abschnitt 6.1 werden die relevanten Grundlagen betreffend Auswirkungen durch Rückreflexionen in einen Laser behandelt. Aus der Literatur wird eine Einteilung hinsichtlich der rückreflektierten Leistung in verschiedene Regime übernommen. Besonderheiten bei Multimode-VCSEL werden erläutert. Im Weiteren wird der Einfluss des Abstands zwischen VCSEL und Reflektor behandelt, wobei unter anderem zwischen kohärenter und inkohärenter Rückwirkung unterschieden wird.
- In Abschnitt 6.2 wird ein Messaufbau präsentiert, mit dessen Hilfe das Verhalten des Photostroms einer opto-elektronischen Leiterplatte als Funktion der Temperatur gemessen wurde. Es wird das Ergebnis jener Leiterplatte gezeigt, welche ausgeprägte oszillatorische Schwankungen des Photostroms über der Temperatur zeigte.
- In Abschnitt 6.3 wird über Messungen berichtet, die die Ursache der Photostromschwankungen eingrenzen lassen. Lokalisiert wurde die Ursache im Bereich zwischen VCSEL und Wellenleiterbeginn. Die Messungen lassen auch den Schluss zu, dass die Leistungsverteilung auf die Ausgangsmoden des VCSEL temperaturabhängigen Schwankungen unterworfen ist.
- In Abschnitt 6.4 wird das Ergebnis eines Experiments präsentiert, in dem die eine Rückreflexion in den Resonator eines VCSEL an einem Übergang von Luft zu ORMOCER[®] mit Hilfe einer Glasplatte simuliert wurde. Es konnten starke Änderungen der emittierten transversalen und spektralen Moden des VCSEL durch kohärente Rückkopplung nachgewiesen werden.

- In Abschnitt 6.5 wird mit Hilfe der Erkenntnisse aus Kapitel 5 und Kapitel 6 eine Theorie präsentiert, die erklärt, welche Effekte für temperaturabhängige oszillatorische Schwankungen des Photostroms einer Leiterplatte verantwortlich sein könnten. Die Ursache wird einer Rückreflexion an einem Luftspalt zwischen VCSEL und optischem Material zugeschrieben. Wenn sich die Breite des Spalts mit der Temperatur geringfügig ändert, wird dadurch die Phase des rückreflektierten Lichts verändert. Diese Rückreflexionen bewirken eine Änderung der Leistungsverteilung auf die Eigenmoden des VCSEL. Unterschiedliche Moden eines VCSEL haben aufgrund ihrer unterschiedlichen transversalen Feldverteilung eine stark unterschiedliche Einkoppeleffizienz in den Wellenleiter, wodurch sich die Gesamtdämpfung des optischen Übertragungskanals stark ändert.

6.1 Grundlagen

Bei VCSEL erreicht man aufgrund des kurzen Resonators und der frequenzselektiven Vielschicht-Spiegel üblicherweise eine Emission auf nur einem longitudinalen Modus (siehe z.B. [43]). Bei dem in Abb. 4.1 vorgestellten Modell eines selektiv-oxydierten VCSEL können aber mehrere transversale Moden emittiert werden, wenn der Durchmesser der Oxyd-Apertur mehr als etwa $3 - 4 \mu\text{m}$ beträgt. Ähnlich wie bei zirkularsymmetrischen Wellenleitern handelt es sich um LP_{lp} Moden, die orthogonal zueinander sind. Nachdem sich diese Moden dasselbe Verstärkungsmedium teilen, können sie nicht als voneinander unabhängig betrachtet werden, sie stehen in Konkurrenz zueinander und sind somit miteinander verkoppelt. Man unterscheidet mehrere Effekte der Verkopplung von Moden:

- **Gewinn-Konkurrenz**

Die stimulierte Emission im Verstärkungsmedium eines Lasers sättigt die Verstärkung des Mediums. Die verschiedenen Moden konkurrieren um die vorhandene gesamte Verstärkung im Laserresonator. Verkopplung zwischen Moden besteht insofern, als die stimulierte Emission eines Modus die Verstärkung des Mediums nicht nur für sich selbst sättigt (Selbstsättigung), sondern auch für sämtliche andere Moden (gegenseitige Sättigung) [80].

- **Räumliches Lochbrennen**

Ein Modus reduziert die Verstärkung in der aktiven Zone dort am stärksten, wo seine Intensität am höchsten ist. Liegen die Intensitätsmaxima unterschiedlicher Moden an unterschiedlichen Stellen, ist ihre Koexistenz möglich. Die Stärke der gegenseitigen Beeinflussung wird dadurch bestimmt, wie stark sich die Felder der Moden überlappen und wie hoch der sogenannte Diffusionskoeffizient ist. Je höher dieser ist, desto stärker werden räumliche Unterschiede der Verstärkung in der aktiven Zone ausgeglichen und desto stärker ist die Konkurrenz zwischen transversalen Moden [73, 81].

- **Spektrales Lochbrennen**

Der Effekt des spektralen Lochbrennens erlaubt analog zum räumlichen Lochbrennen die Koexistenz von Moden mit unterschiedlicher Wellenlänge, da sie einen anderen spektralen Bereich der Verstärkung nutzen. Je geringer der Unterschied zwischen den Wellenlängen, desto stärker ist die gegenseitige Konkurrenz [80].

Diese Effekte führen zu komplizierten Wechselwirkungen zwischen den Eigenmoden, vor allem beim Einschaltvorgang des VCSEL. Für eine mathematische Beschreibung ist es notwendig, die Ratengleichungen für die Photonen und Ladungsträger und einige Geometrie- und Materialparameter zu kennen, wie es zum Beispiel in [70] gezeigt wird. Im stationären Betrieb stellt sich üblicherweise ein Gleichgewicht zwischen den Moden ein, jedoch kann es unter bestimmten Umständen auch zu einem chaotischen Verhalten ohne Gleichgewichtszustand kommen [82]. Ist ein Gleichgewichtszustand erreicht, wird eine Verteilung der Ausgangsleistung auf die Moden durch eine Änderung der Betriebsbedingungen initiiert. Diese können der Betriebsstrom, die Umgebungstemperatur und vor allem Rückreflexionen in den Laserresonator sein.

Der Größenordnung der zurückreflektierten Leistung nach wird in der Literatur bei Singlemode-Lasern zwischen fünf Regimen der Rückkopplung unterschieden. Allerdings ist die Einteilung in der Literatur nicht einheitlich und wurde ursprünglich für Kantenemitter und Laser mit verteilter Rückkopplung (DFB-Laser) getroffen [82, 83, 84, 85]. Die Mehrheit der Autoren greift jedoch auf die Einteilung nach [83] zurück und in [84] wird diese Kategorisierung auch bei Singlemode-VCSEL angewendet. In keiner der angegebenen Literaturstellen wird eindeutig angegeben, nach welcher Größe die Einteilung stattfindet. Im Folgenden wird jedoch davon ausgegangen, dass es sich um das Verhältnis der an die Emissionsfläche rückreflektierten Leistung zur gesamten emittierten Laserleistung handelt. Diese fünf Regime der Rückkopplung sind:

- **Regime I:**

Es liegt nur sehr geringe Rückwirkung mit vernachlässigbarer Auswirkung vor. Es werden weniger als -80 dB zurückreflektiert. Abhängig von der Phase des rückreflektierten Lichts wird die Linienbreite des Lasers leicht verringert oder erhöht.

- **Regime II:**

Die Auswirkungen durch geringe Rückwirkung sind nicht mehr zu vernachlässigen. Es werden weniger als -40 dB, aber mehr als -80 dB der Ausgangsleistung zurückreflektiert. Die Grenze zwischen Regime I und Regime II ist auch vom Abstand des externen Reflektors abhängig. Ein kleinerer Abstand führt dazu, dass der Übergang von Regime I zu Regime II erst bei höheren Leistungen stattfindet. Die Linienbreite des Lasers wird wiederum je nach Phase des reflektierten Lichts verringert oder erhöht. Darüber hinaus entsteht eine zusätzliche spektrale Linie. Der Laser emittiert dabei nicht gleichzeitig auf beiden Linien, sondern die optische Leistung springt zwischen der ursprünglichen und der neuen spektralen Linie mit einer Frequenz, welche von der Stärke der Rückkopplung abhängig ist. Diese sogenannten Modensprünge treten mit einer Frequenz im MHz-Bereich auf. Zusätzliches Rauschen der Ausgangsleistung ist die Folge, und Fehlverhalten bei optischen Übertragungskänaen, welche empfindlich gegenüber der Wellenlänge sind, ist zu erwarten.

- **Regime III:**

In einem kleinen Bereich der Rückreflexion bei etwa -40 dB kommt es zur Unterdrückung der Modensprünge, Rauschen und die Linienbreite werden stark verringert. Es gibt keine Abhängigkeit von der Phase des reflektierten Lichts.

- **Regime IV:**

Werden mehr als etwa -40 dB der Ausgangsleistung zurückreflektiert, spricht man von moderater Rückwirkung. Dieses Regime ist ebenfalls unabhängig von der Phase des rückgekoppelten Lichts. Ungedämpfte Relaxationsoszillationen können auftreten, wodurch die

Linienbreite stark vergrößert wird. Des Weiteren kann es auch zu chaotischem Verhalten des Lasers bis hin zum sogenannten Kohärenzkollaps [84] kommen. Eine um ein Vielfaches breitere spektrale Linie und starkes Rauschen der optischen Leistung sind die Folgen.

- **Regime V:**

Dieses Regime liegt bei starker Rückwirkung vor. Mehr als -20 dB der Leistung wird zurückgeführt. Die internen Spiegel bilden gemeinsam mit dem externen Reflektor einen einzigen Resonator. Der Laser oszilliert auf einem einzigen Modus mit sehr geringer Linienbreite. Durch den externen Reflektor kann die Wellenlänge in einem gewissen Bereich durchgestimmt werden. Aufgrund der hohen Reflektivität der Vielschicht-Spiegel kann dieses Verhalten bei VCSEL nicht beobachtet werden.

Im Weiteren unterscheidet man zwischen kohärenter und inkohärenter Rückreflexion [74, 82]:

- **Kohärente Rückwirkung:**

Der Abstand d_r des externen Reflektors zur Licht emittierenden Fläche des Lasers ist geringer als die halbe Kohärenzlänge $L_{\text{coh}}/2$ des emittierten Lichts. Auswirkungen auf den Laser sind sowohl von der Phase als auch von der Amplitude des reflektierten Lichts abhängig. Bei geringen Verschiebungen des Reflektors beobachtet man periodisch wiederkehrende Auswirkungen mit der Periode $\Delta d_r = \lambda/2$.

- **Inkohärente Rückwirkung:**

Der Abstand d_r ist größer als die halbe Kohärenzlänge $L_{\text{coh}}/2$. Auswirkungen auf den Laser sind nur von der Amplitude des reflektierten Lichts abhängig. Verschiebungen des Resonators im Bereich der Wellenlänge haben keine Auswirkung auf das Verhalten des Lasers.

Bei einem Lorentz-förmigen Leistungsdichtespektrum (Gaußförmige Verteilungsdichtefunktion des Phasenrauschens) der Laseremission kann die Kohärenzlänge im leeren Raum nach einer einfachen Formel berechnet werden [86]. Multimode-VCSEL haben zwar ein von dieser Form stark abweichendes Spektrum, für eine grobe Abschätzung der Kohärenzlänge wird in dieser Arbeit dennoch diese Formel,

$$L_{\text{coh}} = \frac{c_0}{\pi \cdot \Delta f} \approx \frac{\lambda^2}{\pi \cdot \Delta \lambda}, \quad (6.1)$$

herangezogen. Die Größe c_0 ist die Lichtgeschwindigkeit des leeren Raums und f die optische Frequenz. Mit $\Delta \lambda$ wird die Breite des Spektrums Δf festgelegt.

Die folgenden Überlegungen dienen dazu, den sogenannten Rückkopplungskoeffizienten κ_{ext} herzuleiten. Für eine grobe Abschätzung des Bruchteils der in die aktive Zone rückgekoppelten Leistung werden, wie in Abb. 6.1 skizziert, Mehrfachreflexionen am externen Reflektor berücksichtigt. Die zeitabhängige elektrische Feldstärke der rückwärts laufenden Welle $E_r(t)$ in Abhängigkeit der Feldstärke der vorwärts laufenden Welle $E_v(t)$ ist unter Vernachlässigung der Laufzeit durch den Vielschichtreflektor nach [82] gegeben durch

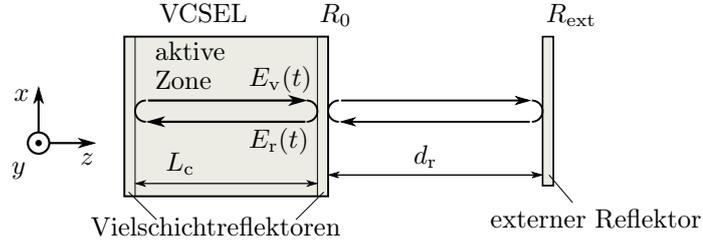


Abbildung 6.1: Modell der optischen Rückreflexion in einen VCSEL.

$$E_r(t) = \sqrt{R_0} \cdot \left\{ E_v(t) + \frac{1 - R_0}{\sqrt{R_0}} \cdot \sqrt{R_{\text{ext}} \cdot \eta_{\text{ext}}} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} \left(-\sqrt{R_0 \cdot R_{\text{ext}} \cdot \eta_{\text{ext}}} \right)^{m-1} E_v(t - 2md_r/c_0) \cdot e^{2j m \omega d_r / c_0} \right\}. \quad (6.2)$$

Dabei ist t die Zeitvariable, und es werden die Leistungsreflektivitäten des Vielschichtreflektors R_0 und des externen Reflektors R_{ext} sowie der Leistungskopplungskoeffizient des reflektierten Lichts in die aktive Zone, η_{ext} , berücksichtigt. Der Abstand zwischen der Emissionsfläche des VCSEL und dem externen Reflektor ist d_r , c_0 ist die Lichtgeschwindigkeit des leeren Raums (Es wurde angenommen, dass der Raum zwischen VCSEL und Reflektor leer ist.) und ω die Kreisfrequenz des Lichts.

Nachdem in dieser Arbeit nur Experimente beschrieben werden, bei denen Reflektivitäten von maximal $R_{\text{ext}} \leq 4,2\%$ auftreten, werden nur einfache Reflexionen durch den externen Reflektor berücksichtigt, weitere Reflexionen sind vernachlässigbar. Unter dieser Annahme vereinfacht sich Gl. (6.2) bei Einführung des Reflexionsparameters [87, 88]

$$F_{\text{ext}} = \frac{1 - R_0}{\sqrt{R_0}} \cdot \sqrt{R_{\text{ext}} \cdot \eta_{\text{ext}}} \quad (6.3)$$

und der externen Signallaufzeit

$$\tau = 2d_r/c_0 \quad (6.4)$$

zu

$$E_r(t) = \sqrt{R_0} \cdot \left\{ E_v(t) + F_{\text{ext}} \cdot E_v(t - \tau) \cdot e^{j\omega\tau} \right\}. \quad (6.5)$$

Um ein Verständnis für Effekte der Rückwirkungen zu entwickeln, ist es notwendig, die sogenannte Ratengleichung für die Amplitude der elektrischen Feldstärke $E_i(t)$ (mit der transversalen Verteilung $\Phi(x, y)$) des Modus i unter Berücksichtigung von Rückreflexionen (vgl. z.B. [87]),

$$\frac{dE_i(t)}{dt} = \frac{1}{2} [(1 - j\alpha)G_i(t) - \gamma_i] \cdot E_i(t) + \kappa_{\text{ext}} \cdot E_i(t - \tau) \cdot e^{j\omega\tau}, \quad (6.6)$$

zu betrachten. Die Größe α ist der Linienverbreiterungsfaktor und G_i bzw. γ_i sind der Gewinn bzw. die Verluste im Laserresonator des Modus i . Hier wurde der Rückkopplungskoeffizient [70, 82, 87, 88]

$$\kappa_{\text{ext}} = \frac{F_{\text{ext}}}{\tau_{\text{in}}}, \quad (6.7)$$

mit der Umlaufzeit im Laserresonator,

$$\tau_{\text{in}} = \frac{L_c \cdot n_{\text{gr}}}{c_0}, \quad (6.8)$$

eingeführt, wobei L_c die effektive Länge und n_{gr} der Gruppenbrechungsindex des Resonators sind.

Gleichung (6.6) zeigt, dass der Rückkopplungskoeffizient κ_{ext} Einfluss auf die Änderung des elektrischen Feldes im Laserresonator hat. Somit eignet sich dieser Koeffizient, um die Auswirkungen auf Laser verschiedener geometrischer Bauarten zu vergleichen. Typische Parameter eines DFB-Laser sind zum Beispiel $L_c = 250 \mu\text{m}$, $R_0 = 0,3$, $n_{\text{gr}} = 4,2$ [84], die eines VCSEL $L_c = 1,8 \mu\text{m}$, $R_0 = 0,998$, $n_{\text{gr}} = 4,2$ [70]. Der Rückkopplungskoeffizient κ_{ext} des DFB-Lasers ist bei diesen Annahmen um den Faktor 4,6 höher als jener des VCSEL und somit in der gleichen Größenordnung, obwohl diese beiden Lasertypen stark unterschiedliche Geometrien haben. Physikalisch kann dieses Ergebnis wie folgt interpretiert werden: In einen VCSEL gelangt aufgrund der hohen Reflektivität des Vielschichtreflektors ein vergleichsweise geringer Teil des rückreflektierten Lichts in die aktive Zone. Da der Resonator typischerweise aber sehr kurz ist und somit vergleichsweise wenig Photonen in Resonanz sind, ist dieser Lasertyp wiederum sehr empfindlich gegenüber Licht, welches in den Resonator eindringt [82, S. 181]. Somit haben diese beiden Lasertypen eine ähnliche Empfindlichkeit gegenüber Rückreflexionen, wobei der VCSEL bei den getroffenen Annahmen etwas unempfindlicher ist. Aus den angegebenen Literaturstellen geht nicht mit Klarheit hervor, welchen Einfluss der Rückkopplungskoeffizient auf die Auswirkung von Rückreflexionen hat. In dieser Arbeit wird angenommen, dass sich die Grenzen der Regime bei unterschiedlichen Rückkopplungskoeffizienten verschieben.

Das Verhalten von Multimode-Laser bei Rückreflexionen unterscheidet sich laut [82] nicht ausgeprägt von jenem von Singlemode-Laser, wenn die Frequenz, welche mit dem Kehrwert der externen Signallaufzeit $1/\tau$ korrespondiert, niedrig ist verglichen mit der Eigenfrequenz der Relaxationsoszillationen des Lasers. Ist der Abstand d_r jedoch so klein, dass die korrespondierende Frequenz hoch gegenüber jener der Relaxationsoszillationen ist, so unterscheidet sich das Verhalten deutlich. In diesem Fall tragen sämtliche Moden zur Dämpfung von Relaxationsoszillationen bei, der Laser ist dadurch wesentlich stabiler. In [82] wurde experimentell ein Singlemode- und ein Multimode-Laser mit ähnlichen Parametern verglichen, wobei gezeigt wurde, dass der Multimode-Laser erst bei einer um einen Faktor zehn höheren rückreflektierten

Leistung destabilisiert wird (chaotisches Verhalten zeigt). Typische Werte für die Frequenz der Relaxationsoszillationen eines VCSEL sind einige GHz (vgl. z.B. [88]).

Das Verhalten von VCSEL bei Rückreflexionen ist in der Literatur nur wenig beschrieben. In [84] wurde ein chaotisches Verhalten bei einem Singlemode-VCSEL durch -23 dB rückreflektierter Leistung beobachtet. In [82, 89, 90] und [91] wird darauf hingewiesen, dass aufgrund des zirkulärsymmetrischen Aufbaus ohne weitere Maßnahmen keine der beiden Polarisationsrichtungen¹, welche eine unterschiedliche Ausgangsleistung haben können, bevorzugt wird. Bei einem VCSEL kann sich daher die Polarisation oder die Leistungsverteilung auf die emittierten transversalen Moden bei nur geringen Änderungen der Betriebsbedingungen, wie dem Laserstrom, der Temperatur oder Rückwirkungen ändern. Daher gelten VCSEL als instabile Laser [82]. Obwohl VCSEL als instabil gegenüber der emittierten Moden gelten, wird in den folgenden Absätzen gezeigt, dass bei Multimode-VCSEL, speziell bei geringen Abständen des externen Reflektors, erst bei sehr hohen rückreflektierten Leistungen destabilisiert werden.

In [87] werden die Auswirkungen von Rückwirkungen auf das Verhalten von Multimode-VCSEL rechnerisch untersucht. Die Autoren unterscheiden zwischen zwei verschiedenen Abständen des externen Reflektors zum Laser. Bei $d_r \approx 30 \mu\text{m}$ wird gezeigt, dass der VCSEL bei Reflektivitäten von $R_{\text{ext}} \cdot \eta_{\text{ext}} = 10^{-3}$ bis 10^{-1} nicht destabilisiert werden kann (der Laser zeigt kein chaotisches Verhalten). Im Singlemode- (LP_{01}) und im Zwei-Moden-Betrieb (LP_{01} und LP_{11}) variiert jedoch die Ausgangsleistung des VCSEL um über 20 % gegenüber der Leistung ohne Rückwirkung, je nach der Phase des rückgekoppelten Lichts. Diese beiden Moden sind Eigenmoden, deren transversale Feldverteilung sich nur schwach überlappt. Im Zwei-Moden-Betrieb mit Moden, deren Felder sich stark überlappen (z.B. LP_{11} und LP_{21}), ist die Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Phase der Rückwirkungen geringer. Steigt die Leistung eines Modus, so sinkt aufgrund räumlichen Lochbrennens die Leistung des anderen Modus. In diesem Fall kann je nach Phase der Rückkopplung auch die vollständige Unterdrückung des einen oder anderen Modus erreicht werden. Bei einem Abstand von $d_r \approx 1 \text{ cm}$ werden die Auswirkungen bei einem Reflexionsparameter von $F_{\text{ext}} = 10^{-5}$ bis $F_{\text{ext}} = 10^{-3}$ untersucht. Dabei wurde im Singlemode-Betrieb (LP_{01}) und im Zwei-Moden-Betrieb mit schwacher Überlappung der Modenfelder (LP_{01} und LP_{11}) für Werte $F_{\text{ext}} \gtrsim 10^{-4}$ simuliert, dass die Ausgangsleistung mit der Frequenz der Relaxationsoszillationen oszilliert. Für noch höhere Werte von F_{ext} wurde ein chaotisches Verhalten des VCSEL demonstriert. Im Zwei-Moden-Betrieb mit starker Überlappung (LP_{11} und LP_{21}) wurden Oszillationen ab $F_{\text{ext}} \gtrsim 4 \cdot 10^{-4}$ errechnet. Die Ergebnisse dieser Literatur legen den Schluss nahe, dass bei Multimode-VCSEL mit zunehmender Anzahl der Eigenmoden Oszillationen der Ausgangsleistung bzw. chaotisches Verhalten nur durch höhere rückreflektierte Leistungen erreicht werden kann, speziell bei kleinen Abständen d_r .

In [92] wurde experimentell der Einfluss von Rückreflexionen einer Glasfaser auf die Einkoppeleffizienz untersucht, wenn Licht eines Multimode-VCSEL ohne weitere Optik in eine Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von $50 \mu\text{m}$ eingekoppelt wird. Es wurde gezeigt, dass bei einem Abstand zwischen Glasfaser und VCSEL von $d_r \approx 10 \mu\text{m}$ die in die Glasfaser eingekoppelte Leistung um bis zu 10 dB in Abhängigkeit von d_r mit der Periode von $\lambda/2$ schwankt. Wird der Bereich zwischen VCSEL und Glasfaser mit einer indexangepassten Flüssigkeit gefüllt, wird dieser Effekt stark unterdrückt. Die Ursache für die beobachteten Effekte wird einer Beeinflussung der transversalen Moden durch Rückreflexionen von der Endfläche der Glasfaser auf den VCSEL zugeschrieben.

¹Aufgrund der Kristallstruktur existieren zwei bevorzugte Polarisationsrichtungen [90, 91].

Es wird argumentiert, dass bei Rückreflexionen mit einer bestimmten Phase der Grundmodus den Großteil der optischen Leistung emittiert und dass bei Verschiebung der Glasfaser um $\lambda/4$ die Leistung hauptsächlich in Form von Moden höherer Ordnung emittiert wird. Moden höherer Ordnung wiederum haben eine signifikant geringere Einkoppeleffizienz als der Grundmodus, wie in [93] gezeigt wurde.

6.2 Zu interpretierendes Messergebnis

Es wurden einige opto-elektronische Leiterplatten untersucht, welche nach dem in Abb. 1.1 gezeigten Prinzip hergestellt worden waren. Messungen bei konstantem Laserstrom zeigten starke unerwünschte Schwankungen des Stroms, den die Photodiode liefert (Photostrom), hervorgerufen durch Änderungen der Temperatur der Leiterplatte.

Für eine quantitative Beurteilung dieser Schwankungen wurde der in Abb. 6.2 skizzierte Versuchsaufbau hergestellt. Die Temperatur T_K einer massiven Aluminiumplatte ist mit Hilfe eines Peltierelements im Bereich $0^\circ\text{C} \leq T_K \leq 80^\circ\text{C}$ kontrollierbar. Der Kühlkörper dient dabei gemeinsam mit dem Lüfter der Wärmeabfuhr bzw. -zufuhr. Die Leiterplatte ist über ihre vollflächig metallisierte Unterseite mit der Aluminiumplatte großflächig thermisch kontaktiert. Durch die geringe Leitfähigkeit des thermischen Dämmmaterials hat die Leiterplatte annähernd die gleiche Temperatur wie die Aluminiumplatte. Während des Versuchs wurde der VCSEL der Platine, Typ ULM850-05-TN-U0101U (Ulm Photonics)², mit einem konstanten Gleichstrom von $I = 6\text{ mA}$ versorgt, und T_K wurde mit einem Gradienten von 10°C/h von 0°C auf 80°C erhöht. Der Photostrom der GaAs Photodiode, Typ ULMPIN-04-TN-U0101U (ebenfalls von Ulm Photonics), wurde während des Versuchs kontinuierlich gemessen.

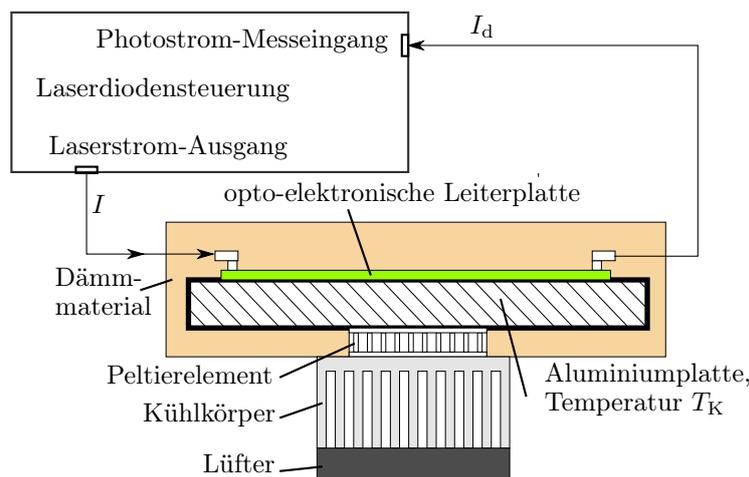


Abbildung 6.2: Skizze des Versuchsaufbaus für die Messung des Photostroms einer opto-elektronischen Leiterplatte als Funktion der Temperatur T_K .

²Es handelt sich um einen Mehrfach-Quantentopf-VCSEL auf GaAs-Basis mit einer nominellen Wellenlänge von 850 nm.

Abbildung 6.3 zeigt, dass der Photostrom starke, mehr oder weniger periodische Oszillationen über der Temperatur aufweist. Beim nachfolgenden Abkühlvorgang wurde ein gut reproduzierbares Verhalten festgestellt. Der Mittelwert des Photostroms zeigt einen Anstieg im Bereich von $T_K = 0^\circ\text{C}$ bis etwa 50°C , welcher mit hoher Wahrscheinlichkeit auf einen Anstieg des Brechungsindexunterschieds zwischen Wellenleiterkern und Mantel mit steigender Temperatur und damit einer erhöhten Einkoppeffizienz zurückzuführen ist. Die abnehmende Steigung zwischen $T_K = 50^\circ\text{C}$ und 80°C entsteht wahrscheinlich durch den Abfall der optischen Ausgangsleistung des VCSEL (vgl. Abb. 6.10), welcher den Effekt der erhöhten Einkoppeffizienz kompensiert.

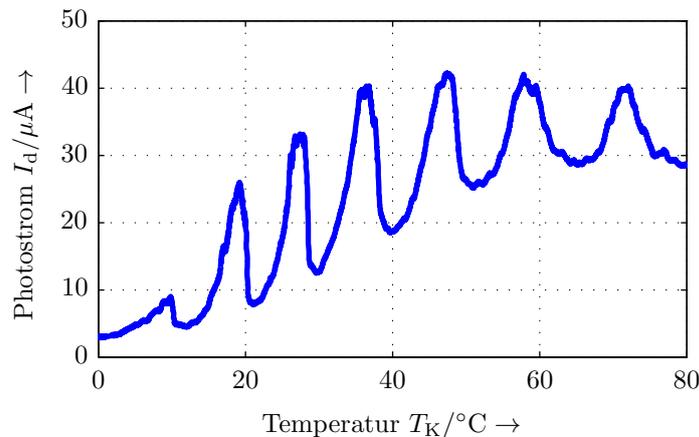


Abbildung 6.3: Gemessener Photostrom einer opto-elektronischen Leiterplatte, welche einen Multimode-VCSEL als Lichtquelle trägt, als Funktion der Temperatur T_K bei konstantem Laserstrom.

Gründe für das Auftreten solch ausgeprägter Oszillationen des Photostroms in Abhängigkeit der Temperatur könnten Schwankungen folgender Größen sein:

- der Ausgangsleistung des VCSEL
- der Einkoppeffizienz zwischen VCSEL und Wellenleiter
- der optischen Dämpfung des Wellenleiters
- der Koppeffizienz zwischen Wellenleiter und Photodiode
- der Empfindlichkeit der Photodiode.

Es wird davon ausgegangen, dass die Empfindlichkeit der Photodiode im Vergleich zu den beobachteten Schwankungen des Photostroms eine vernachlässigbar geringere Temperaturabhängigkeit zeigt, eine über der Temperatur oszillatorische Änderung wird gänzlich ausgeschlossen.

6.3 Messungen zur Eingrenzung der Ursache für Photostromschwankungen

Es wurden einige Messungen durchgeführt, mit deren Hilfe die Ursache dieser Schwankungen ergründet werden sollten.

Lokalisierung der Ursache für Photostromschwankungen: Um die Entstehung von Oszillationen des Photostroms in Abhängigkeit der Temperatur zu lokalisieren, wurde, beginnend knapp an der Photodiode, die Leiterplatte an mehreren Stellen normal zum Wellenleiter zerschnitten. Abbildung 6.4 skizziert die Position der Schnitte. Hierfür wurde eine Diamantkreissäge, wie sie üblicherweise für das Schneiden von Leiterplatten mit glasfaserverstärktem Substrat benutzt wird, verwendet. In der Abbildung sind die resultierenden Längen L des verbleibenden Wellenleiters dargestellt. Die Gesamtlänge der Leiterplatte war ursprünglich 15 cm, die des leicht gekrümmten Wellenleiters etwa 12 cm.

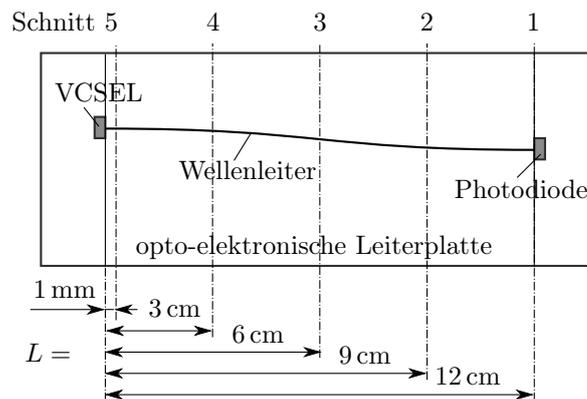


Abbildung 6.4: Positionen der Schnitte durch die opto-elektronische Leiterplatte für eine Beurteilung der im Bereich des Wellenleiters geführten Leistung.

Abbildung 6.5 zeigt einen Aufbau, der es ermöglicht, die Lichtleistung in einer Schnittfläche innerhalb eines Querschnitts, der etwas größer als der effektive Durchmesser des Wellenleiters ist, zu messen. Dafür wurde eine Referenz-Photodiode des gleichen Typs, die in der Leiterplatte eingegossen war, mit einem Durchmesser der empfindlichen Fläche von $100\ \mu\text{m}$ und einer Empfindlichkeit von $0,6\ \text{A/W}$ verwendet. Die Photodiode wurde mit einer x-y-z-Verschiebeeinrichtung derart vor der Schnittfläche justiert, dass der Photostrom bei Raumtemperatur maximal war. Ein Abstand zur Schnittfläche von wenigen $10\ \mu\text{m}$ konnte aufgrund des Bonddrahts zur Anode der Photodiode nicht unterschritten werden. Dieser Abstand wurde mit Immersionsöl mit einem Brechungsindex von 1,518 (das entspricht dem Brechungsindex des Wellenleiterkerns) gefüllt, wodurch eine eingegossene Photodiode nachgebildet wurde. Während des Versuchs wurde die Temperatur der Aluminiumplatte T_K variiert. Die Ansteuerung des VCSEL erfolgte mit einem konstanten Gleichstrom von $I = 6\ \text{mA}$.

Wie in Abb. 6.6 zu erkennen ist, zeigt der Photostrom der Referenz-Photodiode bei sämtlichen Schnitten Oszillationen in Abhängigkeit der Temperatur mit einer Periode ähnlich jener in

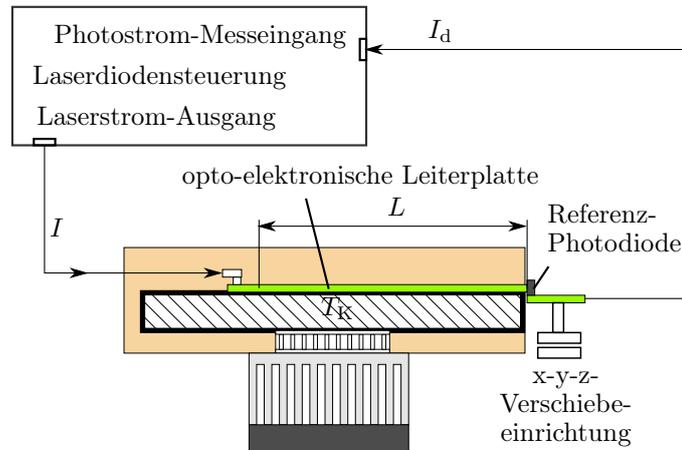


Abbildung 6.5: Versuchsaufbau für die Messung der Lichtleistung in einem Querschnitt etwas größer als der effektive Durchmesser des Wellenleiters (Durchmesser der empfindlichen Fläche: $100\ \mu\text{m}$) als Funktion der Temperatur T_K .

Abb. 6.3. Die Ähnlichkeit der Perioden weist darauf hin, dass die Ursache der Oszillationen am Laser bzw. an der Einkoppelstelle zum Wellenleiter zu finden ist. Somit werden eine Schwankung der optischen Dämpfung des Wellenleiters bzw. der Kopplung vom Wellenleiter zur Photodiode als Ursache ausgeschlossen. Die leichte Verschiebung der Maxima der Kurven könnte darauf zurückzuführen sein, dass bei dieser Messung das Messobjekt an unterschiedlichen Stellen der Aluminiumplatte befestigt wurde. Dies war notwendig, damit die Schnittfläche jeweils für die Messung mit der Referenz-Photodiode zugänglich war. Der Rand der Platte hatte aufgrund der endlichen Wärmeleitfähigkeit des Aluminiums eine der Raumtemperatur etwas nähere Temperatur als der zentrale Bereich. Somit hatte auch der Bereich des VCSEL des Messobjekts bei unterschiedlichen Werten von L leicht unterschiedliche Temperaturen für gleiche Werte von T_K . Diese Verschiebung könnte aber auch von einer Beeinflussung des Lasers durch unterschiedliche Leistungen der Rückreflexion vom Übergang Wellenleiter-Photodiode herrühren. Nachdem nur die Perioden der Kurven von Interesse sind, ist diese Verschiebung auch nicht weiter störend. Der aus Abb. 6.3 erwartete prinzipielle Anstieg des Photostroms zwischen $T_K = 25^\circ\text{C}$ und 50°C wurde bei dieser Messung nicht beobachtet. Es zeigte sich, dass durch thermisch induzierte mechanische Bewegungen die Leiterplatte gegenüber der Photodiode im Zuge der Erwärmung dejustiert wurde, weshalb bei höherer Temperatur der gemessene Photostrom geringer ist als der Wert bei optimaler Justierung.

Intensitätsverteilung in einer Schnittfläche nahe dem VCSEL: Für eine weitere Untersuchung wurde die Intensitätsverteilung im Bereich des Wellenleiters bei Schnitt 5 ($L = 1\ \text{mm}$) aufgenommen. Abbildung 6.7 skizziert, dass hierfür das Messobjekt wieder an der Aluminiumplatte befestigt wurde, deren Temperatur T_K variiert werden kann. Mit Hilfe eines Mikroskopobjektivs und eines optischen Abschwächers wurde die Intensitätsverteilung der Schnittfläche auf eine CCD projiziert. Die Rauigkeit der Schnittfläche wurde dabei durch Aufbringen eines Immersionsölfilms weitgehend eliminiert. Der Konstantstrom durch den Laser betrug wieder $I = 6\ \text{mA}$.

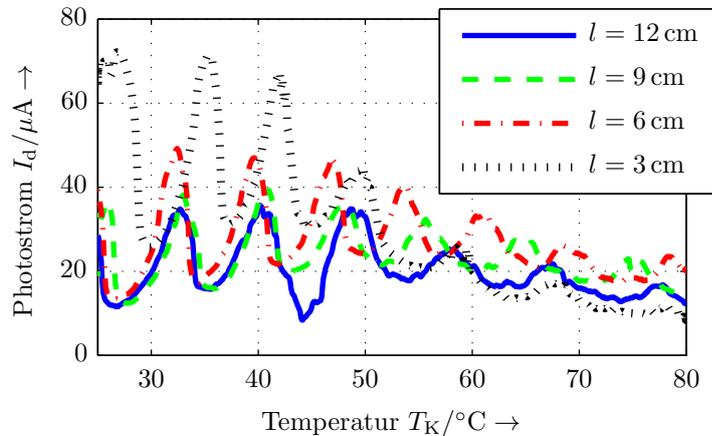


Abbildung 6.6: Photostrom der Referenz-Photodiode in Abhängigkeit der Temperatur T_K einer opto-elektronischen Platine mit Multimode-VCSEL bei konstantem Laserstrom I .

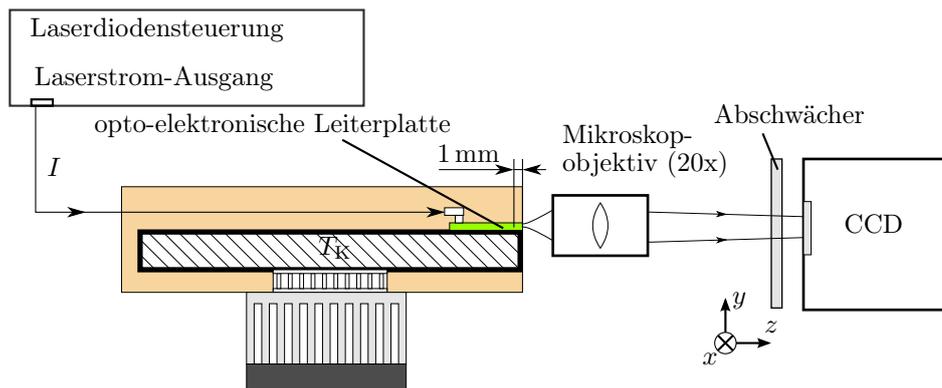


Abbildung 6.7: Versuchsaufbau für die Aufnahme der Intensitätsverteilung im Bereich des Wellenleiters der Schnittfläche 5 ($L = 1$ mm) als Funktion der Temperatur T_K .

In Abb. 6.8 ist die Intensitätsverteilung bei zwei diskreten Temperaturen T_K farbkodiert dargestellt. Am oberen Rand der Bilder ist die vom Schneidevorgang leicht abgesplitterte Oberkante der ORMOCER[®]-Schicht zu erkennen. Speziell im Teilbild (b) ist im rechten Bereich eine erhöhte Intensität im Bereich der sieben Einzelkerne des Wellenleiters zu finden. Das Koordinatensystem ist so ausgerichtet, dass der Ursprung im zentralen Kern liegt. Während des Aufwärmvorgangs von $T_K = 0^\circ\text{C}$ auf 80°C änderte sich die Intensitätsverteilung zwischen Zustand (a) und (b) sieben Mal. In Abb. 6.3 können ebenfalls sieben Maxima gezählt werden. Teilbild (a) wurde bei etwa $T_K = 19^\circ\text{C}$ aufgenommen, Teilbild (b) bei etwa 22°C . Bei diesen zwei Temperaturen wurde ein Maximum, bzw. ein Minimum des Photostroms bei der ursprünglich unzerschnittenen Platine registriert (Abb. 6.3). Betrachtet man die linken beiden Kerne des Wellenleiters, erkennt man, dass sie in Abb. 6.8 (a) sehr stark angeregt werden (bei weißen Bereichen war die CCD in Sättigung), in Teilbild (b) wesentlich geringer.

Die Intensitätsverteilung im Hintergrund lässt auch erkennen, dass der VCSEL bei diesen beiden Temperaturen mit einer unterschiedlichen Leistungsverteilung auf seine Eigenmoden emittiert. In Abb. 6.8 (b) ist ein „gugelhupfförmiges“ Lichtmuster zu erkennen, während im Teilbild (a) ein Intensitätsmaximum etwa in der Mitte des Bildes liegt. Das könnte darauf hinweisen, dass der LP_{01} -Grundmodus des VCSEL im Zustand (a) mit einer wesentlich höheren Leistung emittiert wird als in Zustand (b). Die Abbildung lässt weiter darauf schließen, dass die Justierung zwischen VCSEL und Wellenleiter nicht optimal ist³, da die Intensitätsverteilung des Lasers in dieser Schnittfläche nicht zentral um den Wellenleiter liegt.

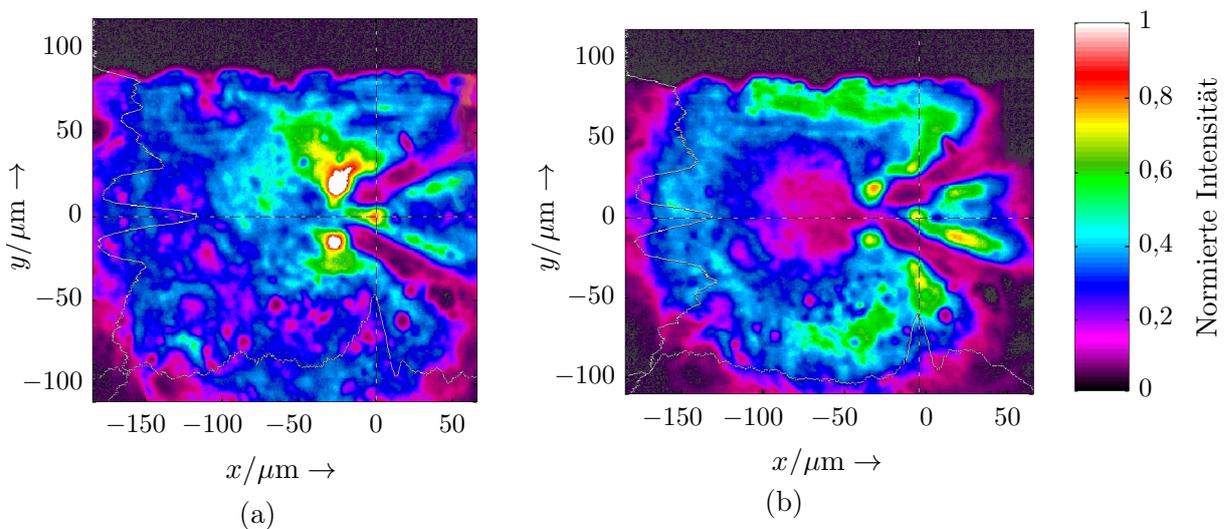


Abbildung 6.8: Intensitätsverteilung in der Schnittfläche 5 ($L = 1$ mm) im Bereich des Wellenleiters bei (a) $T_K \approx 19^\circ\text{C}$, (b) $T_K \approx 22^\circ\text{C}$.

Temperaturabhängigkeit der Ausgangsleistung des VCSEL: In einem weiteren Experiment wurde die gesamte, vom Laser emittierte optische Leistung P als Funktion der Temperatur T_K gemessen. Hierfür wurde ein Versuchsaufbau, wie in Abb. 6.9 skizziert, verwendet. Der Durchmesser der empfindlichen Fläche des optischen Leistungsmessgeräts war 9 mm und ca. 5 mm von der Schnittfläche entfernt positioniert. Dadurch war sichergestellt, dass die gesamte optische Leistung detektiert wird. Die Temperatur T_K wurde von 0°C bis 80°C variiert.

Die gesamte emittierte Leistung (siehe Abb. 6.10) des VCSEL der untersuchten Platine zeigt im Bereich von $T_K = 0^\circ\text{C}$ bis 80°C eine monotone Abnahme. Bei $T_K = 80^\circ\text{C}$ ist sie auf etwa die Hälfte ihres maximalen Werts gesunken. Es wurden keine oszillatorischen Schwankungen beobachtet. Die Entstehung von Photostromoszillationen konnte somit auf die Einkopplung zwischen VCSEL und Wellenleiter eingegrenzt werden.

In den folgenden Abschnitten wird versucht, die Ursache für die in Abb. 6.3 gezeigten starken Schwankungen des Photostroms zu erklären. Ausgegangen wird von der Annahme, dass durch Rückreflexionen in den Resonator des VCSEL die Ausgangsmode des Lasers beeinflusst werden und somit die Einkoppleffizienz zwischen VCSEL und Wellenleiter Schwankungen unterwor-

³„Optimal“ würde bedeuten, dass die Strahlachse und Wellenleiterachse zusammenfallen.

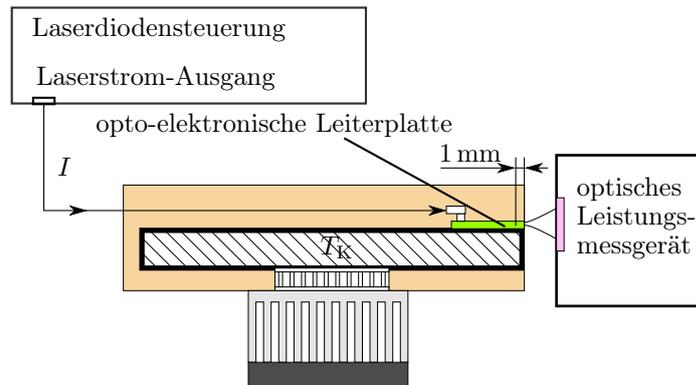


Abbildung 6.9: Aufbau zur Messung der gesamten optischen Ausgangsleistung eines VCSEL einer opto-elektronischen Leiterplatte bei variierender Temperatur T_K .

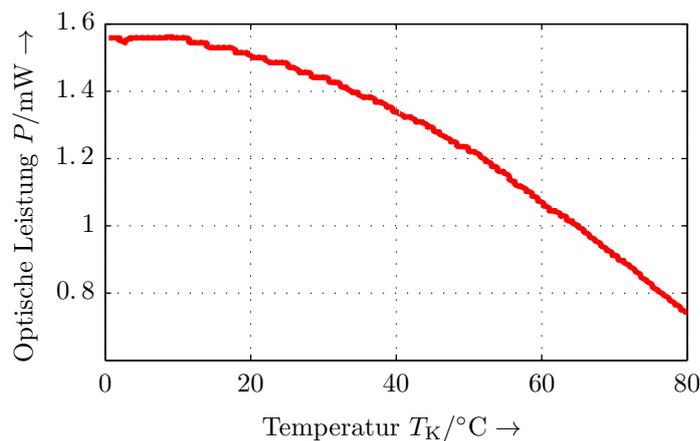


Abbildung 6.10: Gemessene gesamte optische Ausgangsleistung P des Multimode-VCSEL einer opto-elektronischen Platine als Funktion der Temperatur T_K bei konstantem Laserstrom $I = 6 \text{ mA}$.

fen ist. Die Rückreflexionen könnten durch thermisch induzierte unterschiedliche mechanische Ausdehnungen der optischen Schicht und des Leiterplattensubstrats beeinflusst werden.

6.4 Experimenteller Nachweis des Einflusses auf die Ausgangsmoden eines VCSEL durch kohärente Rückkopplung

Im folgenden Experiment konnte ein starker Einfluss kohärenter Rückreflexion auf die Leistungsverteilung der Ausgangsmoden eines VCSEL nachgewiesen werden. Dafür wurden mit Hilfe einer Glasplatte, im Speziellen ein Objektträger mit einem Brechungsindex von $n_{\text{glas}} = 1,53$, Rückreflexionen in den Laserresonator provoziert. Testobjekt war ein Multimode-VCSEL mit einer

nominellen Emissionswellenlänge von 850 nm^4 . In der in Abb. 6.11 dargestellten Anordnung wurde die Glasplatte im Abstand d_r von der Emissionsfläche des VCSEL platziert. Der Abstand d_r ist durch eine piezoelektrische Verschiebeeinrichtung in einem Bereich mehrerer Wellenlängen veränderbar. Der Laserstrahl wird durch eine Linse kollimiert und durch einen Strahlteiler in zwei Strahlen mit gleicher Leistung geteilt. Ein Teilstrahl wird auf ein CCD geleitet, der Andere wird mit Hilfe einer weiteren Linse in eine Glasfaser eingekoppelt um sein Licht einem optischen Spektrumanalysator zuzuführen.

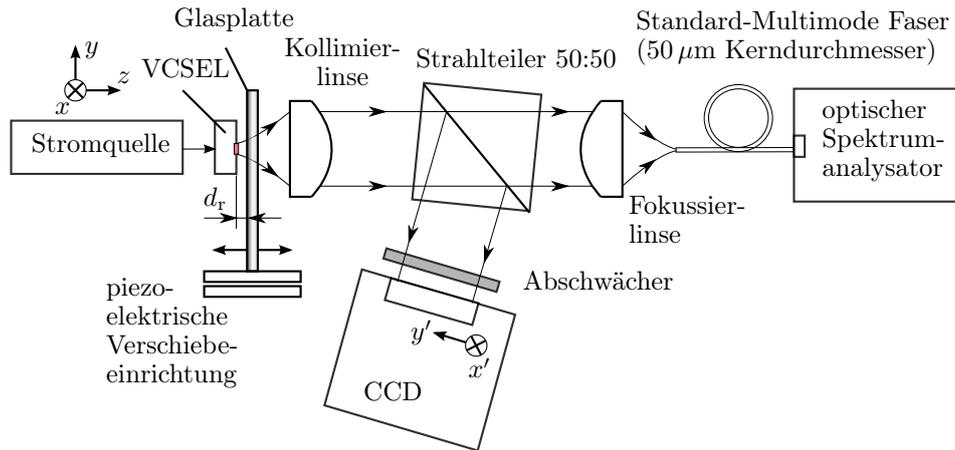


Abbildung 6.11: Messaufbau zur gleichzeitigen Aufnahme des Fernfelds und Messung des Spektrums eines Multimode-VCSEL bei Einfluss kohärenter Rückreflexion an einer Glasplatte.

Zwei Indizien lassen das Experiment kohärenter Rückwirkung zuordnen. Erstens wurden periodisch wiederkehrende Beeinflussungen bei Verschiebung der reflektierenden Glasplatte im Bereich der Wellenlänge beobachtet, und zweitens liegt die Länge $2d_r$ deutlich unter der Kohärenzlänge des VCSEL⁵. Für diesen Versuch wurde eine Glasplatte mit einer Dicke von 1 mm verwendet. Obwohl beide Luft/Glas Grenzflächen optische Leistung reflektieren, wird davon ausgegangen, dass Reflexionen an der Grenzfläche, welche dem VCSEL näher ist, im Experiment deutlich dominieren. Die Begründung dafür ist folgende: Die dem Laser zugewandte Seite ist $d_r \approx 50\ \mu\text{m}$ von der Lichtaustrittsfläche entfernt, die abgewandte etwa 1,05 mm. Aufgrund der weit höheren Distanz der zweiten Grenzfläche und der Divergenz des VCSEL (vgl. Gl. (6.9)) wird erstens von dieser weit weniger Leistung in den Resonator zurückreflektiert, und zweitens ist auch die Kohärenzlänge des Laserstrahls bereits überschritten. Bei inkohärenter Rückwirkung beeinflusst nur die Amplitude Verhalten des Lasers. Bei geringen Änderungen der Distanz wird daher nur eine vernachlässigbare Auswirkung durch Reflexionen an der zweiten Grenzfläche auf die emittierten Moden des Lasers erwartet.

Abbildung 6.12(a) zeigt das mit der CCD aufgenommene Fernfeld bei dem Ausgangsabstand

⁴Es handelte sich um den gleichen Typ, der bei den untersuchten Leiterplatten eingesetzt wird.

⁵Für den untersuchten VCSEL Typ wurde mit Gl. 6.1 für $\Delta\lambda = 1\text{ nm}$ (vgl. Abb. 6.13) und der nominellen Wellenlänge des Lasers von $\lambda = 850\text{ nm}$ eine Kohärenzlänge von $L_{\text{coh}} = 230\ \mu\text{m}$ errechnet. Die so berechnete Länge ist in der gleichen Größenordnung wie die in [94] ermittelte Kohärenzlänge von 0,6 mm bei einem ähnlichen Typ von Multimode-VCSEL.

zwischen VCSEL und Glasplatte $d_r = d_{r,0} \approx 50 \mu\text{m}$, Abb. 6.12(b) bei $d_r = d_{r,0} + \lambda/4$. Das Koordinatensystem (x', y') in den Abbildungen ist jenes der CCD im Experiment, wie in Abb. 6.11 eingezeichnet. Nachdem das Fernfeld bei geringer Veränderung von d_r periodisch zwischen den Mustern der beiden Teilbilder wechselte, wird davon ausgegangen, dass diese Periode mit $\Delta d_r = \lambda/2$ korrespondiert. Die zu den Teilbildern (a) und (b) korrespondierende Differenz Δd_r ist demnach $\lambda/4$. In Abb. 6.12 (a) ist zu erkennen, dass das Maximum der Intensität im Zentrum des Fernfelds liegt. Im Gegensatz dazu findet man im Teilbild (b) eine „gugelhupfförmige“ Intensitätsverteilung. Der Unterschied wird durch eine unterschiedliche Leistungsverteilung der transversalen Moden hervorgerufen. Einen deutlichen Einfluss auf das Fernfeld hat der LP_{01} Grundmodus, welcher in (a) vorhanden ist, in (b) aber offensichtlich nicht. Diese Aussage wird durch Bewertung der zugehörigen Spektren verifiziert (siehe Abb. 6.13).

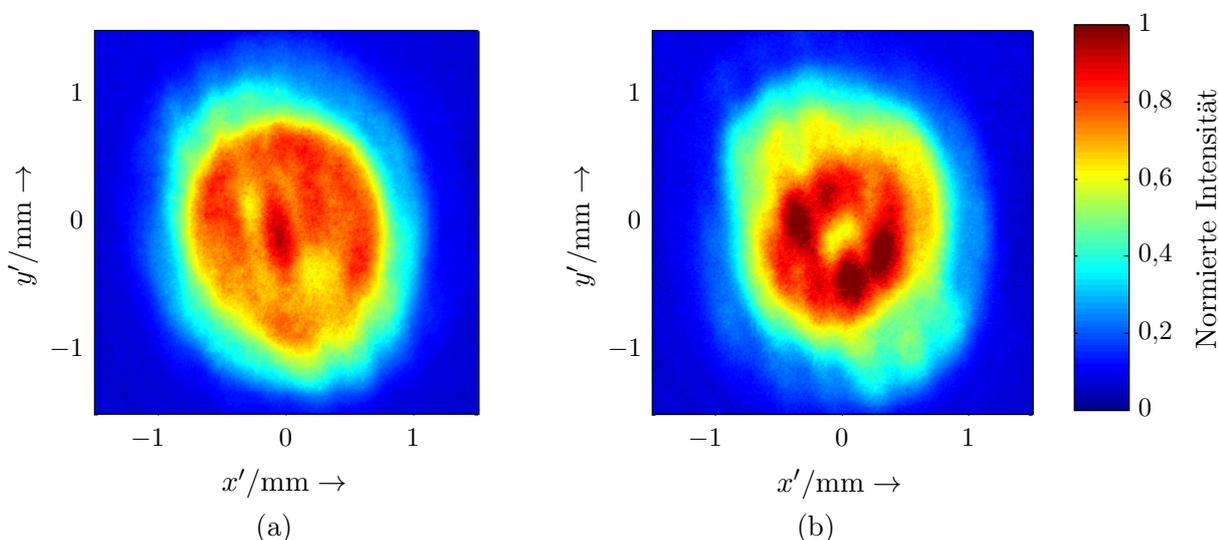


Abbildung 6.12: Gemessene Feldintensitätsverteilung eines VCSEL beeinflusst durch Rückreflexionen an einer Glasplatte (a) bei $d_r = d_{r,0} \approx 50 \mu\text{m}$, (b) bei $d_r = d_{r,0} + \lambda/4$.

Die volle Linie in Abb. 6.13 zeigt das zu Abb. 6.12 (a) zugehörige Spektrum, die strichlierte Linie das zu Teilbild (b) gehörende. Die Linie mit der größten Wellenlänge entspricht der des Grundmodus⁶, welcher im einen Fall dominiert, im anderen Fall nicht emittiert wird.

Für eine Abschätzung des Bruchteils der an die Emissionsfläche rückgekoppelten Leistung ($R_{\text{ext}} \cdot \eta_{\text{ext}}$) wurden die Annahmen, welche in Abb. 6.14 skizziert sind, getroffen. Um eine grobe Obergrenze der Rückkopplung zu erhalten, wird angenommen, dass nur der Grundmodus LP_{01} – jener mit der geringsten Divergenz und somit dem höchsten Leistungskopplungskoeffizienten – emittiert wird. Die Emissionsfläche wird zirkular mit einem Radius gleich der Taille des Grundmodus $w_0(0, 1) = 2,1 \mu\text{m}$ (siehe Tab. 4.1) angenommen. Nachdem der Abstand $2d_r$ deutlich größer ist als der Konfokalparameter des Strahls ($z_0(0, 1) = \pi w_0(0, 1)^2 / \lambda \approx 16 \mu\text{m}$), wird der Strahl durch eine asymptotische Näherung repräsentiert. Der Divergenzwinkel θ_{01} des Grundmodus errechnet

⁶Die Zugehörigkeit der Linie mit der größten Wellenlänge zum Grundmodus kann mit folgendem Experiment nachgewiesen werden: In einem Betriebspunkt knapp oberhalb des Schwellstroms emittiert der Multimode-VCSEL nur den transversal näherungsweise gaußförmigen Grundmodus mit nur einer Linie im Spektrum. Sämtliche weitere Linien, die bei Erhöhung des Laserstroms auftreten, haben eine kleinere Wellenlänge.

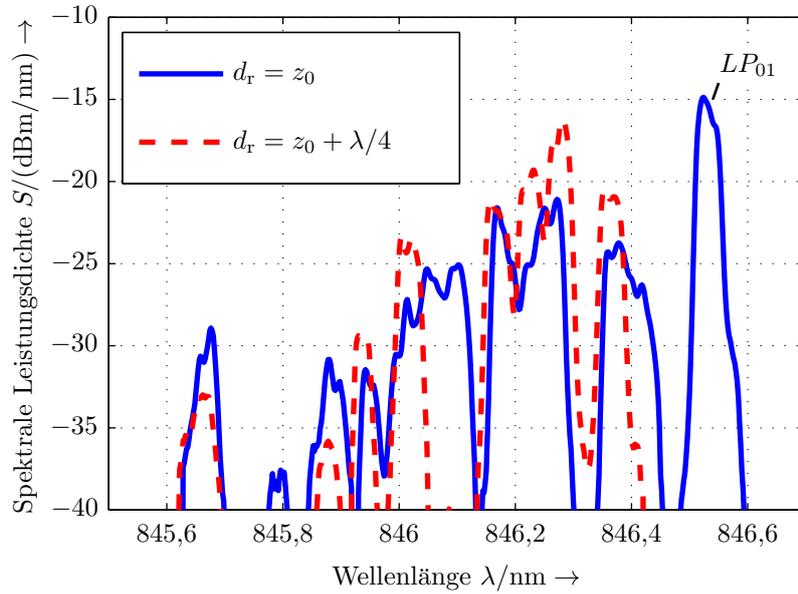


Abbildung 6.13: Gemessenes Spektrum eines VCSEL beeinflusst durch Rückreflexionen an einer Glasplatte bei zwei unterschiedlichen Abständen d_r .

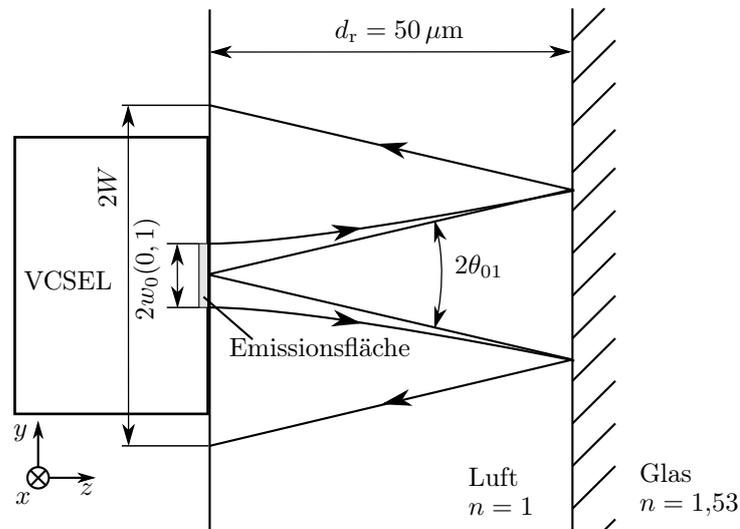


Abbildung 6.14: Modell für die Abschätzung einer Obergrenze der im Experiment an die Emissionsfläche rückreflektierten Leistung.

sich zu

$$2 \cdot \theta_{01} = 2 \cdot \frac{\lambda}{w_0(0,1) \cdot \pi} = 14,7^\circ, \quad (6.9)$$

die Reflektivität der Glasplatte zu

$$R_{\text{ext}} = \left(\frac{n_{\text{glas}} - 1}{n_{\text{glas}} + 1} \right)^2 \approx 0,042 \quad (6.10)$$

und der Leistungskopplungskoeffizient zu

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{w_0(0,1)^2}{W^2} = \frac{w_0(0,1)^2}{[\tan(\theta_{01}) \cdot 2d_r]^2} \approx 0,026, \quad (6.11)$$

wobei W der Radius des reflektierten Strahls an der Emissionsfläche ist. Der Bruchteil der an die Emissionsfläche zurück reflektierten Leistung wird mit $R_{\text{ext}} \cdot \eta_{\text{ext}} \approx -30$ dB berechnet. Dieser Wert lässt das Experiment in das Regime IV einordnen. In diesem Regime wäre jedoch ein chaotisches Verhalten des VCSEL zu erwarten, welches in diesem Experiment nicht beobachtet worden ist. Dass der Laser kein chaotisches Verhalten zeigte, könnte daran liegen, dass die Annahmen so getroffen wurden, dass η_{ext} eine obere Schranke darstellt. Es kann daher von einer Rückkopplung von deutlich weniger als -30 dB ausgegangen werden, weshalb das Experiment möglicherweise einem anderen Regime zuzuordnen ist. Außerdem lassen die simulierten Ergebnisse in [87] und [92] auch erwarten, dass ein Multimode-VCSEL bei solch hohen rückreflektierten Leistungen nicht destabilisiert wird.

6.5 Schwankungen der Kopleffizienz durch thermisch beeinflusste Rückkopplung

In diesem Abschnitt wird versucht, die beobachteten starken Schwankungen des Photostroms einer opto-elektronischen Leiterplatte in Abhängigkeit der Temperatur (siehe Abb. 6.3) zu erklären. Dafür werden Ergebnisse des Kapitel 5 und in Kapitel 6 dokumentierte Erkenntnisse herangezogen.

Der Grund für die beobachteten Oszillationen an der untersuchten Leiterplatte liegt mit hoher Wahrscheinlichkeit in einer variierenden Verteilung der Ausgangsleistung des VCSEL auf seine Eigenmoden, wie dies Abb. 6.8 vermuten lässt. Mehrere Indizien weisen darauf hin, dass eine thermisch beeinflusste Rückreflexion am Übergang VCSEL-ORMOCER[®], bzw. am Beginn des Wellenleiters, welcher etwa $15 \mu\text{m}$ vom Laser entfernt ist, diese Schwankungen verursacht:

- Im Rahmen von Messungen der TU Wien wurde bei mehreren Exemplaren von VCSEL des gleichen Typs, welche in Luft emittieren, die Intensitätsverteilung des Fernfelds im Bereich der Umgebungstemperatur von 0°C bis 80°C aufgenommen. Dabei wurden bei keinem Exemplar oszillatorischen Schwankungen der Modenverteilung beobachtet. Deshalb werden Eigenschaften des Lasers selbst als alleinige Ursache ausgeschlossen.
- Sämtliche Messungen der Lichtleistung in mehreren Schnitten entlang des Wellenleiters zeigen eine ähnliche Periode als Funktion der Temperatur (vgl. Abb. 6.6).
- Die Intensitätsverteilung im dem Schnitt mit der geringsten Distanz zum Laser ($L = 1 \text{ mm}$) zeigt oszillatorische Änderungen mit einer vergleichbaren Periode der Photostromschwankungen, die an der unzerschnittenen Leiterplatte gemessen wurden (vgl. Erläuterung zu Abb. 6.8).

- Nachdem es sich um periodische Schwankungen handelt, wird von kohärenter Rückwirkung ausgegangen. Die Kohärenzlänge des VCSEL liegt deutlich unterhalb von 1 mm, daher werden Reflexionen, die zum Beispiel vom Übergang Wellenleiter-Photodiode herrühren, als Ursache ausgeschlossen.

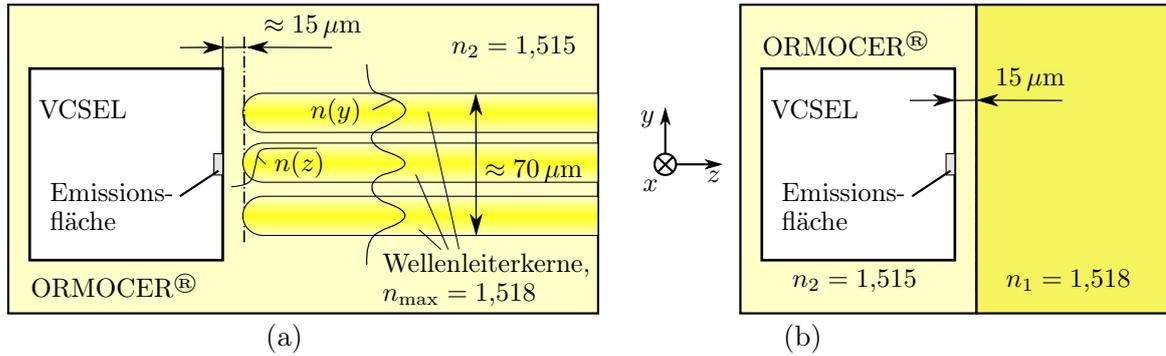


Abbildung 6.15: (a) Skizze des Bereichs von VCSEL und Wellenleiterbeginn, (b) Annahmen für die Abschätzung der Obergrenze der rückreflektierten Leistung.

Durch diese Überlegungen konnte die Entstehung von Rückwirkungen räumlich auf den Bereich von der lichtemittierenden Fläche des VCSEL bis zum Beginn des Wellenleiters eingegrenzt werden. Die folgende Berechnung dient zur Abschätzung, ob Rückkopplungen verursacht durch Reflexionen vom Wellenleiterbeginn ausreichend hoch sind, um starke Änderungen der Modenverteilung zu verursachen. Bedingt durch die Technologie des Einschreibvorgangs stellt der Anfang des Wellenleiters keine ebene Grenzfläche dar, sondern besitzt eine wie in Abb. 6.15(a) angedeutete Form. Der Verlauf des Brechungsindex in Ausbreitungsrichtung ist außerdem nicht stufenförmig, sondern steigt aufgrund der gaußförmigen Brechungsindexverteilung eines Einzelkerns stetig. Für eine Abschätzung einer Obergrenze der rückreflektierten Leistung wurde eine plane Fläche mit einem stufenförmigen Übergang des Brechungsindex angenommen (siehe Abb. 6.15(b)). Unter den gleichen Annahmen wie für Gl. 6.11 wäre von einer Reflektivität von maximal

$$R_{\text{ext}} = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \approx 9,8 \cdot 10^{-7} \quad (6.12)$$

und einem Leistungskopplungskoeffizienten von weniger als

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{w_0(0,1)^2}{[\tan(\theta_{01}) \cdot 2 \cdot 15 \mu\text{m}]^2} \approx 0,29 \quad (6.13)$$

auszugehen. Es wurde wieder die asymptotische Näherung des Strahls als gerechtfertigt betrachtet. Der Bruchteil der an die Emissionsfläche zurück reflektierten Leistung ist somit deutlich unter $R_{\text{ext}} \cdot \eta_{\text{ext}} \approx -65 \text{ dB}$, welcher diese Rückwirkung in Regime I oder Regime II einordnen lässt. Reflexionen vom Wellenleiterbeginn scheinen jedoch nicht auszureichen, um die beobachteten Oszillationen zu erklären. Diese Aussage wird in [74] experimentell untermauert: Wird in einem ähnlichen Experiment, wie in Abb. 6.11 dokumentiert, der Zwischenraum zwischen (dem

gleichen Typ) VCSEL und Glasplatte mit Immersionsöl gefüllt, so kann durch Variation des Abstands d_r keine oszillatorische Änderung der Intensitätsverteilung des Fernfelds des VCSEL erwirkt werden. An einem planen Übergang von Immersionsöl zu Glas (Brechungsindizes: 1,518 und 1,53) werden bei einem Abstand von $40\ \mu\text{m}$ zwischen VCSEL und Glasplatte, wieder unter den gleichen Annahmen wie für Gl. 6.11, nur etwa $-61\ \text{dB}$ rückreflektiert. Vergleicht man diesen Wert mit Gl. 6.13, so wird in diesem Experiment mehr Leistung als durch den Wellenleiterbeginn in den Resonator rückreflektiert. Auch in [92] wird diese Aussage experimentell bestätigt: Wird der Bereich zwischen einem Multimode-VCSEL und einer Glasfaser mit indexangepasster Flüssigkeit gefüllt⁷, werden die Effekte der Rückwirkung stark unterdrückt.

Rückreflexionen könnten auch von einer Luft-ORMOCER[®] Grenzfläche eines eventuell vorhandenen Luftspalts zwischen VCSEL und optischem Material herrühren. Dieser Luftspalt könnte durch eine Schrumpfung der ORMOCER[®]-Schicht beim Aushärten entstehen. Die folgende Berechnung dient zur Abschätzung, ob Rückreflexionen von einer solchen Grenzfläche in einer Größenordnung liegen, um die beobachteten Oszillationen auszulösen. Die maximale Breite eines eventuell vorhandenen Luftspalts wird auf wenige μm geschätzt, Rückreflexionen zur Emissionsfläche liegen daher im Konfokalbereich des Laserstrahls. Die Divergenz des Strahls hat daher für eine Abschätzung der rückreflektierten optischen Leistung einen vernachlässigbaren Einfluss, somit wird $\eta_{\text{ext}} = 1$ angenommen. Unter der Voraussetzung, dass der Übergang Luft-ORMOCER[®] eine ebene Grenzfläche darstellt, vereinfacht sich die Berechnung des Bruchteils der zurückgekoppelten Leistung zu

$$R_{\text{ext}} \cdot \eta_{\text{ext}} = \left(\frac{n_2 - 1}{n_2 + 1} \right)^2 \approx 0,042. \quad (6.14)$$

Bei einer so starken Rückkopplung würde man die Situation dem Regime IV zuordnen. In diesem Regime würde aber chaotisches Verhalten mit der Folge eines starken Rauschens der optischen Leistung des VCSEL erwartet werden. Dieses Verhalten wurde jedoch nicht beobachtet, was durch einen Vergleich mit Ergebnissen in [87] plausibel gemacht werden kann: Es wurde rechnerisch an einem Multimode VCSEL, welcher einen ähnlichen Aufbau wie der in dieser Arbeit untersuchte VCSEL Typ aufweist, bis zu einer Rückwirkung von $R_{\text{ext}} \cdot \eta_{\text{ext}} = 0,1$ bei geringem Abstand des Reflektors ($d_r \approx 30\ \mu\text{m}$) keine Destabilisierung des VCSEL erreicht. Geringer Abstand bedeutet in diesem Zusammenhang nach Gl. (6.4) klein gegenüber jener Länge, welche mit dem Kehrwert der externen Signallaufzeit $1/\tau$ korrespondiert. Für den in dieser Arbeit untersuchten VCSEL Typ wurde experimentell die Frequenz der Relaxationsoszillationen mit ca. $7\ \text{GHz}$ bestimmt⁸. Diese Frequenz korrespondiert mit $1/\tau$ bei $d_r \approx 2,1\ \text{cm}$. Mit der geschätzten Breite des Luftspalts von wenigen μm ist $d_r \ll 2,1\ \text{cm}$ und somit in diesem Zusammenhang als gering zu betrachten. Aufgrund der weit höheren Stabilität eines Multimode-VCSEL bei geringen Abständen des externen Reflektors scheint die rückreflektierte Leistung daher nicht so hoch zu sein, um ein chaotisches Verhalten auszulösen.

Im Abschnitt 6.4 wurde nachgewiesen, dass bei einem VCSEL des gleichen Typs durch kohärente Rückreflexion an einer Glasplatte die Verteilung der Ausgangsleistung auf die emittierten Moden stark beeinflusst werden kann. Rückreflexionen von einem Luftspalt sind jedenfalls ausreichend

⁷Es wird davon ausgegangen, dass die Differenz der Brechungsindizes der in dieser Literatur verwendeten Glasfaser und Flüssigkeit höher ist, als die Differenz $n_2 - n_1$.

⁸Für die Bestimmung dieser Größe wurde die Frequenz von Überschwingungen der optischen Leistung nach Anlegen eines sprungförmigen Laserstroms gemessen.

hoch, um starke Änderungen der Leistungsverteilung der emittierten Moden des VCSEL auszulösen, da sie höher als in dem in Abb. 6.11 gezeigten Experiment sind. Wenn sich die Phase des rückreflektierten Lichts mit der Temperatur ändert, kann dies oszillatorische Auswirkungen auf die Lasermoden haben. Sollte sich die Breite des Luftspalts durch unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten des ORMOCER[®] und des Leiterplattensubstrats (FR-4) ändern, ändert sich die Phase reflektierten Lichts. Eine Änderung der Breite des Spalts im Bereich von wenigen Wellenlängen im beobachteten Temperaturbereich erscheint sehr wahrscheinlich. Aber nicht nur eine Änderung des Abstands des externen Reflektors, auch eine Änderung der Wellenlänge beeinflusst die Phase des rückgekoppelten Lichts. Messungen an der TU Wien zeigten, dass sich die Wellenlänge des untersuchten VCSEL Typs um etwa um 0,06 nm/K mit steigender Temperatur erhöht⁹. Die temperaturbedingte Änderung der Wellenlänge könnte somit auch das oszillatorische Verhalten erklären, selbst wenn sich die Breite des Luftspalts nicht mit der Temperatur ändert. In den Abschnitten 5.1.3 und 5.2.3 wurde gezeigt, dass unterschiedliche Eigenmoden eines VCSEL eine stark unterschiedliche Einkoppelleffizienz in den Wellenleiter haben. Die Änderung der Leistungsverteilung auf die Ausgangsmoden des VCSEL durch Rückreflexion erklärt damit eine Schwankung der Einkoppelleffizienz und somit oszillatorische Schwankungen des Photostroms der ursprünglich unzerschnittenen Leiterplatte über der Temperatur. In Abschnitt 6.5 wurde argumentiert, dass Rückreflexionen, verursacht durch den Übergang Luft-ORMOCER[®] auch nicht ausreichend hoch sind, um den VCSEL zu destabilisieren. Die rückreflektierte Leistung verursacht durch einen Luftspalt ist unter den getroffenen Annahmen somit in einer Größenordnung, um das beobachtete oszillatorische Verhalten zu verursachen.

Störende Schwankungen des Photostroms, wie sie zum Beispiel in Abb. 6.3 gezeigt wurden, können vermieden werden, wenn man bei der Herstellung von opto-elektronischen Leiterplatten darauf achtet, dass nur wenig Leistung in den VCSEL rückreflektiert wird. Ein Luftspalt zwischen Laser und optischem Material sollte daher bei der Produktion tunlichst vermieden werden. Singlemode-VCSEL umgehen das Problem von Änderungen der emittierten transversalen Lasermoden, da diese nur auf einem Modus emittieren. Aus der Literatur geht jedoch hervor, dass Singlemode-VCSEL wiederum durch wesentlich geringere rückreflektierte Leistungen destabilisiert werden können. Außerdem ist bei Singlemode-VCSEL darauf zu achten, dass sich durch Rückreflexionen die Polarisationsrichtung der Emission ändern kann, welche unterschiedliche Ausgangsleistungen haben können. Einige Hersteller bieten jedoch auch polarisationsstabilisierte Singlemode-VCSEL an, sodass dieses Problem vermieden werden kann.

⁹Dieses Verhalten ist auch aus der Literatur bekannt [43]. Durch die thermisch induzierte mechanische Ausdehnung des Resonators mit steigender Temperatur erhöht sich die Wellenlänge eines VCSEL auf GaAs-Basis um etwa 0,06 – 0,07 nm/K.

Zusammenfassung und Ausblick

Die aktuellen Forschungsergebnisse auf dem Gebiet der opto-elektronischen Leiterplatten lassen erwarten, dass in den nächsten Jahren die ersten Supercomputer mit optischen Datenverbindungen ausgerüstet werden. In Kapitel 2 wurde anhand einer Literaturrecherche gezeigt, dass dafür an die opto-elektronischen Wandler und Wellenleiter hohe Anforderungen gestellt werden. Mit bislang vorgestellten Prototypen können diese noch nicht erreicht werden. Hier besteht also noch Bedarf an Forschung und Entwicklung. Beispielsweise sollte der Energiebedarf einer optischen Übertragungsstrecke 1 pJ/bit nicht überschreiten, wobei der Bedarf der opto-elektronischen Wandler sowie deren eventuell nötige Ansteuerelektronik bereits inkludiert sein soll. Bislang vorgestellte Prototypen benötigen 4 pJ/bit oder mehr. Die Durchmesser der Wellenleiter sollten 20–30 μm nicht übersteigen, wofür präzise, automatisierte Verfahren zur Justierung entwickelt werden müssen. Darüber hinaus sollten die Verbindungen hochverfügbar und langlebig sein. Im angedachten Fall von mehreren tausend Datenverbindungen pro Chip dürfen die opto-elektronischen Wandler und ihre Ansteuerelektronik nur sehr geringen Platzbedarf erfordern. Die Integration der Wandler in Chips würde aus Sicht des Autors den Durchbruch optischer Datenverbindungen innerhalb von Leiterplatten nach sich ziehen.

Eine Möglichkeit, Wellenleiter innerhalb opto-elektronischer Leiterplatten herzustellen, ist das von der Firma AT&S verwendete Verfahren, sie mit Hilfe von Zwei-Photonen-Absorption (TPA) in ORMOCER[®] zu schreiben. In Kapitel 3 wurde ein Modell eines Mehrfachkern-Wellenleiters präsentiert, welches von mit TPA hergestellten Wellenleitern abgeleitet ist. In Kapitel 5 wurde gezeigt, dass bei Verwendung des in Kapitel 4 vorgestellten Modells der Multimode-Laseremission die einzelnen Eigenmoden des VCSEL eine stark unterschiedliche Einkoppeleffizienz in den Mehrfachkern-Wellenleiter haben. Darüber hinaus ist die Verteilung der Ausgangsleistung stark von Rückreflexionen in die aktive Zone des Lasers abhängig, wie in Kapitel 6 gezeigt wird. Die Einkoppeleffizienz zwischen VCSEL und Wellenleiter ist aufgrund dieser Effekte nicht vorhersehbar und kann im Betrieb stark schwanken. Bei den getroffenen Annahmen hat der Laser-Grundmodus im Vergleich zu sämtlichen anderen Moden eine um ein Mehrfaches höhere Einkoppeleffizienz. Daher wird der Einsatz von Singlemode-VCSEL empfohlen, die nur auf dem näherungsweise gaußförmigen Grundmodus emittieren. Singlemode-VCSEL haben zwar im Vergleich zu Multimode-VCSEL in der Regel eine niedrigere Ausgangsleistung, andererseits ist die Einkoppeleffizienz zwischen Laser und Wellenleiter aber nicht nur höher, sondern auch a priori stabiler. Die anhand der Fachliteratur in Kapitel 6 erarbeiteten Ergebnisse weisen jedoch darauf hin, dass ein Singlemode-VCSEL durch Rückreflexionen in den Laserresonator eher destabilisiert werden kann (ein solches Verhalten wird auch chaotisches Verhalten bzw. Kohärenzkollaps genannt). Dieser Einfluss ist erst wenig beschrieben, daher besteht noch Bedarf an weiteren Untersuchungen bezüglich Rückreflexionen in einen Singlemode-VCSEL.

Nicht nur wegen der höheren und stabileren Einkoppeleffizienz sind Singlemode-VCSEL für den Einsatz in opto-elektronischen Leiterplatten zu empfehlen. Singlemode-VCSEL haben auch geringere Schwellströme, womit ein geringer Leistungsbedarf erreicht wird. Insbesondere, wenn pro Datenkanal ein eigener VCSEL für die elektro-optische Wandlung verwendet wird, ist ein geringer Leistungsbedarf unumgänglich.

Dispersion spielt bei Datenraten von einigen Gbit/s und den für Leiterplatten typischen Längen im Bereich von Dezimetern nur eine untergeordnete Rolle. Daher werden bei Prototypen wegen der einfacheren Justierung in erster Linie Multimode-Wellenleiter realisiert. Es ist aber denkbar, dass bei zukünftig erforderlichen, sehr hohen Datenraten auch auf vergleichsweise kurzen Distanzen Modendispersion von Bedeutung sein wird. Die maximale Moden-Laufzeitdifferenz für den in Kapitel 3 beschriebenen Wellenleiter lässt sich leicht abschätzen, wenn für den effektiven Brechungsindex des langsamsten bzw. schnellsten Modus der Index auf der Wellenleiterachse ($n_1 = 1,518$) bzw. im Mantel ($n_2 = 1,515$) angenommen wird. Für eine hypothetische Länge von $L = 10$ cm ergibt sich $\Delta t = L/c \cdot (1/n_2 - 1/n_1) \approx 4,3 \cdot 10^{-13}$ s. Bei einer so geringen Brechungsindexdifferenz wird Dispersion erst ab Datenraten im Tbit/s-Bereich relevant. Bei kommerziell erhältlichen Materialien findet man meist eine größere Differenz der Brechungsindizes. Das Materialsystem *LightlinkTM Clad and Core* [95] hat zum Beispiel Brechungsindizes von $n_1 = 1.51$ und $n_2 = 1.49$. Bei einem Wellenleiter aus diesem Materialsystem errechnet man $\Delta t \approx 3 \cdot 10^{-12}$ s. Hier wird die Modendispersion bereits bei Datenraten in der Größenordnung von 100 Gbit/s relevant. Bei extrem hohen Datenraten bzw. größeren Längen des Wellenleiters muss daher auch überprüft werden, ob Modendispersion die Datenrate limitiert. Möglicherweise ist es für zukünftige Anwendungen nötig, Singlemode-Wellenleiter einzusetzen. Sie eliminieren das Problem der Modendispersion.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schreibvorgang und Querschnitt der Wellenleiter in ORMOCER [®]	5
2.1	Anzahl der Treffer mit der Suchmaschine Google Scholar unter dem Suchbegriff: „optical chip-to-chip interconnect“, wenn die Suche auf Dokumente eingeschränkt wird, welche bis zum jeweiligen Jahr veröffentlicht wurden.	10
2.2	Anzahl der Treffer mit der Suchmaschine Google Scholar unter dem Suchbegriff: „VCSEL OR vertical cavity surface emitting laser“, wenn die Suche auf Dokumente eingeschränkt wird, welche bis zum jeweiligen Jahr veröffentlicht wurden.	11
3.1	Transversales Brechungsindexprofil des Mehrfachkern-Wellenleiters, (a) Konturplot, (b) transversaler Verlauf durch $x = 0$ bzw. $y = 0$ und (c) dreidimensionale Darstellung.	25
3.2	Transversaler Feldverlauf $\Phi(x)$ durch den Mittelpunkt eines zirkularsymmetrischen Stufenindex-Wellenleiters, berechnet mit der Methode der finiten Differenzen und der analytischen Methode.	30
3.3	Dispersionsdiagramm eines zirkularsymmetrischen Stufenindex-Wellenleiters, berechnet mit der Methode der finiten Differenzen und der analytischen Methode. Rechts sind die zu den Kurven zugehörigen Modenkennzeichnungen angegeben.	31
3.4	Farbkodierte Darstellung der normierten transversalen Feldverteilung $\Phi^{(O)}(x, y)$ der Eigenmoden mit den Ordnungszahlen $O = 1 \dots 15$ des in Abb. 3.1 dargestellten Mehrfachkern-Wellenleiters für $V = 5,356$, berechnet mit der Methode der finiten Differenzen. Die entsprechende normierte Ausbreitungskonstante $B^{(O)}$ ist angegeben und eine Konturlinie des Brechungsindex kennzeichnet die Position der Wellenleiterkerne.	33
3.5	Darstellung analog zu Abb. 3.4, für die Ordnungszahlen $O = 16 \dots 33$	34
3.6	Darstellung analog zu Abb. 3.4, für die Ordnungszahlen $O = 34 \dots 49$	35
3.7	Dispersionsdiagramm des in Abb. 3.1 dargestellten Mehrfachkern-Wellenleiters. Rechts sind die zu den Kurven zugehörigen Ordnungszahlen der Eigenmoden angegeben.	36
3.8	Dispersionsdiagramm eines Wellenleiters mit gaußförmigem Brechungsindexprofil. Rechts sind die zu den Linien zugehörigen Bezeichnungen der Eigenmoden angegeben.	37

3.9	Permittivitätsdifferenz $\Delta\varepsilon_r$ entlang der Mittellinie $y = 0$ zweier paralleler Wellenleiter mit gaußförmigem transversalen Brechungsindexprofil.	38
3.10	Transversaler Verlauf der normierten Feldstärke Φ der Eigenmoden eines Einzelkern-Wellenleiters, dargestellt in Abb. 3.9 bei $V = 5,356$, berechnet mit der Methode der finiten Differenzen. Eine Konturlinie des Brechungsindex kennzeichnet die Position des Wellenleiters.	40
3.11	Transversale Feldverteilung von $LP_{12}^{(s)}$ Moden, die sich gleichzeitig in zwei im Abstand von $d = 50 \mu\text{m}$ parallel laufenden Wellenleitern ausbreiten, unter der Annahme, dass die Anwesenheit des einen Wellenleiters die Feldverteilung im Bereich des anderen Wellenleiters nicht beeinflusst. Eine Konturlinie des Brechungsindex deutet die Position der Wellenleiter an.	40
3.12	Beträge der berechneten Kopplungskoeffizienten $ \kappa $ zwischen zwei gaußförmigen Wellenleitern mit den Parametern, dargestellt in Abb. 3.9, als Funktion des Kernabstands d . Dargestellt ist das Ergebnis sämtlicher Eigenmoden eines Einzel-Wellenleiters, wobei nur Übersprechen zwischen gleichen Moden in beiden Wellenleitern berücksichtigt wird.	42
3.13	Berechnete Kopplungslängen l_0 zwischen zwei gaußförmigen Wellenleitern mit den Parametern, dargestellt in Abb. 3.9, als Funktion des Kernabstands d . Dargestellt ist das Ergebnis sämtlicher Eigenmoden eines Einzel-Wellenleiters, wobei nur Übersprechen zwischen gleichen Moden in beiden Wellenleitern berücksichtigt wird.	43
3.14	Transversale Feldverteilung zweier Eigenmoden der Gesamtstruktur eines Wellenleiters bestehend aus zwei Einzelkernen in einem Abstand von $d = 25 \mu\text{m}$, berechnet mit der Methode der finiten Differenzen. Eine Konturlinie des Brechungsindex kennzeichnet die Position der Wellenleiterkerne.	43
4.1	Schematischer Aufbau eines selektiv-oxidierten VCSEL (basierend auf einer Skizze aus [43]).	48
4.2	Messaufbau zur gleichzeitigen Bestimmung des Fernfelds und des Spektrums (aus [74]) des untersuchten Multimode-VCSEL-Typs.	49
4.3	Gemessenes Spektrum eines Exemplars des untersuchten Multimode-VCSEL-Typs bei einem Laserstrom von $I = 10 \text{ mA}$. Das gleichzeitig gemessene Fernfeld ist in Abb. 4.7(a) dargestellt.	50
4.4	Definition des Winkels θ_y , wenn die Strahlachse des VCSEL nicht mit der z -Achse zusammenfällt.	51
4.5	Modellierte Felder $\Phi_{V,0p}(x, y, 0)$, bzw. $\Phi_{V,l_p}^{(s)}(x, y, 0)$ sämtlicher LP_{lp} -Eigenmoden an der Emissionsfläche des untersuchten VCSEL-Typs.	53
4.6	Intensität des modellierten Fernfelds verschiedener Ausgangsmoden eines VCSEL, (a) LP_{01} , (b) $LP_{11}^{(c)}$ (c) $LP_{31}^{(c)}$	54

4.7	(a) Gemessenes Fernfeld eines Exemplars des untersuchten VCSEL-Typs bei einem Laserstrom von 10 mA. Das gleichzeitig gemessene Spektrum ist in Abb. 4.3 dargestellt. (b) Modelliertes Fernfeld $I_V(x, y)$	54
5.1	Veranschaulichung der Strahlausbreitungsmethode auf Basis der finiten Differenzen.	59
5.2	Simulierte Anordnung zur Berechnung des Einflusses auf den Durchsatz durch den Abstands z_{offset} zwischen Laser und Wellenleiter.	61
5.3	Intensität $I(0, y, z)$ in der Ebene $x = 0$ entlang des Mehrfachkern-Wellenleiters bei vier verschiedenen Abständen z_{offset} zwischen Laser und Wellenleiter, berechnet mit der Methode BPM-ADI.	63
5.4	Normierter Leistungsverlauf in Ausbreitungsrichtung innerhalb einer Apertur mit einem Durchmesser von $100 \mu\text{m}$ bei vier verschiedenen Abständen z_{offset} zwischen Laser und Wellenleiter.	64
5.5	Durchsatz ζ als Funktion des Abstands z_{offset} zwischen Laser und Wellenleiter, berechnet mit der Methode BPM-ADI (Gl. (5.8)).	65
5.6	Simulierte Anordnung zur Berechnung der unterschiedlichen Einkoppeleffizienz verschiedener VCSEL Eigenmoden.	66
5.7	Intensität $I(x, y, 0)$ von vier verschiedenen Eigenmoden des VCSEL an der Emissionsfläche, und Intensität $I(0, y, z)$ entlang des Mehrfachkern-Wellenleiters, berechnet mit der Methode BPM-ADI.	67
5.8	Durchsatz ζ sämtlicher Eigenmoden des VCSEL, berechnet mit der Methode BPM-ADI bei Einkopplung in einen Mehrfachkern- und in einen Einzelkern-Wellenleiter bei einer Länge des Wellenleiters von $L = 10 \text{ mm}$	68
5.9	Simulierte Anordnung zur Berechnung des Durchsatzes als Funktion des Kernabstands ρ_K	69
5.10	Transversaler Verlauf des Brechungsindexprofils eines Mehrfachkern-Wellenleiters durch $x = 0$ bzw. $y = 0$ für einen Kernabstand von $\rho_K = 15 \mu\text{m}$	69
5.11	Durchsatz ζ als Funktion des Abstands ρ_K zwischen den Einzelkernen des Mehrfachkern-Wellenleiters, berechnet mit der Methode BPM-ADI. Dargestellt sind jene Moden, welche einen Durchsatz von $\zeta > 0,01$ erreichen.	70
5.12	Simulierte Anordnung zur Berechnung des Durchsatzes als Funktion des Parameters $w_{0,n}$	70
5.13	Transversaler Verlauf des Brechungsindexprofils eines Mehrfachkern-Wellenleiters durch $x = 0$ bzw. $y = 0$, wenn der Parameter der Gaußverteilung eines Einzelkerns $w_{0,n} = 15 \mu\text{m}$ beträgt.	71
5.14	Durchsatz ζ als Funktion des Durchmessers $w_{0,n}$ der Einzelkerne des Mehrfachkern-Wellenleiters, berechnet mit der Methode BPM-ADI. Dargestellt sind jene Moden, welche einen Durchsatz von $\zeta > 0,01$ erreichen.	72
5.15	Schematische Darstellung des Einschwingvorgangs an einem Wellenleiter (vgl. [64, S. 155]).	73

5.16	Einkoppeleffizienz η als Funktion des Abstands z_{offset} zwischen Laser und Wellenleiter, berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung.	76
5.17	Einkoppeleffizienz η verschiedener Ausgangsmoden des VCSEL, berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung bei Einkopplung in einen Mehrfachkern- und in einen Einzelkern-Wellenleiter.	77
5.18	Definition der Winkelabweichung θ_y	79
5.19	Einkoppeleffizienz η sämtlicher $LP_{lp}^{(s)}$ Eigenmoden des VCSEL als Funktion der Winkelabweichung θ_x , berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung. . .	80
5.20	Einkoppeleffizienz η sämtlicher $LP_{lp}^{(s)}$ Eigenmoden des VCSEL als Funktion der Winkelabweichung θ_y , berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung. . .	80
5.21	Definition der Winkelabweichung θ_y	81
5.22	Einkoppeleffizienz η sämtlicher $LP_{lp}^{(s)}$ Eigenmoden des VCSEL als Funktion der transversalen Fehljustierung x_{offset} , berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung.	82
5.23	Einkoppeleffizienz η sämtlicher $LP_{lp}^{(s)}$ Eigenmoden des VCSEL, berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung als Funktion der transversalen Fehljustierung y_{offset}	83
6.1	Modell der optischen Rückreflexion in einen VCSEL.	89
6.2	Skizze des Versuchsaufbaus für die Messung des Photostroms einer opto-elektronischen Leiterplatte als Funktion der Temperatur T_K	92
6.3	Gemessener Photostrom einer opto-elektronischen Leiterplatte, welche einen Multimode-VCSEL als Lichtquelle trägt, als Funktion der Temperatur T_K bei konstantem Laserstrom.	93
6.4	Positionen der Schnitte durch die opto-elektronische Leiterplatte für eine Beurteilung der im Bereich des Wellenleiters geführten Leistung.	94
6.5	Versuchsaufbau für die Messung der Lichtleistung in einem Querschnitt etwas größer als der effektive Durchmesser des Wellenleiters (Durchmesser der empfindlichen Fläche: $100 \mu\text{m}$) als Funktion der Temperatur T_K	95
6.6	Photostrom der Referenz-Photodiode in Abhängigkeit der Temperatur T_K einer opto-elektronischen Platine mit Multimode-VCSEL bei konstantem Laserstrom I	96
6.7	Versuchsaufbau für die Aufnahme der Intensitätsverteilung im Bereich des Wellenleiters der Schnittfläche 5 ($L = 1 \text{ mm}$) als Funktion der Temperatur T_K	96
6.8	Intensitätsverteilung in der Schnittfläche 5 ($L = 1 \text{ mm}$) im Bereich des Wellenleiters bei (a) $T_K \approx 19^\circ\text{C}$, (b) $T_K \approx 22^\circ\text{C}$	97
6.9	Aufbau zur Messung der gesamten optischen Ausgangsleistung eines VCSEL einer opto-elektronischen Leiterplatte bei variierender Temperatur T_K	98

6.10	Gemessene gesamte optische Ausgangsleistung P des Multimode-VCSEL einer opto-elektronischen Platine als Funktion der Temperatur T_K bei konstantem Laserstrom $I = 6 \text{ mA}$	98
6.11	Messaufbau zur gleichzeitigen Aufnahme des Fernfelds und Messung des Spektrums eines Multimode-VCSEL bei Einfluss kohärenter Rückreflexion an einer Glasplatte.	99
6.12	Gemessene Feldintensitätsverteilung eines VCSEL beeinflusst durch Rückreflexionen an einer Glasplatte (a) bei $d_r = d_{r,0} \approx 50 \mu\text{m}$, (b) bei $d_r = d_{r,0} + \lambda/4$	100
6.13	Gemessenes Spektrum eines VCSEL beeinflusst durch Rückreflexionen an einer Glasplatte bei zwei unterschiedlichen Abständen d_r	101
6.14	Modell für die Abschätzung einer Obergrenze der im Experiment an die Emissionsfläche rückreflektierten Leistung.	101
6.15	(a) Skizze des Bereichs von VCSEL und Wellenleiterbeginn, (b) Annahmen für die Abschätzung der Obergrenze der rückreflektierten Leistung.	103

Tabellenverzeichnis

2.1	Gegenüberstellung von elektrischer und optischer Datenübertragung aus physikalischer Sicht	9
3.1	Kopplungslängen aus Abb. 3.13 (1. Methode) verglichen mit jenen berechnet mit Gl. (3.26) (2. Methode) für die in Abb 3.9 dargestellten, im Abstand von $d = 25 \mu\text{m}$ parallel laufende Wellenleiterkerne	44
4.1	Berechnete Tailen einiger LP_{lp} -Moden des untersuchten VCSEL-Typs.	52
4.2	Gewichtungsfaktoren einzelner Moden für die Modellierung des gemessenen Fernfelds, dargestellt in Abb. 4.7(a). Die resultierende Feldverteilung sieht man in Abb. 4.7(b).	55
5.3	Berechnete Einkoppleffizienzen $\eta^{(O)} > 10^{-5}$ des Mehrfachkern-Wellenleiters bei Anregung durch einen Singlemode-VCSEL bei $z_{\text{offset}} = 0$	76
5.4	Berechnete Einkoppleffizienzen $\eta^{(O)} > 10^{-5}$ von Eigenmoden des Mehrfachkern-Wellenleiters bei Anregung durch den LP_{11} -Modus eines Multimode-VCSEL. . .	78

Liste der verwendeten Abkürzungen

ADI	Alternate Direction Implicit.....	58
BPM	Beam Propagation Method	57
BPM-ADI	Beam Propagation Method-Alternate Direction Implicit	61
CCD	Charge-Coupled Device	48
DFB	Distributed FeedBack	87
EDM	Eigenmode Decomposition Method	57
EMV	ElektroMagnetische Verträglichkeit	2
FD	Finite Differenzen	58
FD-BPM	Finite Difference-Beam Propagation Method	59
FLOP	FLoating point OPeration	2
IKT	Informations- und KommunikationsTechnologie	17
ITRS	International Technology Roadmap for Semiconductors	17
ORMOCER [©]	ORganically MODified CERamic	4
PIN	Positive Intrinsic Negative	20
TIA	TransImpedance Amplifier	3
TPA	Two-Photon Absorption	4
VCSEL	Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser	5

Liste der verwendeten Symbole

A_0	Amplitude der elektrischen Feldstärke, $[A_0] = \text{V/m}$	26
\mathbf{A}	Globale Matrix bei der Methode der finiten Differenzen	27
b	Länge einer elektrischen Leitung, $[b] = \text{m}$	16
B	normierte Ausbreitungskonstante	26
B_0	Faktor der Datenrate auf elektrischen Leitungen, $[B_0] = \text{bit/s}$	16
$B^{(O)}$	normierte Ausbreitungskonstante eines Modus mit der Ordnungszahl O	31
$B_{lp}^{(s,c)}$	normierte Ausbreitungskonstante eines $LP_{lp}^{(s,c)}$ -Modus	39
c_0	Lichtgeschwindigkeit des leeren Raums, $c_0 = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ m/s}$	27
C_d	Kapazität einer Photodiode, $[C_p] = \text{F}$	18
C_{el}	Kapazität einer elektrischen Leitung, $[C_l] = \text{F}$	18
C'	längenbezogene Kapazität einer elektrischen Leitung, $[C_l] = \text{F/m}$	18
d	gegenseitiger Abstand benachbarter Wellenleiter, $[d] = \text{m}$	39
d'	Vektor im ersten Halbschritt der Methode BPM-ADI	60
d''	Vektor im zweiten Halbschritt der Methode BPM-ADI	60
d_r	Abstand eines Reflektors zur Emissionsfläche eines VCSEL, $[d_r] = \text{m}$	88
$d_{r,0}$	Ausgangsabstand eines Reflektors zur Emissionsfläche eines VCSEL, $[d_{r,0}] = \text{m}$	100
e	Eulersche Zahl, $e = 2,7183$	24
e	Elementarladung, $e = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ As}$	18
\vec{e}_z	Einheitsvektor in z -Richtung	39
E	elektrische Feldstärke, $[E] = \text{V/m}$	25
E_{el}	Energiebedarf pro übertragenem Bit einer elektrischen Leitung, $[E_{el}] = \text{J}$...	18
E_p	Energiebedarf pro übertragenem Bit einer optischen Verbindung, $[E_p] = \text{J}$...	18
E_r	elektrische Feldstärke einer rückwärts laufenden Welle, $[E_r] = \text{V/m}$	88
E_v	elektrische Feldstärke einer vorwärts laufenden Welle, $[E_v] = \text{V/m}$	88
E_x	elektrische Feldstärke in x -Richtung, $[E_x] = \text{V/m}$	26
E_y	elektrische Feldstärke in y -Richtung, $[E_y] = \text{V/m}$	26
f	Frequenz, $[f] = 1/\text{s}$	18
F_{ext}	Reflexionsparameter	89
G	Gewinn in einem Laserresonator, $[G] = 1/\text{s}$	90
h	Plancksches Wirkungsquantum, $h = 6,6261 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$	18
H	magnetische Feldstärke, $[H] = \text{A/m}$	26
H_x	magnetische Feldstärke in x -Richtung, $[H_x] = \text{A/m}$	26
H_y	magnetische Feldstärke in y -Richtung, $[H_y] = \text{A/m}$	26
i	allgemeine Laufvariable	39
I	Laserstrom, $[I] = \text{A}$	49

$I(x, y, z)$	Intensitätsverteilung, $[I] = \text{W}/\text{m}^2$	61
$I_V(x, y, z)$	Intensität des Emissionsfelds eines VCSEL, $[I_V] = \text{W}/\text{m}^2$	52
j	imaginäre Einheit, $j^2 = -1$	26
k_0	Wellenzahl des leeren Raums, $[k] = 1/\text{m}$	27
l	Anzahl der Maxima in azimuthaler Richtung bei LP_{lp} -Moden	28
l_0	Kopplungslänge, $[l_0] = \text{m}$	41
L	Länge eines Wellenleiters	60
L_{coh}	Kohärenzlänge eines Lasers	88
$L_{p-1}^{(l)}(z)$	verallgemeinertes Laguerresches Polynom der Zahl z	50
LP_{lp}	Kennzeichnung von Moden in zirkularsymmetrischen Wellenleitern	28
$LP_{lp}^{(s,c)}$	Kennzeichnung verschiedener Orientierungen eines nicht-zirkularsymmetrischen LP_{lp} -Modus: s : sinusförmiger, c : kosinusförmiger Verlauf der Feldstärke in azimuthaler Richtung	39
$LP_{lp}^{(s,c)+,-}$	Kennzeichnung eines $LP_{lp}^{(s,c)+}$ -, bzw. eines $LP_{lp}^{(s,c)-}$ -Modus	41
M_x	Anzahl der Diskretisierungspunkte in x -Richtung bei numerischen Berechnungsverfahren	28
M_y	Anzahl der Diskretisierungspunkte in y -Richtung bei numerischen Berechnungsverfahren	28
n	Brechungsindex	24
n_1	maximaler Brechungsindex eines Wellenleiters	24
n_2	minimaler Brechungsindex eines Wellenleiters	24
n_c	Brechungsindex eines VCSEL innerhalb der Oxyd-Apertur	47
n_{eff}	effektiver Brechungsindex eines Wellenleiters für einen bestimmten Modus	26
n_g	Brechungsindex eines VCSEL außerhalb der Oxyd-Apertur	47
n_{glas}	Brechungsindex einer Glasplatte	98
n_{gr}	Gruppenbrechungsindex im Resonator eines VCSEL	90
$\Delta n(x, y)$	transversaler Verlauf des absoluten Brechungsindexunterschieds eines Wellenleiters	24
N	Anzahl der Eigenmoden eines Wellenleiters	31
$\Delta N(x, y)$	transversaler Verlauf des relativen Brechungsindexunterschieds eines Wellenleiters	24
O	Ordnungszahl eines Eigenmodus	31
p	Anzahl der Maxima in radialer Richtung bei LP_{lp} -Moden	28
$p(z)$	normierte geführte Leistung eines Wellenleiters	60
$p_{V,lp}^{(s,c)}$	Leistungsgewicht eines $LP_{lp}^{(s,c)}$ VCSEL-Eigenmodus	52
P	optische Ausgangsleistung eines VCSEL, $[P] = \text{W}$	97
P_i	zeitlicher Mittelwert der geführten Leistung eines Modus im Wellenleiter i , $[P_i] = \text{W}$	38
Q	effektiver Gesamtquerschnitt einer elektrischen Leitung, $[Q] = \text{m}^2$	16
r	Koordinate im Zylinderkoordinatensystem, $[r] = \text{m}$	50
R_0	Reflektivität des Vielschicht-Spiegels eines VCSEL	88
R_{ext}	Reflektivität eines externen Reflektors	88
R_{lp}	Krümmungsradius der Wellenfront eines LP_{lp} -Modus, $[R_{lp}] = \text{m}$	50

S	spektrale Leistungsdichte, $[S] = \text{dBm/nm}$	47
T'	Matrix im ersten Halbschritt der Methode BPM-ADI	60
t	Zeit, $[t] = \text{s}$	89
T''	Matrix im zweiten Halbschritt der Methode BPM-ADI	60
T_K	Temperatur einer Aluminiumplatte in bestimmten Experimenten, $[T_K] = ^\circ\text{C}$	92
$u_i(x, y)$	leistungsnormierte Amplitude eines Modus im Wellenleiter i , $[u] = \text{V}^{\frac{1}{2}}\text{A}^{-\frac{1}{2}}\text{m}^{-1}$	38
U_s	Signalspannung einer elektrischen Übertragungsstrecke, $[U_s] = \text{V}$	18
V	normierte Frequenz	28
$w_{0,n}$	Parameter der Gaußverteilung eines Wellenleiters, $[w_{0,n}] = \text{m}$	24
$w_0(l, p)$	Taille eines LP_{lp} -Modus, $[w_0] = \text{m}$	50
w_{lp}	Modenfeldradius eines LP_{lp} -Modus, $[w_{lp}] = \text{m}$	50
W	Radius des reflektierten Strahls an der Emissionsfläche eines VCSEL, $[W] = \text{m}$	102
x	Koordinate im kartesischen Koordinatensystem, $[x] = \text{m}$	23
y	Koordinate im kartesischen Koordinatensystem, $[y] = \text{m}$	23
z	Koordinate im kartesischen Koordinatensystem, $[z] = \text{m}$	26
$z_0(l, p)$	Konfokalparameter eines LP_{lp} -Modus, $[z_0] = \text{m}$	50
z_{offset}	Abstand zwischen Laser und Wellenleiter, $[z_{\text{offset}}] = \text{m}$	61
Z_0	Wellenwiderstand des leeren Raums, $Z_0 = 376,73 \Omega$	26
α	Linienverbreiterungsfaktor	90
β	Ausbreitungskonstante elektromagnetischer Wellen, $[\beta] = 1/\text{m}$	26
$\beta_{lp}^{(s,c)+,-}$	Ausbreitungskonstante eines $LP_{lp}^{(s,c)+,-}$, bzw. eines $LP_{lp}^{(s,c)-}$ -Modus, $[\beta_{lp}^{(s,c)+,-}] = 1/\text{m}$	42
γ	Verlust eines Laserresonators, $[\gamma] = 1/\text{s}$	26
ε_0	Dielektrizitätskonstante, $\varepsilon_0 = 8,8542 \cdot 10^{-12} \text{As/Vm}$	26
ε_r	relative Permittivität	38
$\varepsilon_{r,i}(x, y)$	transversaler Verlauf der relativen Permittivität im Wellenleiter i	38
ζ	Durchsatz eines Wellenleiters berechnet mit der Methode BPM-ADI	61
η	Einkoppeffizienz, berechnet mit der Methode der Eigenmoden-Zerlegung	73
η_{ext}	Leistungskopplungskoeffizient eines rückreflektierten Strahls	89
$\eta^{(O)}$	Einkoppeffizienz des Modus mit der Ordnungszahl O	75
θ	Winkel, den eine Wellenfront mit einer transversalen Ebene einschließt	59
θ_{lp}	Divergenzwinkel eines LP_{lp} -Modus	100
ϑ_x	Winkelkoordinate	53
θ_x	Winkel, den eine Wellenfront mit der x -Achse einschließt	79
ϑ_y	Winkelkoordinate	53
θ_y	Winkel, den eine Wellenfront mit der y -Achse einschließt	51
κ	Kopplungskoeffizient, $[\kappa] = 1/\text{m}$	38
κ_{ext}	Rückkopplungskoeffizient, $[\kappa] = 1/\text{s}$	88
λ	Wellenlänge, $[\lambda] = \text{m}$	27
μ_0	Permeabilitätskonstante, $\mu_0 = 1,2566 \cdot 10^{-6} \text{Vs/Am}$	26
ξ_{lp}	Gouy Phase eines LP_{lp} -Modus	50

π	Kreiszahl, $\pi = 3,1416$	27
ρ	Radius eines zirkulärsymmetrischen Stufenindex-Wellenleiter, $[\rho] = \text{m}$	28
ρ_K	Abstand zwischen Wellenleiterkernen, $[\rho_K] = \text{m}$	24
τ	Signallaufzeit zwischen einem Laser und einem externen Reflektor, $[\tau] = \text{s}$	89
τ_{in}	Umlaufzeit in einem Laserresonator, $[\tau_{\text{in}}] = \text{s}$	90
φ	Koordinate im Zylinderkoordinatensystem, $[\phi] = \text{rad}$	50
$\underline{\Phi}$	skalare transversale Feldverteilung in Vektorform	27
$\Phi(x, y)$	skalare transversale Feldverteilung	26
$\Phi^{(O)}(x, y)$	skalare transversale Feldverteilung eines Modus mit der Ordnungszahl O	31
$\Phi_{lp,i}^{(s,c)}$	transversale Feldverteilung eines $LP_{lp}^{(s,c)}$ -Modus im Wellenleiter i	39
$\Phi_{lp}^{(s,c)+,-}$	transversale Feldverteilung eines $LP_{lp}^{(s,c)+,-}$, bzw. eines $LP_{lp}^{(s,c)-}$ -Modus	42
$\Phi_{V,lp}^{(s,c)}(x, y, z)$	Feldverteilung eines $LP_{lp}^{(s,c)}$ -Modus eines VCSEL	49
ω	Kreisfrequenz, $[\omega] = 1/\text{s}$	89
∇^2	Laplace-Operator	59
$\frac{\partial}{\partial x}$	partielle Ableitung nach x	27
$\frac{\partial}{\partial y}$	partielle Ableitung nach y	27
$\frac{\partial}{\partial z}$	partielle Ableitung nach z	59
z^*	komplexe Konjugation der (komplexen) Zahl z	38
$ z $	Betrag der (komplexen) Zahl z	38
$\int dA$	Integral über die Fläche A	38
$\langle \Phi_1, \Phi_2 \rangle$	inneres Produkt zweier Funktionen Φ_1 und Φ_2	74
$\ \Phi\ $	Norm einer Funktion Φ	74
$\mathcal{O}(\Phi_1, \Phi_2)$	Überlappungsintegral zweier Funktionen Φ_1 und Φ_2	74

Literaturverzeichnis

- [1] WELLBROCK, G. ; XIA, T. J. ; LEE, W. ; LYONS, G. ; HOFMANN, P. ; FISK, T. ; BASCH, B. ; KLUGE, W. ; GATEWOOD, J. ; WINZER, P. J. u. a.: Field Trial of 107-Gb/s Channel Carrying Live Video Traffic over 504 km In-Service DWDM Route. In: *21st Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society IEEE LEOS*, 2008, S. 477 – 478.
- [2] GRIESE, Elmar: Reducing EMC Problems Through an Electrical/Optical Interconnection Technology. In: *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* 41 (1999), Nr. 4, S. 502 – 509.
- [3] TAUBENBLATT, Marc A. ; KASH, Jeffrey A. ; TAIRA, Yoichi: Optical Interconnects for High Performance Computing. In: *Asia Communications and Photonics Conference and Exhibition (ACP), Technical Digest (CD)* Optical Society of America (OSA), 2009, paper TuZ1.
- [4] ALEKSIĆ, Slaviša: Analysis of Power Consumption in Future High-Capacity Network Nodes. In: *Optical Communications and Networking, IEEE/OSA Journal of* 1 (2009), Nr. 3, S. 245 – 258.
- [5] CISCO SYSTEMS, Inc.: *Cisco Carrier Routing System*. <http://www.cisco.com/en/US/products/ps5763/>, Abruf: 03.05.2010.
- [6] RIKEN ADVANCED INSTITUTE FOR COMPUTATIONAL SCIENCE: *RIKEN Next-Generation Supercomputer R&D Center*. http://www.nsc.riken.jp/K/diary_eng.html, Abruf: 31.08.2011.
- [7] PROMETEUS GMBH: *Top 500 Supercomputer Sites*. <http://www.top500.org/>, Abruf: 30.08.2011.
- [8] SATO, Ken-ichi: Role and Opportunities of Photonics in Future Networks. In: *21st Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society IEEE LEOS*, 2008, S. 477 – 478.
- [9] CHO, Hoyeol ; KAPUR, Pawan ; SARASWAT, Krishna C.: Power Comparison Between High-Speed Electrical and Optical Interconnects for Interchip Communication. In: *Journal of Lightwave Technology* 22 (2004), Nr. 9, S. 2021 – 2033.
- [10] SCHMID, Gerhard ; LEEB, Walter R. ; LANGER, Gregor: Experimental Demonstration of the Robustness Against Interference of Optical Interconnects on Printed Circuit Boards. In: *IEEE Photonics Society Winter Topicals Meeting Series*. Mallorca, Spanien, 2010, S. 93 – 94.

- [11] MILLER, David A. B.: Device Requirements for Optical Interconnects to Silicon Chips. In: *Proceedings of the IEEE 97* (2009), Nr. 7, S. 1166 – 1185.
- [12] OFFREIN, Bert J.: *Optical Interconnects for Computing Applications*. www.swisslaser.net/libraries/files/SLN_Interconnectcs_Offrein.pdf, Abruf: 21.02.2011.
- [13] BIERHOFF, Thomas ; SCHRAGE, Jürgen ; HALTER, Markus ; BETSCHON, Felix ; DUIS, Jeroen ; RIETVELD, Willy: All Optical Pluggable Board-Backplane Interconnection System based on an MPXTM-FlexTail connector solution. In: *IEEE Photonics Society Winter Topicals Meeting Series*. Mallorca, Spanien, 2010, S. 91 – 92.
- [14] SCHMID, Gerhard ; LEEB, Walter R. ; LANGER, Gregor ; SCHMIDT, Volker ; HOUBERTZ, Ruth: Gbit/s Transmission via Two-Photon-Absorption-Inscribed Optical Waveguides on Printed Circuit Boards. In: *Electronics Letters* 45 (2009), Nr. 4, S. 219 – 221.
- [15] CHEN, Ray T. ; LIN, Lei ; CHOI, Chulchae ; LIU, Yujie J. ; BIHARI, Bipin ; WU, L. ; TANG, Suning ; WICKMAN, R. ; PICOR, B. ; HIBBS-BRENNER, M. K. ; BRISTOW, J. ; LIU, Y. S.: Fully Embedded Board-Level Guided-Wave Optoelectronic Interconnects. In: *Proceedings of the IEEE* 88 (2000), Nr. 6, S. 780 – 793.
- [16] BERGER, Christoph ; BEYELER, René ; BONA, Gian-Luca ; DANGEL, Roger ; DELLMANN, Laurent ; DILL, Peter ; HORST, Folkert ; KOSSEL, Marcel A. ; MENOLFI, Christian ; MORF, Thomas ; OFFREIN, Bert ; SCHMATZ, Martin L. ; TOIFL, Thomas ; WEISS, Jonas: Optical Links for Printed Circuit Boards. In: *LEOS 2003. The 16th Annual Meeting of the IEEE Photonics Society* Bd. 1, 2003, S. 61 – 62.
- [17] CHO, Sang-Yeon ; SEO, Sang-Woo ; JOKERST, Nan M. ; BROOKE, Martin A.: Board-Level Optical Interconnection and Signal Distribution Using Embedded Thin-Film Optoelectronic Devices. In: *Journal of Lightwave Technology* 22 (2004), Nr. 9, S. 2111 – 2118.
- [18] DOANY, Fuad E. ; SCHOW, Clint L. ; BUDD, Russell ; BAKS, Christian ; KUCHTA, Daniel M. ; PEPELJUGOSKI, Petar ; KASH, Jeffrey A. ; LIBSCH, Frank ; DANGEL, Roger ; HORST, Folkert ; OFFREIN, Bert J.: Chip-to-Chip Board-Level Optical Data Buses. In: *OFC/NFOEC*. San Diego, USA, 2008.
- [19] KIM, Jin T. ; JU, Jung J. ; PARK, Suntak ; KIM, Min su ; PARK, Seung K. ; LEE, Myung-Hyun: Chip-to-Chip Optical Interconnect using Gold Long-Range Surface Plasmon Polariton Waveguides. In: *Optics Express* 16 (2008), Nr. 17, S. 13133 – 13138.
- [20] KAPUR, Pawan ; SARASWAT, Krishna C.: Comparisons Between Electrical and Optical Interconnects for On-Chip Signaling. In: *Interconnect Technology Conference. Proceedings of the IEEE 2002 International*, 2002, S. 89 – 91.
- [21] SHACHAM, Assaf ; BERGMAN, Keren ; CARLONI, Luca P.: The Case for Low-Power Photonic Networks on Chip. In: *DAC 2007, San Diego, California, USA*, ACM, 2007, S. 132 – 135.
- [22] SAKAI, J. ; NODA, A. ; YAMAGISHI, M. ; OHTSUKA, T. ; SUNAGA, K. ; SUGITA, H. ; TAKAHASHI, H. ; ODA, M. ; ONO, H. ; YASHIKI, K. ; KOUTA, H.: 20Gbps/ch Optical Interconnection Between SERDES Devices Over Distances from Chip-to-Chip to Rack-to-Rack. In: *ECOC 2008. 34th European Conference on Optical Communication*. IEEE, S. 1 – 2.

- [23] FATHOLLAHNEJAD, H. ; DARYANANI, S. ; MATHINE, D. L. ; CHUANG, C. P. ; DROOPAD, R. ; MARACAS, G. N.: The Integration of GaAs Vertical-Cavity Surface Emitting Lasers onto Silicon Circuitry. In: *High Speed Semiconductor Devices and Circuits, 1995. Proceedings., IEEE/Cornell Conference on Advanced Concepts in IEEE*, 1995, S. 373 – 381.
- [24] TU, J. K. ; TALGHADER, J. J. ; HADLEY, M. A. ; SMITH, J. S.: Fluidic Self-Assembly of Ingaas Vertical Cavity Surface Emitting Lasers onto Silicon. In: *Electronics letters* 31 (1995), Nr. 17, S. 1448 – 1449.
- [25] PERKINS, James M. ; SIMPKINS, Travis L. ; WARDE, Cardinal ; FONSTAD, Clifton G.: Full Recess Integration of Small Diameter Low Threshold VCSELs within Si-CMOS ICs. In: *Optics Express* 16 (2008), Nr. 18, S. 13955 – 13960.
- [26] XU, Qianfan ; MANIPATRUNI, Sasikanth ; SCHMIDT, Brad ; SHAKYA, Jagat ; LIPSON, Michal: 12.5 Gbit/s Carrier-Injection-Based Silicon Microring Silicon Modulators. In: *Optics Express* 15 (2007), Nr. 2, S. 430 – 436.
- [27] SMALL, Benjamin A. ; LEE, Benjamin G. ; BERGMAN, Keren ; XU, Qianfan ; LIPSON, Michal: Multiple-Wavelength Integrated Photonic Networks Based on Microring Resonator Devices. In: *Journal of Optical Networking* 6 (2007), Nr. 2, S. 112 – 120.
- [28] BLOCK, Bruce A. ; YOUNKIN, Todd R. ; DAVIDS, Paul S. ; RESHOTKO, Miriam R. ; CHANG, Peter ; POLISHAK, Brent M. ; HUANG, Su ; LUO, Jingdong ; JEN, Alex K. Y.: Electro-Optic Polymer Cladding Ring Resonator Modulators. In: *Optics Express* 16 (2008), Nr. 22, S. 18326 – 18333.
- [29] BOSMAN, Erwin ; STEENBERGE, Geert V. ; MILENKOV, Ivaylo ; PANAJOTOV, Krassimir ; THIENPONT, Hugo ; BAUWELINCK, Johan ; DAELE, Peter V.: Fully Flexible Optoelectronic Foil. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 16 (2010), Nr. 5, S. 1355 – 1362.
- [30] PARK, Suntak ; KIM, Min-Su ; KIM, Jin T. ; PARK, Seung K. ; JU, Jung J. ; LEE, Myung-Hyun: Long Range Surface Plasmon Polariton Waveguides at 1.31 and 1.55 μm Wavelengths. In: *Optics Communications* 281 (2008), Nr. 8, S. 2057 – 2061.
- [31] TUNG, K.K. ; WONG, W.H. ; PUN, E.Y.B.: Polymeric Optical Waveguides Using Direct Ultraviolet Photolithography Process. In: *Applied Physics A* 80 (2005), Nr. 3, S. 621 – 626.
- [32] WANG, Xiaolong ; JIANG, Wei ; WANG, Li ; BI, Hai ; CHEN, Ray T.: Fully Embedded Board-Level Optical Interconnects from Waveguide Fabrication to Device Integration. In: *Journal of Lightwave Technology* 26 (2008), Nr. 2, S. 243 – 250.
- [33] CHOI, Chulchae ; LIN, Lei ; LIU, Yujie ; CHOI, Jinho ; WANG, Li ; HAAS, David ; MAGERA, Jerry ; CHEN, Ray T.: Flexible Optical Waveguide Film Fabrications and Optoelectronic Devices Integration for Fully Embedded Board-Level Optical Interconnects. In: *Journal of lightwave technology* 22 (2004), Nr. 9, S. 2168 – 2176.
- [34] LANGER, Gregor ; SATZINGER, Valentin ; SCHMIDT, Volker ; SCHMID, Gerhard ; LEEB, Walter R.: PCB with Fully Integrated Optical Interconnects. In: *SPIE Photonics West 2011, Optoelectronic Interconnects and Component Integration XI* Bd. 7944, 2011, S. 794408-1 – 794408-15.

- [35] HOUBERTZ, Ruth ; SATZINGER, Volker ; LEEB, Walter R. ; LANGER, Gregor: Laser Interaction in Sol-Gel Based Materials—3-D Lithography for Photonic Applications. In: *Proceedings of the European Materials Research Society 2004-Symposium N 247* (2005), Nr. 1-4, S. 504 – 512.
- [36] SCHMIDT, Volker ; KUNA, Ladislav ; HOUBERTZ, Ruth ; JAKOPIC, Georg ; LEISING, Günther: Application of Two-Photon 3D Litography for the Fabrication of Embedded ORMOCER[®] Waveguides. In: *Proc. of SPIE, Optoelectronic Integrated Circuits IX* 6476.64760P (2007), S. 504 – 512.
- [37] GOODMAN, Joseph W. ; LEONBERGER, Frederick I. ; KUNG, Sun-Yuan ; ATHALE, Ravindra A.: Optical interconnection for VLSI Systems. In: *Proceedings of the IEEE* 72 (1984), S. 850 – 866.
- [38] HUTCHESON, L. D. ; HAUGEN, P. R. ; HUSAIN, A.: Gigabit per Second Optical Chip-to-Chip Interconnects. In: *SPIE Optical Fiber Sources and Detectors* 587 (1985), Nr. 7, S. 116 – 123.
- [39] GOOGLE INC.: *Google Scholar*. http://scholar.google.at/scholar?hl=de&q=optical+chip-to-chip+interconnect&btnG=Suche&lr=&as_ylo=&as_yhi=2008&as_vis=0, Abruf: 30.08.2011.
- [40] IGA, K. ; KOYAMA, F. ; KINOSHITA, S.: Surface Emitting Semiconductor Lasers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 24 (1988), Nr. 9, S. 1845 – 1855.
- [41] SODA, H. ; IGA, K. ; KITAHARA, C. ; SUEMATSU, Y.: GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 18 (1979), Nr. 12, S. 2329 – 2330.
- [42] GOOGLE INC.: *Google Scholar*. http://scholar.google.at/scholar?hl=de&q=vertical+cavity+surface+emitting+lasers&btnG=Suche&lr=&as_ylo=&as_yhi=2008&as_vis=0, Abruf: 12.09.2011.
- [43] LI, Herbert E. ; IGA, Kenchi: *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*. Berlin : Springer, 2002.
- [44] TAUBENBLATT, Marc A.: Challenges and opportunities for integrated optics in computing systems. In: *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* Bd. 6124, 2006, S. 612406-1 – 612406-11.
- [45] MILLER, David A. B.: Rationale and Challenges for Optical Interconnects to Electronic Chips. In: *Proceedings of the IEEE* 88 (2000), Nr. 6, S. 728 – 749.
- [46] HUANG, Dawei ; SZE, Therase ; LANDIN, Anders ; LYTEL, Rick ; DAVIDSON, Howard L.: Optical interconnects: Out of the box forever? In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 9 (2003), Nr. 2, S. 614 – 623.
- [47] CHANG, Yi-Shing ; GUPTA, Sandeep K. ; BREUER, Melvin A.: Analysis of ground bounce in deep sub-micron circuits. In: *15th VLSI Test Symposium* IEEE Computer Society, 1997, S. 110 – 116.

- [48] MILLER, David A. B. ; OZAKTAS, H. M.: Limit to the Bit-Rate Capacity of Electrical Interconnects from the Aspect Ratio of the System Architecture. In: *Journal of Parallel and Distributed Computing* 41 (1997), Nr. 1, S. 42 – 52.
- [49] ZHOU, Xiang ; YU, Jianjun ; HUANG, Ming-Fang ; SHAO, Yin ; WANG, Ting ; MAGILL, Peter ; CVIJETIC, Milorad ; NELSON, Lynn ; BIRK, Martin ; ZHANG, Guodong ; TEN, S. ; MATTHEW, H. B. ; MISHRA, S. K.: Transmission of 32-Tb/s Capacity Over 580 km Using RZ-Shaped PDM-8QAM Modulation Format and Cascaded Multimodulus Blind Equalization Algorithm. In: *Journal of Lightwave Technology* 28 (2010), S. 456 – 465.
- [50] VERTICALLY INTEGRATED SYSTEMS GMBH: *Produkte – VCSELs & Photodetectors*. <http://www.v-i-systems.com/produkte/detail.php?nr=429&rubic=Produkte&>, Abruf: 09.05.2011.
- [51] BARROSO, Luiz A.: The Price of Performance. In: *Queue* 3 (2005), Nr. 7, S. 48 – 53.
- [52] WEBB, Molly: SMART 2020: Enabling the Low Carbon Economy in the Information Age. In: *34th European Conference and Exhibition on Optical Communication IEEE*, 2008.
- [53] INTERNATIONAL TECHNOLOGY ROADMAP FOR SEMICONDUCTORS: *ITRS*. <http://www.itrs.net/>, Abruf: 16.05.2011.
- [54] INTERNATIONAL TECHNOLOGY ROADMAP FOR SEMICONDUCTORS: *ITRS 2007 Edition Executive Summary*. <http://www.itrs.net/Links/2007ITRS/Home2007.htm>, Abruf: 16.05.2011.
- [55] ENABLENCE: *Photodiodes*. <http://www.enablence.com/components/solutions/transmission/photodiodes>, Abruf: 12.05.2011.
- [56] BERGLIND, Eilert ; THYLÉN, Lars ; JASKORZYNSKA, Bożena ; SVENSSON, Christer: A Comparison of Dissipated Power and Signal-to-Noise Ratios in Electrical and Optical Interconnects. In: *Journal of Lightwave Technology* 17 (1999), Nr. 1, S. 68 – 73.
- [57] FELDMAN, Michael R. ; ESENER, Sadik C. ; GUEST, Clark C. ; LEE, Sing H.: Comparison Between Optical and Electrical Interconnects Based on Power and Speed Considerations. In: *Applied Optics* 27 (1998), Nr. 9, S. 1742 – 1751.
- [58] PALANIAPPAN, Arun ; PALERMO, Samuel: Power Efficiency Comparisons of Interchip Optical Interconnect Architectures. In: *IEEE Transactions on Circuits and Systems* 57 (2010), Nr. 9, S. 343 – 347.
- [59] YOUNG, Ian A. ; LIAO, Jason T. S. ; KERN, Alexandra M. ; PALERMO, Samuel ; BLOCK, Bruce A. ; RESHOTKO, Miriam R. ; CHANG, Peter L. D.: Optical I/O Technology for Tera-Scale Computing. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 45 (2010), Nr. 1, S. 235 – 248.
- [60] EMAMI-NEYESTANAK, Azita ; VARZAGHANI, Aida ; BULZACCHELLI, John F. ; RYLYAKOV, Alexander ; YANG, Chih-Kong K. ; FRIEDMAN, Daniel J.: A 6.0-mW 10.0-Gb/s Receiver With Switched-Capacitor Summation DFE. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 42 (2007), Nr. 4, S. 889 – 896.

- [61] NAKAGAWA, Shigeru ; KUCHTA, Daniel ; SCHOW, Clint ; JOHN, Richard ; COLDREN, Larry A. ; CHANG, Yu-Chia: 1.5 mW/Gbps Low Power Optical Interconnect Transmitter Exploiting High-Efficiency VCSEL and CMOS Driver. In: *Optical Fiber Communication Conference and Exposition/National Fiber Optic Engineers Conference OFC/NFOEC, Technical Digest (CD)* Optical Society of America (OSA), 2008, paper OThS3.
- [62] MILLER, David A. B.: Photonics for Interconnect Inside Machines. In: *IEEE Photonics Society Winter Topicals Meeting Series*. Mallorca, Spanien, 2010, S. 117.
- [63] KAWANO, Kenji ; KITO, Tsutomu: *Introduction to Optical Waveguide Analysis*. New York : John Wiley & Sons Inc., 2001.
- [64] SNYDER, Allan W.: *Optical Waveguide Theory*. 1. Edition. London : Chapman & Hall, 1991.
- [65] SCHMID, Gerhard: *Rechnerische Analyse der Eigenschaften von Polymerlichtwellenleitern*, Technische Universität Wien, Diplomarbeit, 2005.
- [66] GRAU, Gerhard K. ; FREUDE, Wolfgang: *Optische Nachrichtentechnik*. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, 1991.
- [67] REITTERER, Jörg: *Numerical Analysis of Optical Multi-Core Waveguides*, Technische Universität Wien, Diplomarbeit, 2010.
- [68] LEHOUCQ, Rich ; MASCHHOFF, Kristi ; SORENSEN, Danny ; YANG, Chao: *Arpack – Arnoldi Package*. <http://www.caam.rice.edu/software/ARPACK/>, Abruf: 24.02.2011.
- [69] REIDER, Georg A.: *Photonik – Einführung in die Grundlagen*. New York, Wien : Springer, 1997.
- [70] JUNGO, Marc X. ; ERNI, Daniel ; BÄCHTOLD, Werner: VISTAS: A Comprehensive System-Orientated Spatiotemporal VCSEL Model. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 9 (2003), Nr. 3, S. 939 – 948.
- [71] JUNGO, Marc X.: *VISTAS, VCSEL Integrated Spatio-Temporal Advanced Simulator*. Version: 2003. <http://vistas.sourceforge.net/>, Abruf: 12.12.2010.
- [72] WIEDENMANN, Dieter ; KING, Roger ; JUNG, Christian ; JÄGER, Roland ; MICHALZIK, Rainer ; SCHNITZER, Peter ; KICHERER, Max ; EBELING, Karl J.: Design and Analysis of Single-Mode Oxidized VCSEL's for High-Speed Optical Interconnects. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 5 (1999), Nr. 3, S. 503 – 511.
- [73] SIALM, Gion ; ERNI, Daniel ; BONA, Gian-Luca ; KROMER, Christian ; JUNGO, Marc X. ; MORF, Thomas ; ELLINGER, Frank ; JÄCKEL, Heinz: Comparison of Simulation and Measurement of Dynamic Fiber-Coupling Effects for High-Speed Multimode VCSELs. In: *IEEE Journal of Lightwave Technology* 23 (2005), Nr. 7, S. 2318 – 2330.
- [74] SCHWARZ, Stefan: *Impact of Waveguide Input Coupling on Vertical Cavity Surface Emitting Laser Diodes*, Technische Universität Wien, Diplomarbeit, 2009.

- [75] ARLT, J. ; DHOLAKIA, K. ; ALLEN, L. ; PADGETT, M. J.: The production of multiringed Laguerre-Gaussian modes by computer-generated holograms. In: *Journal of Modern Optics* 45 (1998), Nr. 6, S. 1231 – 1237.
- [76] ABRAMOWITZ, Milton ; STEGUN, Irene A.: *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. New York : Dover publications, 1964.
- [77] REITTERER, Jörg: *Beamlab – Photonic Design Software*. <http://www.beamlab.net/>, Ab-ruf: 15.10.2011.
- [78] YAMAUCHI, J. ; ANDO, T. ; NAKANO, H.: Beam-Propagation Analysis of Optical Fibres by Alternating Direction Implicit Method. In: *Electronics Letters* 27 (1991), S. 1663 – 1665.
- [79] MOON, Todd K. ; STIRLING, Wynn C.: *Mathematical Methods and Algorithms for Signal Processing*. New Jersey : Prentice-Hall, 2000, S. 106.
- [80] AGRAWAL, Govind P.: Gain Nonlinearities in Semiconductor Lasers: Theory and Application to Distributed Feedback Lasers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 23 (1987), Nr. 6, S. 860 – 868.
- [81] VALLE, A. ; SARMA, J. ; SHORE, K. A.: Spatial Holeburning Effects on the Dynamics of Vertical Cavity Surface-Emitting Laser Diodes. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 31 (1995), Nr. 8, S. 1423 – 1431.
- [82] OHTSUBO, Junji: *Semiconductor Lasers: Stability, Instability and Chaos*. Berlin : Springer, 2006.
- [83] TKACH, R. W. ; CHRAPLYVY, A. R.: Regimes of Feedback Effects in 1.5 μm Distributed Feedback Lasers. In: *IEEE Journal of Lightwave Technology* LT-4 (1986), Nr. 11, S. 1655 – 1661.
- [84] CHUNG, Y. C. ; LEE, Y. H.: Spectral Characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with External Optical Feedback. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 3 (1991), Nr. 18, S. 597 – 599.
- [85] COLDREN, Larry A. ; CORZINE, Scott W.: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. New York : Wiley & Sons, 1995.
- [86] PASCHOTTA, Rüdiger: *Encyclopedia of laser physics and technology*. Weinheim : Wiley-VCH, 2008.
- [87] LAW, Joanne Y. ; AGRAWAL, Govind P.: Effects of Optical Feedback on Static and Dynamic Characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 3 (1997), Nr. 2, S. 353 – 358.
- [88] LAW, Joanne Y. ; AGRAWAL, Govind P.: Feedback-Induced Chaos and Intensity-Noise Enhancement in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. In: *Journal of Optical Society of America* 15 (1998), Nr. 2, S. 562 – 569.

- [89] RYVKIN, B. ; PANAJOTOV, K. ; GEORGIEVSKI, A. ; DANCKAERT, J. ; PEETERS, M. ; VERSCHAFFELT, G. ; THIENPONT, H. ; VERETENNICOFF, I.: Effect of Photon-Energy-Dependent Loss and Gain Mechanisms on Polarization Switching in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. In: *JOSA B* 16 (1999), Nr. 11, S. 2106 – 2113.
- [90] OSTERMANN, Johannes M. ; DEBERNARDI, Pierluigi ; JALICS, Christoph ; KRONER, Andrea ; RIEDL, Michael C. ; MICHALZIK, Rainer: Surface Gratings for Polarization Control of Single- and Multi-Mode Oxide-Confined Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. In: *Optics Communications* 246 (2004), Nr. 4-6, S. 511 – 519.
- [91] OSTERMANN, Johannes M. ; DEBERNARDI, Pierluigi ; MICHALZIK, Rainer: Optimized Integrated Surface Grating Design for Polarization-Stable VCSELs. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 42 (2006), Nr. 7, S. 690 – 698.
- [92] HEINRICH, J. ; ZEEB, E.: Transverse Modes under External Feedback and Fiber Coupling Efficiencies of VCSEL's. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 10 (1998), Nr. 10, S. 1365 – 1367.
- [93] HEINRICH, J. ; ZEEB, E. ; EBELING, K.J.: Butt-Coupling Efficiency of VCSEL's into Multimode Fibers. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 9 (1997), Nr. 12, S. 1555 – 1557.
- [94] CHILLA, J. L. A. ; BENWARE, B. ; WATSON, M. E. ; STANKO, P. ; ROCCA, J. J. ; WILMSEN, C. ; FELD, S. ; LEIBENGUTH, R.: Coherence of VCSEL's for Holographic Interconnects. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 7 (1995), Nr. 5, S. 449 – 451.
- [95] THE DOW CHEMICAL COMPANY: *LightlinkTM Clad and Core Optical Waveguide Technology*. http://www.dow.com/products/product_line_detail.page?product-line=1120529, Abruf: 21.09.2011.

Curriculum Vitae

Gerhard Schmid



Personal Data

Date of Birth November 23rd, 1974
Place of Birth Waidhofen an der Thaya
Citizenship Austrian

Education

- 2007 – 2011 **Ph.D. Study**, Vienna University of Technology
- „Opto-elektronische Leiterplatten: Kopplung zwischen VCSEL und Mehrfachkern-Wellenleitern“ (Opto-electronic printed circuit boards: coupling between VCSEL and multicore-waveguides)
 - Supervisor: Prof. Walter R. Leeb
- 2002 – 2005
and
1994 – 1998 **M.Sc. Studies Electrical Engineering in Telecommunications**,
Vienna University of Technology
- Master thesis: „Rechnerische Analyse der Eigenschaften von Polymerlichtwellenleitern“ (Numerical analysis of properties of optical polymer waveguides)
- 1989 – 1994 **Higher-Level Secondary College of Engineering**, Hollabrunn,
Austria
- Field: Energy Engineering and Power Electronics
- 1981 – 1989 **Primary school**, Dobersberg, Austria

Professional Experience

- 2005 – present **Assistant and Research Associate in the Optical Communications Research Group**, Institute of Telecommunications, Vienna University of Technology.
- Measurement of optical properties of glass fibers, polymer waveguides, or optical materials based on silicone
 - Tests with respect to data transmission properties of optoelectronic components like VCSELs, photodiodes or printed circuit boards with integrated optical interconnects
 - Responsible for the optical communication research laboratory
 - Teaching and supervision of diploma students
- 2004 internship *Hutchison 3G Austria*, Vienna, Austria
- 2003 internship *Moeller*, Schrems, Austria
- 2002 internship *Knorr-Bremse*, Mödling, Austria
- 1999 – 2002 **System Engineer, Frequentis, Vienna**
- Design, tests, initial start-ups, factory acceptance tests and site acceptance tests of voice communication systems for air traffic control in Germany and in the Czech Republic
- 1995 – 1997 **Advertiser**, *Carlos Harden*, Karlsruhe, Germany

Civil Service

- 1998 – 1999 As a **paramedic**, Red Cross Allentsteig, Austria