

Untersuchung der Datenübertragung mit
oberflächenemittierenden Laserdioden (VCSELs)
in kurzen optischen Datenübertragungsstrecken

vorgelegt von
Li-Gao Zei

von der Fakultät IV für Elektrotechnik und Informatik
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
- Dr.-Ing. -
genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Wagemann
Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Petermann
Gutachter: Prof. Dr. phil. nat. Bimberg

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 7. Juni 2002

Berlin 2002
D83

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Motivation	3
1.2	VCSEL-Bauformen	5
1.3	Ziele der Arbeit	6
2	VCSEL-Struktur	8
2.1	Aufbau und Material	8
2.2	Quantenfilme	10
2.2.1	Emission und Absorption	10
2.2.2	Bänderstruktur	12
2.2.3	Verstärkung im Quantenfilm	14
2.2.4	Gewinnspektrum	16
2.3	Distributed Bragg Reflectors	20
2.3.1	Hetero-Schichtübergänge	21
2.3.2	Stromdichteverteilung	23
3	Wellenführung in selektiv-oxidierten VCSELs	28
3.1	Resonanzbedingung	29
3.1.1	Transfer-Matrix-Methode	30
3.1.2	Spiegelreflektivität	33
3.1.3	Eindringtiefe und Schwellengewinn	35
3.2	Transversale Modenverteilung	37
3.2.1	Laterale Modenführung	37
3.2.2	LP-Moden	39
3.2.3	Abhängigkeit des Gewinns	41
4	Einmodige VCSELs	46
4.1	Emissionseigenschaften	46
4.1.1	P - U - I -Kennlinie	46
4.1.2	Optische Spektren	47
4.2	Polarisationseigenschaften	48
4.3	2-Polarisationen-Modell	50

4.3.1	Ratengleichungen	50
4.3.2	Parameterextraktion	52
4.4	Übertragung mit Vorstrom unterhalb der Schwelle	55
4.4.1	PDF der Anschlagzeit	56
4.4.2	Turn-On Jitter	57
4.4.3	Bitmuster-Effekt	59
4.4.4	BER-Abschätzung	61
4.4.5	BER und Arbeitsbereich	63
5	Mehrmodige VCSELs	66
5.1	Emissionseigenschaften	67
5.1.1	P - U - I -Kennlinie	67
5.1.2	Optische Spektren	68
5.1.3	Nahfeldverteilungen der transversalen Moden	69
5.2	Rauscheigenschaften	71
5.2.1	Das Relative Intensitätsrauschen (RIN)	72
5.2.2	Mode-Partition-Noise (MPN)	74
5.3	2-Moden-Modell	77
5.3.1	2-Moden Ratengleichungen	77
5.3.2	Stationäres Modenverhalten (Simulation)	79
5.3.3	Dynamisches Modenverhalten (Simulation)	82
5.3.4	RIN-Simulation	84
5.3.5	Rausch-Analyse	86
5.3.6	MPN und Feldüberlappung	91
5.4	Mehrmoden-Modell	93
5.4.1	Mehrmoden-Ratengleichungen	94
5.4.2	Simulationsparameter	95
5.4.3	Simulationsergebnisse	98
5.4.4	Einfluss der Spiegelreflektivitäten	99
5.4.5	Einfluss des aktiven Volumens	102
5.5	Einfluss der Moden auf die Übertragung	104
5.5.1	Modenaufgelöste RIN-Spektren	106
5.5.2	Modulationsverhalten	108
5.5.3	Einfluss der Modenselektion	111
6	Ausblick	114
7	Zusammenfassung	116
A	Symbolverzeichnis	119
B	Abkürzungsverzeichnis	124

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Im Zeitalter der globalen Kommunikation entstehen große Datenmengen, die schnell und effizient verarbeitet und übertragen werden müssen. Der Bedarf an Bandbreite wird durch die rasante Entwicklung in der Kommunikationstechnik immer weiter und schneller nach oben getrieben. Nachdem die faseroptische Übertragungstechnik mit ihrem riesigen Bandbreitenpotenzial schon seit geraumer Zeit den Siegeszug im Bereich der **MANs** (Metropolitan Area Networks) und **WANs** (Wide Area Networks) antreten konnte, wird sie nun auch vermehrt im kurzstreckigen **LAN** (Local Area Network) eingesetzt. Schon bei der Einführung von **Gigabit-Ethernet**, dessen Standard eine Übertragungsgeschwindigkeit von 1.25 Gb/s pro Kanal vorschreibt, wurde der gewöhnlichen elektrischen Verbindungstechnik über Kupferkabel die Grenze aufgezeigt. Spätestens bei dem momentan vielfach diskutierten **10-Gigabit-Ethernet**, dessen Standard mit 10 Gb/s Übertragungsgeschwindigkeit pro Kanal voraussichtlich im März 2002 verabschiedet wird, gibt es dann keine Alternative mehr zur faseroptischen Übertragungstechnik.

Aufgrund der geringeren Kosten und einfacheren Lichteinkopplung werden bei LANs mit kurzen Übertragungstrecken statt einmodigen Glasfasern (**SMFs**, Single-Mode-Fibers) i. Allg. mehrmodige Glasfasern (**MMFs**, Multi-Mode-Fibers) als Übertragungsmedium verwendet. Ebenfalls aus finanziellen Gründen erweist sich die oberflächenemittierende Laserdiode (**VCSEL**, Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) als eine sehr interessante Alternative als Sendequelle. Die Vorteile eines VCSEL umfassen die hohe Bandbreite, geringe Produktionskosten, leichte Faser-Chip-Kopplung, longitudinale Einmodigkeit, 2D-Array-Möglichkeit und nicht zuletzt die Möglichkeit zum „on-wafer-testing“, wodurch die einzelnen Sendeelemente direkt auf dem Chip getestet und somit die Kosten drastisch reduziert werden können [1].

Je nach verwendeten Halbleitermaterialien können VCSELs mit verschiedenen Emissionswellenlängen realisiert werden. Üblicherweise sind jedoch nur Wellenlängen in den drei sogenannten Übertragungsfenstern um 850, 1300 und 1550 nm von Interesse.

Während die Standardwellenlänge bei der „long-haul telecommunication“ 1550 nm beträgt, sind Wellenlängen um 850 und 1300 nm für die „short-haul data communication“ üblich. In den letzten Jahren gab es viele Forschungsaktivitäten bei der Herstellung von VCSELs mit 1300 nm Emissionswellenlängen. Die klassischen „langwelligen“ VCSELs basierend auf InGaAs/InP-System leiden unter zahlreichen Problemen wie zu geringem optischen Gewinn, großen optischen Verlusten oder starker Temperaturabhängigkeit [2][3][4]. Ein neues Verfahren durch die Verwendung von InGaNAs als aktives Material zeigte in [5][6][7] vielversprechende Ergebnisse. Diese neue Variante befindet sich aber noch im Entwicklungsstadium und ist momentan noch nicht auf dem Markt erhältlich.

Dagegen sind VCSELs mit 850 nm Emissionswellenlänge schon sehr weit entwickelt und bereits als Serienprodukte auf dem Markt erhältlich. Als Einzelelement erfüllt ein solcher VCSEL unter normalen Bedingungen problemlos die von Gigabit-Ethernet geforderten Kriterien (1.25 Gb/s bei einer Übertragungsstrecke von > 220 m über MMF mit 62.5 μm Durchmesser).

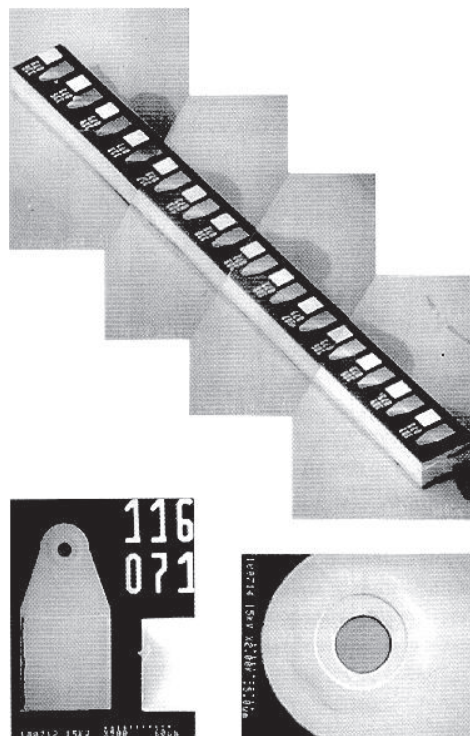


Abbildung 1.1: Der VCSEL-Chip eines **PAROLI**-Moduls mit 14 Laserelementen (12 Daten-Kanäle + 2 Monitor-Kanäle) [8]

Auch im Hinblick auf die anstehende Diskussion über den 10-Gigabit-Ethernet Standard bieten sich mehrere Lösungen mit 850 nm VCSELs an. Die einfachste Lösung wäre die parallele Übertragung („parallel optics“), wo ein VCSEL-Array mit einem Faserbündel gekoppelt wird. *Infineon Fiber Optics* bietet ein Produkt **PAROLI** (vgl. Abbildung 1.1) mit 12 x 1.25 Gb/s Übertragungsrate an [8], wo die Ausgangsstrahlung

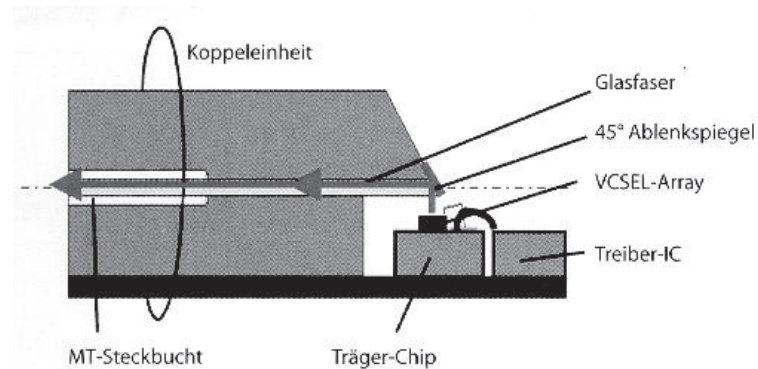


Abbildung 1.2: Der mechanische Aufbau des VCSEL im **PAROLI**-Modul mit Glasfaser-Koppeleinheit [8]

der VCSEL-Elemente über einen Ablenkspiegel in einem Faserband mit 12 MMFs eingekoppelt werden (vgl. Abbildung 1.2). Eine Alternative dazu wäre die „serial optics“, wo ein einzelner VCSEL direkt mit 10 Gb/s Signal moduliert wird. Diese Lösung stellt sehr hohe Anforderungen an VCSELs und erreicht bei konventioneller MMF wegen deren begrenzten *Bandbreite-Längen-Produkt* eine Übertragungsreichweite von nur wenigen Metern. Mit einer verbesserten MMF wurde kürzlich jedoch eine Reichweite von 1.6 km erfolgreich demonstriert [9].

1.2 VCSEL-Bauformen

Generell können VCSELs je nach Art der lateralen Begrenzung grob in drei Kategorien unterteilt werden (Abbildung 1.3):

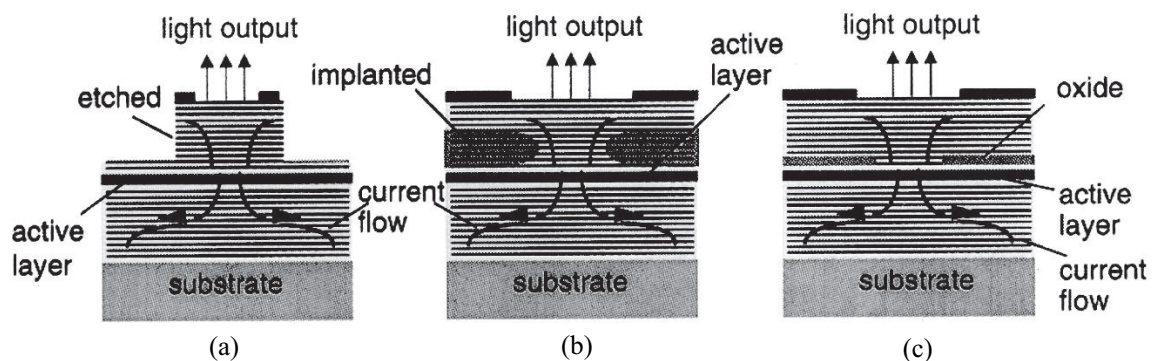


Abbildung 1.3: Die drei gebräuchlichen VCSEL-Bauformen: a) „etched mesa“, b) proton-implantiert und c) selektiv-oxidiert [1].

„**Etched Mesa**“: die Struktur wird in Form einer Mesa geätzt, die Strom- und Lichtführung im Laserresonator sind allein durch die Grenzfläche an der Mesa-Wand gegeben.

Proton-Implantiert: durch Implantation von Protonen wird der Außenbereich des Resonators hochohmig für die elektrischen Ladungsträger und dient als laterale Strombegrenzung, wobei die Lichtführung durch die Strom- bzw. Gewinnverteilung in der aktiven Zone und das daraus resultierte Brechzahlprofil gegeben ist.

Selektiv-Oxidiert: durch gezielte Oxidation bestimmter Al-haltiger Materialschichten oberhalb der aktiven Zone wird eine AlO_x -Apertur geformt, welche den Stromfluss lateral begrenzt. Wegen ihrer gegenüber denen der übrigen Materialien niedrigen Brechzahl im Laserresonator erfährt der Lichtstrahl eine effektive laterale Führung.

Auf dem Markt sind momentan sowohl selektiv-oxidierte [8] als auch proton-implantierte [10] VCSELs erhältlich. Während die proton-implantierten VCSELs aufgrund ihrer einfachen Herstellung eine kostengünstige Variante darstellen, zeichnen sich die selektiv-oxidierten VCSELs durch ihre bessere Performance aus (z. B. niedriger Schwellenstrom [11], große E/O-Konversionseffizienz [12]).

1.3 Ziele der Arbeit

Für die quantitative Leistungsbewertung eines digitalen optischen Übertragungssystems ist die erreichte Bitfehlerrate (**BER**, Bit-Error-Ratio) das entscheidende Kriterium, welches von Wechselwirkungen zwischen dem Laser und dem Übertragungsmedium abhängt. Die Einflussgrößen sind u. a.:

- die Einschaltverzögerung und deren zeitliche Fluktuation (**Turn-On Jitter**)
- das relative Intensitätsrauschen (**RIN**, Relative-Intensity-Noise)
- das Konkurrenzrauschen der Lasermode (**MPN**, Mode-Partition-Noise)
- die Verluste und das Rauschen durch Selektion der Fasermode (**MSL**, Mode-Selective-Loss sowie **Modal Noise**)
- die Polarisationsabhängigkeit des Übertragungsmediums
- die Dämpfung, Dispersion und Nichtlinearität in den Fasern

Für die Datenübertragung über kurze Verbindungsstrecken spielen Faserdämpfung und Nichtlinearität kaum eine Rolle. Dispersion, MSL und Modal Noise in den Fasern können bei hohen Bitraten kritische Faktoren darstellen. Sie werden in einem

anderen Forschungsprojekt [13] untersucht und sind kein Gegenstand dieser Arbeit. In dieser Arbeit wird der Schwerpunkt deshalb auf den übrigen Untersuchungspunkten liegen. Als Untersuchungsobjekte wurden VCSELs mit Emissionswellenlängen um 850 nm wegen ihrer Zuverlässigkeit und kommerziellen Verfügbarkeit gewählt, wobei das hauptsächliche Augenmerk auf selektiv-oxidierte VCSELs gerichtet ist.

Eine kurze Erläuterung über den allgemeinen Aufbau eines VCSEL ist im Kapitel 2 zu finden. In diesem Kapitel wird die theoretische Grundlage der einzelnen Bestandteile des VCSEL erläutert, u. a. die Berechnung des Gewinnspektrums eines Quantenfilms. Im Kapitel 3 wird die Wellenausbreitung in VCSELs abgehandelt, worin die Resonanzbedingungen im Laserresonator sowie die daraus resultierenden transversalen Modenverteilungen beschrieben werden.

Je nach lateraler geometrischer Dimension kann die Lichtemission eines VCSEL transversal ein- oder mehrmodig sein. Die bisherigen Rekordwerte in Bezug auf den kleinsten Schwellenstrom, die größte E/O-Konversionseffizienz und die Übertragungsgeschwindigkeit wurden von einmodigen VCSELs erzielt. Mit einem einzelnen einmodigen 850 nm VCSEL wurde z. B. eine Datenrate von 12.5 Gb/s über 1 km SMF und 100 m konventionelle MMF bei einer BER $< 10^{-11}$ erfolgreich übertragen [14]; kürzlich sogar 10 Gb/s über 1.6 km verbesserte MMF [9]. Im Kapitel 4 werden die physikalischen Eigenschaften solcher einmodigen VCSELs untersucht, wobei als Messobjekt ein selektiv-oxidierter VCSEL von der *Universität Ulm* dient. Aus zahlreichen Veröffentlichungen ist zu entnehmen, dass die VCSELs generell in zwei linear polarisierten, orthogonalen Polarisierungen emittieren. Mit einem einfachen **2-Polarisationen Modell** im Kapitel 4.3 werden die wichtigsten Eigenschaften eines solchen VCSEL mathematisch nachgebildet und auf dessen Übertragungsperformance untersucht. Besonders interessant ist dabei der Betrieb mit Vorstrom unterhalb der Schwelle, wodurch der elektrische Schaltkreis vereinfacht und der elektrische Leistungsverbrauch reduziert werden kann.

Trotz der erzielten Rekordwerte von einmodigen VCSELs sind die kommerziell erhältlichen VCSELs dennoch meistens mehrmodig. Die dynamischen Eigenschaften und das Rauschverhalten der mehrmodigen VCSELs bilden den Schwerpunkt der Untersuchungen im Kapitel 5. Als Messobjekte werden unterschiedliche selektiv-oxidierte VCSELs der Firma *Infineon Fiber Optics* verwendet. Zum Zweck einer qualitativen Klärung des Modenkonkurrenzverhaltens in VCSELs dient das im Kapitel 5.3 entwickelte **2-Moden-Modell** und die mit Hilfe der **Kleinsignal-Analyse** hergeleiteten analytischen Formeln. Im Kapitel 5.4 wird dann ein vollständiges **Mehrmoden-Modell** vorgestellt, womit weitere Untersuchungen bezüglich der Übertragungsperformance mehrmodiger VCSELs unter unterschiedlichen Bedingungen vorgenommen werden.

Kapitel 2

VCSEL-Struktur

2.1 Aufbau und Material

Im Gegensatz zu konventionellen kantenemittierenden Halbleiterlaserdioden, bei denen die Abstrahlung der Lichtleistung parallel zur Fläche des pn -Übergangs erfolgt, strahlt das Licht eines VCSEL senkrecht zur Waferoberfläche ab. Die Resonatorachse steht nun senkrecht auf der Fläche des pn -Übergangs mit einer sehr kurzen Resonatorlänge von nur wenigen Mikrometer.

Die Idee, einen Halbleiterlaser mit einem vertikal orientierten optischen Resonator zu bauen, stammte 1977 von *Kenichi Iga* vom *Tokyo Institute of Technology, Japan* [15]. 1979 wurde der erste InGaAsP/InP-VCSEL realisiert, der vorerst nur im gepulsten Betrieb und bei 77 K betrieben werden konnte. Der erste AlGaAs/GaAs-VCSEL bei Raumtemperatur wurde dann 1984 für den gepulsten Betrieb realisiert [16], allerdings mit einem sehr hohen Schwellenstrom von 510 mA. Die Verwendung von mehreren AlGaAs/AlAs $\lambda/4$ -Halbleiterschichten als hochreflektierende Resonatorspiegel brachte den zwischenzeitlich niedrigsten Schwellenstrom von 200 mA für eine 30 μm Struktur [17], welcher dennoch immer noch sehr hoch war. Der große Durchbruch gelang erst 1989, als *Jack Jewell* von den *AT&T Bell Laboratories* den ersten voll-epitaktisch hergestellten InGaAs/AlGaAs-VCSEL mit einem sensationell niedrigen Schwellenstrom von 1.3 mA für den gepulsten Betrieb [18] und 1.5 mA für den CW-Betrieb [19] vorstellte. Neben den hochreflektierenden Resonatorspiegeln trug die Verwendung von Quantenfilmen (**QWs**, Quantum-Wells) in der aktiven Zone maßgeblich zu diesem Erfolg bei, die einen Laserbetrieb schon bei sehr niedriger Stromdichte ($\sim 100 \text{ A/cm}^2$) ermöglicht [20]. Mit eben solchen QWs wurde schließlich 1990 der erste „submiliamp“-VCSEL mit einem Schwellenstrom von nur 0.7 mA für den CW-Betrieb realisiert.

Der epitaktische Aufbau eines monolithisch aufgewachsenen VCSEL ist im Prinzip eine vertikale pin -Struktur, in die elektrische Ladungsträger durch die oberen und unteren Spiegeln injiziert werden (siehe Abbildung 2.1). Die aktive Zone besteht aus einer oder mehreren QWs, die durch Halbleitermaterialien mit größerer Bandlücke getrennt und umgeben sind. Die Spiegel bestehen meistens aus mehreren p - bzw.

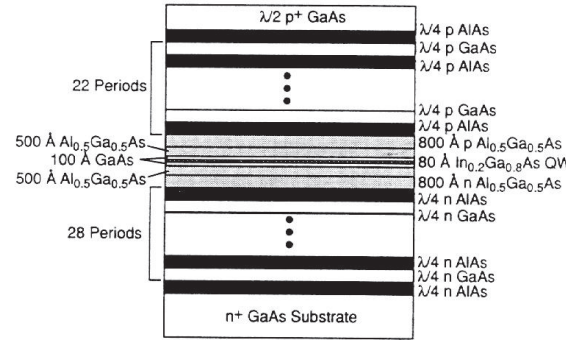


Abbildung 2.1: Der prinzipielle Aufbau eines InGaAs/AlGaAs-VCSEL [21]

n -dotierten $\lambda/4$ -Halbleiterschichtpaaren, die eine möglichst große Brechzahl Differenz innerhalb eines Schichtpaares haben sollen, um eine Spiegelreflektivität von mehr als 99.5 % zu erreichen. Diese über die Struktur vertikal verteilten Spiegelschichtpaare werden auch als **DBRs** (Distributed Bragg Reflectors) bezeichnet.

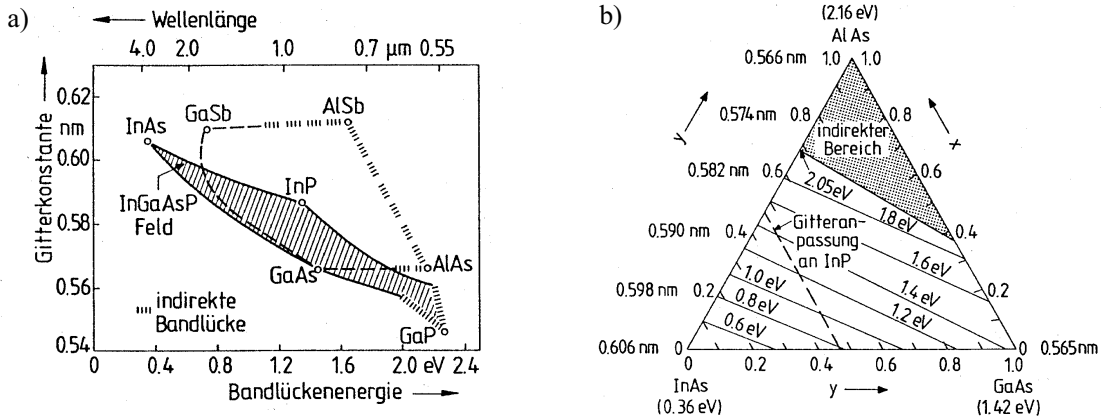


Abbildung 2.2: a) Bandlückenenergie und Gitterkonstante von III-V Halbleitern bei 300 K und b) Linien konstanter Bandlücke und Gitterkonstante überlagert in der xy -Kompositionsebene für das System $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{As}$ [22].

Je nach verwendeten Halbleitermaterialien können VCSELs mit verschiedenen Emissionswellenlängen realisiert werden. Auf binären GaAs- oder InP-Substraten werden verschiedene III-V Halbleitermaterialien sowie deren ternäre oder quaternäre Verbindungen gitterangepaßt (oder auch gitterverspannt, wenn der Unterschied der Gitterkonstanten nicht zu groß ist) epitaktisch aufgewachsen. Die möglichen Zusammensetzungen solcher Halbleitersysteme können aus der Abbildung 2.2 entnommen werden, wobei nur die *direkten* Halbleiter als aktive Bauelemente in Frage kommen. Für „short-haul data communication“ sind auf GaAs basierte $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Halbleitersysteme mit Emissionswellenlängen von 750 bis 1050 nm von Bedeutung,

wobei die Verwendung von $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ als aktives Material eine Gitterverspannung (*strain*) bedeutet.

2.2 Quantenfilme

Wie bei allen Halbleiterlasern besteht die aktive Zone eines VCSEL aus III-V Halbleitermaterialien. Wechselwirkungen zwischen Licht und Material basieren auf Generations- und Rekombinationsprozessen, die durch Übergänge der Elektronen zwischen *Valenz-* und *Leitungsband* hervorgerufen werden. Besonders interessant ist die *stimulierte Emission*, durch die eine Lichtverstärkung im Laser erst möglich wird. Bedingungen für die Lichtverstärkung sowie qualitative Aussagen über das Gewinnspektrum eines Halbleiterlasers lassen sich durch die **Einstein-Beziehungen** relativ leicht herleiten, während eine quantitative Vorhersage des Gewinnspektrums eine komplizierte quantenmechanische Analyse voraussetzt.

2.2.1 Emission und Absorption

Übergänge der Elektronen zwischen Valenz- und Leitungsband können durch Emission oder Absorption elektromagnetischer Strahlung erfolgen. Man unterscheidet zwischen drei Elementarprozessen: *spontane Emission*, *stimulierte Emission* und *Absorption*.

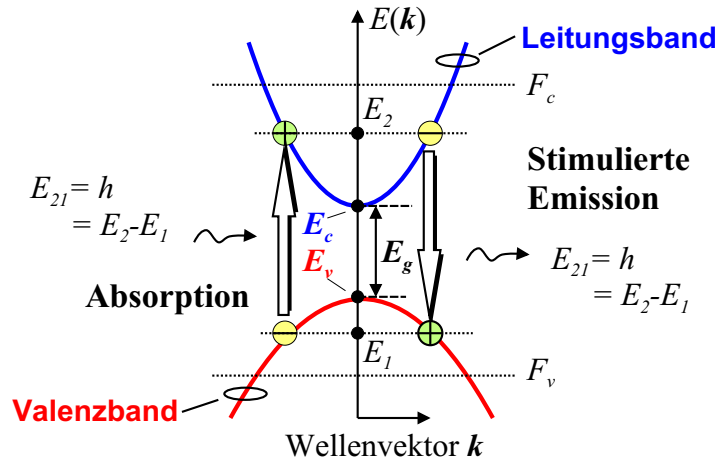


Abbildung 2.3: Illustration der Bänderstruktur vom Halbleitermaterial und des prinzipiellen Zusammenhangs von Absorption und stimulierter Emission.

Der Übergang eines Elektrons vom Energieniveau E_1 im Valenzband nach E_2 im Leitungsband geschieht unter Absorption eines Photons der Energie $E_{21} = h\nu = E_2 - E_1$, wobei ν die optische Frequenz und $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ die *Planck'sche Konstante* beschreibt (vgl. Abbildung 2.3). Die Absorptionsrate $r_{12}(E_{21})$, definiert als die Anzahl

der pro Zeiteinheit absorbierten Photonen der Energie E_{21} im Verhältnis zur vorhandenen Anzahl von Photonen der Energie E_{21} , ist gegeben durch [23]:

$$r_{12}(E_{21}) = B_{12} \cdot \rho_c(E_2) \cdot \rho_v(E_1) \cdot [1 - f_c(E_2)] \cdot f_v(E_1) \quad (2.1)$$

mit der Proportionalitätskonstante B_{12} . ρ_c und ρ_v kennzeichnen die Elektronenzustandsdichte im Leitungs- und Valenzband, während f_c und f_v die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Elektronen im Leitungs- und Valenzband beschreiben. Nach [23] lassen sich f_c und f_v durch *Fermi-Dirac* Verteilungen wie folgt beschreiben:

$$f_{c,v}(E_{2,1}) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_{2,1} - F_{c,v}}{k_B \cdot T}\right) + 1} \quad , \quad (2.2)$$

wobei F_c , F_v die *Quasi-Fermi-niveaus* im Leitungs- und Valenzband, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Ws/K die *Boltzmann-Konstante* und T die absolute Temperatur darstellen.

Der Umkehrprozess der Absorption ist die stimulierte Emission. Das Strahlungsfeld eines Photons der Energie E_{21} bewirkt den Übergang eines Elektrons von E_2 im Leitungsband nach E_1 im Valenzband unter Emission eines weiteren Photons des gleichen Schwingungszustands. Die entsprechende stimulierte Emissionsrate $r_{21}(E_{21})$, definiert als die Anzahl der pro Zeiteinheit erzeugten Photonen der Energie E_{21} im Verhältnis zur Anzahl der vorhandenen Photonen der Energie E_{21} , ist analog zu Gl. (2.1) gegeben durch:

$$r_{21}(E_{21}) = B_{21} \cdot \rho_c(E_2) \cdot \rho_v(E_1) \cdot f_c(E_2) \cdot [1 - f_v(E_1)] \quad (2.3)$$

mit der Proportionalitätskonstante B_{21} .

Zusätzlich zu den beiden beschriebenen Prozessen können Interband-Übergänge auch spontan ohne Einwirkung eines externen Strahlungsfeldes erfolgen. Die spontane Emissionsrate $r_{sp}(E_{21})$, definiert als die Anzahl der pro Zeiteinheit emittierten Photonen der Energie E_{21} einer bestimmten Eigenschwingungen der Energie E_{21} , lässt sich beschreiben durch:

$$r_{sp}(E_{21}) = A_{21} \cdot \rho_c(E_2) \cdot \rho_v(E_1) \cdot f_c(E_2) \cdot [1 - f_v(E_1)] \quad (2.4)$$

mit der Proportionalitätskonstante A_{21} .

Im thermischen Gleichgewicht müssen die gesamten Emissions- und Absorptionsraten identisch sein, woraus die **Einstein-Beziehungen** über Betrachtung von *Schwarzkörper-Strahlung* hergeleitet werden können [23]:

$$A_{21} = B_{12} = B_{21} \quad . \quad (2.5)$$

Damit lässt sich eine *Nettorate* der stimulierten Emission $r_{st}(E_{21}) = r_{21}(E_{21}) - r_{12}(E_{21})$ definieren, die mit Hilfe der Gln. (2.1), (2.3) und (2.5) berechnet werden kann:

$$r_{st}(E_{21}) = B_{21} \cdot \rho_c(E_2) \cdot \rho_v(E_1) \cdot [f_c(E_2) - f_v(E_1)] \quad . \quad (2.6)$$

Für Photonenverstärkung müssen mehr Photonen stimuliert emittiert als absorbiert werden. Vernachlässigt man den Beitrag der spontanen Emission, so muss gelten: $r_{st}(E_{21}) > 0$ und damit $f_c(E_2) > f_v(E_1)$. Aus Gl. (2.2) folgt dann sofort $E_{21} < F_c - F_v$. Berücksichtigt man, dass nur Übergänge mit einer Energiedifferenz größer als die Bandlückenenergie $E_g = E_c - E_v$ auftreten dürfen, lässt sich die Bedingung für Photonenverstärkung wie folgt formulieren:

$$E_c - E_v \leq E_2 - E_1 < F_c - F_v \quad (2.7)$$

mit den Bandkantenenergien E_c und E_v des Leitungs- und Valenzbandes.

Um die Fermi-Verteilungen f_c und f_v zu bestimmen, müssen nach Gl. (2.2) zunächst die beiden Quasi-Ferminiveaus F_c und F_v ermittelt werden, die nach [23] im direkten Zusammenhang mit der *Elektronendichte* n im Leitungsband

$$n = \int_{E_c}^{+\infty} \rho_c(E') \cdot f_c(E') \cdot dE' = \int_{E_c}^{+\infty} \frac{\rho_c(E')}{\exp[(E' - F_c)/k_B T] + 1} \cdot dE' \quad (2.8)$$

sowie der *Löcherdichte* p im Valenzband

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} \rho_v(E') \cdot [1 - f_v(E')] \cdot dE' = \int_{-\infty}^{E_v} \frac{\rho_v(E')}{\exp[(F_v - E')/k_B T] + 1} \cdot dE' \quad (2.9)$$

stehen, wobei $n = p$ im thermischen Gleichgewicht gelten muss.

2.2.2 Bänderstruktur

Vereinfacht kann man die aktive Zone als ein würfelförmiges Kristallvolumen der Kantenlängen L_x , L_y und L_z betrachten. Die Wellenfunktion $\psi(x, y, z)$ der Elektronen hat dann die Form [23]

$$\psi(x, y, z) \propto \sin(k_x \cdot x) \cdot \sin(k_y \cdot y) \cdot \sin(k_z \cdot z) \quad . \quad (2.10)$$

Mit den Randbedingungen $\sin(0) = \sin(k_i \cdot L_i) = 0$, $i = x, y, z$ müssen die Wellenvektorkomponenten k_x , k_y und k_z folgende Stehwellenbedingung erfüllen:

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \left(\frac{\pi}{L_x} \cdot n_x\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_y} \cdot n_y\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_z} \cdot n_z\right)^2 \quad , \quad (2.11)$$

wobei die Integer-Zahlen n_x , n_y und n_z die Quantenzahlen des Systems darstellen.

Bei direkten Halbleitern wie GaAs oder InP liegen die Maxima der Valenzbänder und das Minimum des Leitungsbandes bei $\mathbf{k} = 0$, wo sich die Löcher bzw. Elektronen bevorzugt aufhalten. In der Nähe des Leitungsbandminimums lässt sich der Bandverlauf $E_c(\mathbf{k})$ durch die parabolische Näherung approximieren [22]

$$E_{c,n}(\mathbf{k}) = E_g + \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_e} \cdot (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad , \quad (2.12)$$

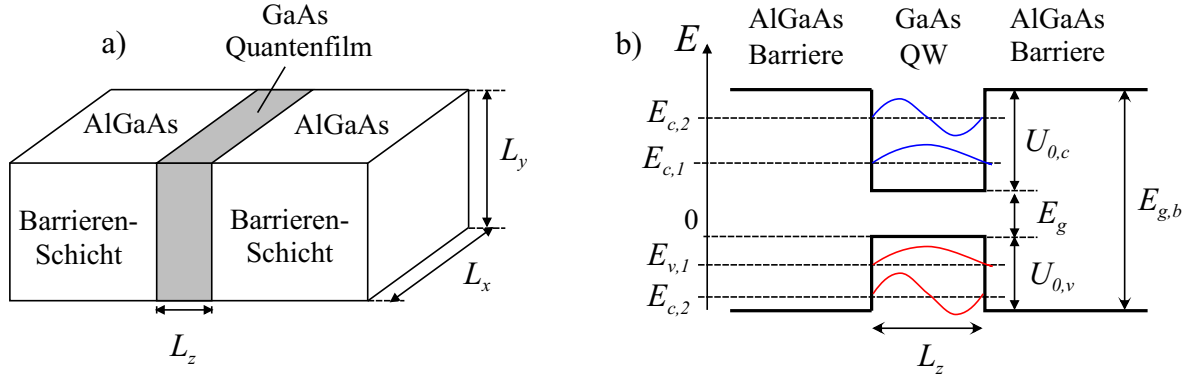


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung a) eines AlGaAs-GaAs-Quantenfilms und b) des entsprechenden Energiebandverlaufes in z -Richtung (nach [22])

wobei als Nullpunkt der Energieskala das Maximum des Valenzbandes gewählt wurde. m_e beschreibt die *effektive Elektronenmasse* und E_g die Bandlückenenergie.

Beim Quantenfilm ist eine der Kantenlängen L_z sehr klein ($< 0.1 \mu\text{m}$), während L_x und L_y relativ große Werte annehmen (siehe Abbildung 2.4 a). Wegen der großen Kantenlängen in x - und y -Richtungen können die beiden Wellenvektorkomponenten k_x und k_y als *quasi-kontinuierlich* angenommen werden. D. h. die Elektronen können sich in der Filmebene frei bewegen und bilden somit ein zweidimensionales Elektronengas. Senkrecht zur Filmebene in z -Richtung ist die Bewegung des im Film gefangenen Teilchen eingeschränkt, und k_z in Gl. (2.12) wird durch diskrete Werte $k_{z,n}$, $n = 1, 2, \dots$ ersetzt. Das Leitungsband wird somit in mehreren *Subbändern* aufgeteilt mit [22]

$$E_{c,n}(\mathbf{k}) = E_g + \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_e} \cdot (k_x^2 + k_y^2 + k_{z,n}^2) = E_{c,n} + \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_e} \cdot (k_x^2 + k_y^2). \quad (2.13)$$

$E_{c,n}$ beschreibt das Energieminimum des n -ten Subbandes (siehe Abbildung 2.4 b) und kann durch Betrachtung des Quantenfilms als ein *eindimensionales Kastenpotenzial* bestimmt werden (siehe [22][24]), wobei die Breite L_z des Quantenfilms und der Potenzialunterschied $U_{0,c}$ zwischen dem Leitungsbandsminimum des Quantenfilms und dem des umgebenen Halbleitermaterials (Barriere) die entscheidenden Einflußgrößen sind.

Wesentlich komplizierter als die Struktur des Leitungsbandes ist die der Valenzbänder, die grob in drei Energiebänder gesplittet sind: eines für die *leichten Löcher* (**lh**, light-holes), eines für die *schweren Löcher* (**hh**, heavy-holes) und ein *Split-Off-Band* (**sb**). Das Band schwerer Löcher ist bei $\mathbf{k} = 0$ mit dem der leichten Löcher entartet, während das Split-Off-Band energetisch um Δ_{sb} ($= 0.33 \text{ eV}$ bei GaAs) tiefer liegt und meistens vernachlässigt wird. Analog zu Gl. (2.13) können die beiden Valenzbänder durch parabolischen Bandverlauf approximiert werden:

$$E_{vh,n}(\mathbf{k}) = -E_{vh,n} - \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_h} \cdot (k_x^2 + k_y^2) \quad h = hh, lh, \quad (2.14)$$

mit der effektiven Löchermasse m_{hh} für die schweren Löcher und m_{lh} für die leichten Löcher.

2.2.3 Verstärkung im Quantenfilm

Wie bereits im Kapitel 2.2.1 erläutert wurde, hängt die optische Verstärkung im Halbleitermaterial von der Anzahl der *Interband*-Übergänge ab. Bei der Berechnung von Übergangsraten müssen Energie- und Impulserhaltungsgesetz eingehalten werden, d. h. in Quantenfilmen sind nur Übergänge zwischen Subbändern der selben Ordnung n erlaubt [24]. Die Energie $E_{n,c\leftrightarrow h}(\mathbf{k})$, die durch Interband-Übergänge zwischen dem n -ten Leitungs-Subband $E_{c,n}(\mathbf{k})$ und dem n -ten Valenz-Subband $E_{vhh,n}(\mathbf{k})$ bzw. $E_{vlh,n}(\mathbf{k})$ frei wird, ist gemäß Gln. (2.13) und (2.14) gegeben durch:

$$E_{n,c\leftrightarrow h}(\mathbf{k}) = E_{c,n} + E_{vh,n} + \frac{\hbar^2}{2} \cdot (k_x^2 + k_y^2) \cdot \left(\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right) \quad h = hh, lh. \quad (2.15)$$

Definiert man eine *reduzierte* effektive Masse $m_{r,hh}$ bzw. $m_{r,lh}$ mit

$$\frac{1}{m_{r,h}} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} = \frac{m_e + m_h}{m_e \cdot m_h} \quad h = hh, lh \quad (2.16)$$

und eine normierte *Subbandlückenenergie* $E_{g,h,n} = E_{c,n} + E_{vh,n}$, so lässt sich Gl. (2.15) wie folgt vereinfachen:

$$E_{n,c\leftrightarrow h}(\mathbf{k}) = E_{g,h,n} + \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_{r,h}} \cdot (k_x^2 + k_y^2) \quad h = hh, lh. \quad (2.17)$$

Unter Berücksichtigung der Energieerhaltung $E_{n,c\leftrightarrow h}(\mathbf{k}) = E_{c,n}(\mathbf{k}) - E_{vh,n}(\mathbf{k}) = E$ und einer strengen Impulserhaltung, erhält man aus Gln. (2.13), (2.14) und (2.17) die möglichen Energiezustände $\hat{E}_{c,h,n}$ für das Leitungsband

$$\hat{E}_{c,h,n} = E_{c,n} + \frac{m_{r,h}}{m_e} \cdot (E - E_{g,h,n}) \quad h = hh, lh \quad (2.18)$$

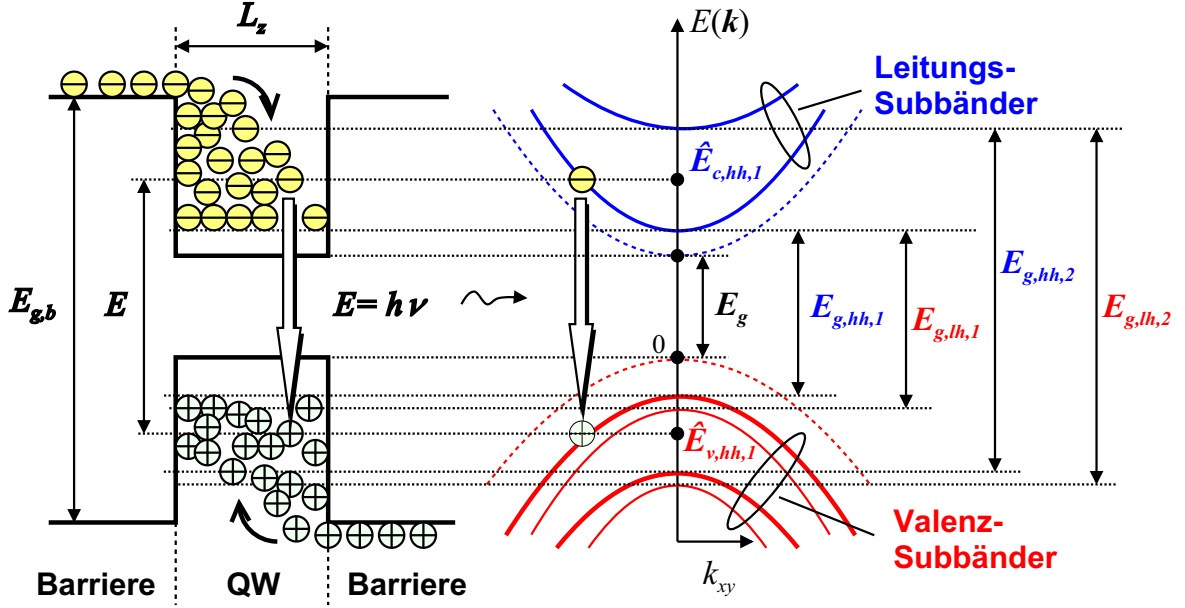
und $\hat{E}_{v,hh,n}$ bzw. $\hat{E}_{v,lh,n}$ für die Valenzbänder

$$\hat{E}_{v,h,n} = -E_{vh,n} - \frac{m_{r,h}}{m_h} \cdot (E - E_{g,h,n}) \quad h = hh, lh. \quad (2.19)$$

Der Zusammenhang ist in Abbildung 2.5 illustriert.

Für Übergänge zwischen dem Leitungsband und Valenzband der schweren Löcher ($c \leftrightarrow hh$) sind die Fermi-Dirac Verteilungen f_c und f_v dann

$$[f_c]_{E,c\leftrightarrow hh,n} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hat{E}_{c,hh,n} - F_c}{k_B \cdot T}\right) + 1} \quad (2.20)$$

Abbildung 2.5: Illustration der stimulierten Emission ($E = h\nu$) im Quantenfilm.

sowie

$$[f_v]_{E, c \leftrightarrow hh, n} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hat{E}_{v, hh, n} - F_v}{k_B \cdot T}\right) + 1} \quad (2.21)$$

Für Übergänge zwischen dem Leitungsband und Valenzband der leichten Löcher ($c \leftrightarrow lh$) sind in Gln. (2.20) und (2.21) folgende Substitutionen vorzunehmen: $\hat{E}_{c, hh, n} \rightarrow \hat{E}_{c, lh, n}$ und $\hat{E}_{v, hh, n} \rightarrow \hat{E}_{v, lh, n}$.

Nach [24] ist der spektrale Gewinnkoeffizient $g(E)$ eines Quantenfilms gegeben durch

$$g(E) = g_0(E) \cdot |M_{ave}|^2 \cdot \sum_n \left\{ \rho_{r, hh, n}(E) \cdot [f_c - f_v]_{E, c \leftrightarrow hh, n} + \rho_{r, lh, n}(E) \cdot [f_c - f_v]_{E, c \leftrightarrow lh, n} \right\} \quad (2.22)$$

mit dem Gewinnvorfaktor

$$g_0(E) = \frac{e^2 \cdot h}{2 \cdot m_0^2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \underline{n}^2 \cdot v_{gr} \cdot E} \quad , \quad (2.23)$$

dem mittleren, energieunabhängigen Matrixelement M_{ave} :

$$|M_{ave}|^2 = \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{m_0}{m_e} - 1 \right) \cdot \frac{E_g + \Delta_{sb}}{2 \cdot \left(E_g + \frac{2}{3} \cdot \Delta_{sb} \right)} \cdot m_0 \cdot E_g \quad . \quad (2.24)$$

und den reduzierten Zustandsdichten $\rho_{r, hh}$ und $\rho_{r, lh}$:

$$\rho_{r, h}(E) = \sum_n \rho_{r, h, n}(E) = \frac{m_{r, h}}{\pi \cdot L_z \cdot \hbar^2} \cdot \sum_n H(E - E_{g, h, n}) \quad h = hh, lh, \quad (2.25)$$

wobei $H(E) = 1$ für $E \geq 0$ die Sprungfunktion, v_{gr} die Gruppengeschwindigkeit, $m_0 = 9.1095 \cdot 10^{-31}$ kg die *Elektronenruhemasse*, $e = 1.60218 \cdot 10^{-19}$ As die *Elementarladung*, $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Js die *Planck'sche Konstante* und $\varepsilon_0 = 8.85418 \cdot 10^{-12}$ As/Vm die *Dielektrizitätskonstante* beschreiben.

2.2.4 Gewinnspektrum

Die bislang angenommene strenge Impulserhaltung ist eine idealisierte Betrachtung. Die endliche Lebensdauer der Elektronen führt zu einer Aufweichung der strengen Auswahlregel und zu einer spektralen Verbreiterung, welche i. Allg. durch eine *Lorentzfunktion* beschrieben wird [22][24]:

$$L(\tilde{E} - E) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\hbar/\tau_{in}}{(\tilde{E} - E)^2 + (\hbar/\tau_{in})^2} \quad (2.26)$$

mit der *Intraband-Relaxationszeit* τ_{in} (≈ 0.1 ps). Fügt man diese Lorentzfunktion in Gl. (2.22) hinzu, so ergibt sich der endgültige Ausdruck für den spektralen Gewinnkoeffizienten:

$$g(E) = g_0(E) \cdot |M_{ave}|^2 \cdot \sum_n \left\{ \int_{E_{g,hh,n}}^{E_{g,b}} \rho_{r,hh,n}(\tilde{E}) \cdot [f_c - f_v]_{\tilde{E},c \leftrightarrow hh,n} \cdot L(\tilde{E} - E) \cdot d\tilde{E} + \int_{E_{g,lh,n}}^{E_{g,b}} \rho_{r,lh,n}(\tilde{E}) \cdot [f_c - f_v]_{\tilde{E},c \leftrightarrow lh,n} \cdot L(\tilde{E} - E) \cdot d\tilde{E} \right\}, \quad (2.27)$$

wobei $E_{g,b}$ für die Bandlückenenergie der Barrieren-Schicht steht. In der Praxis ist der spektrale Bereich der Gewinnkurve meistens so klein, dass nur die erste Subbandkante ($n = 1$) von Interesse ist, wodurch die Gl. (2.27) weiter vereinfacht werden kann.

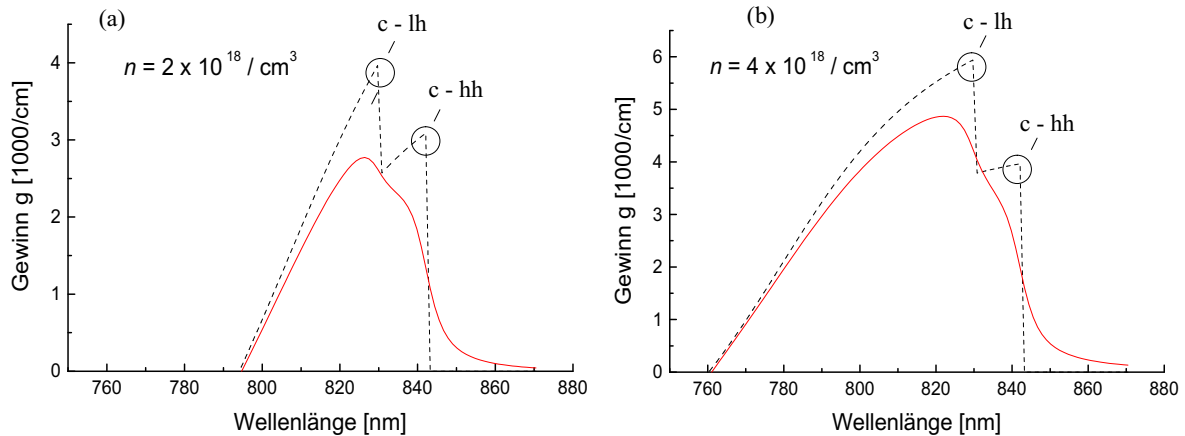


Abbildung 2.6: Gewinnspektrum eines GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As-Quantenfilms bei a) $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und b) $n = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Die *Zick-Zack*-Linie wird durch die Lorentzfunktion mit $\tau_{in} = 0.1$ ps geglättet.

In Abbildung 2.6 ist das Gewinnspektrum eines 8 nm dicken GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As-Quantenfilms bei $T = 300$ K dargestellt. Die typische *Zick-Zack*-Linie des Gewinnspektrums mit dessen lokalen Maxima bei Wellenlängen, die der Energiedifferenz zwischen Leitungs- und Valenz-Subbandkanten ($c \leftrightarrow hh$ und $c \leftrightarrow lh$) entsprechen, ist durch die Berücksichtigung der Intraband-Relaxationszeit τ_{in} geglättet.

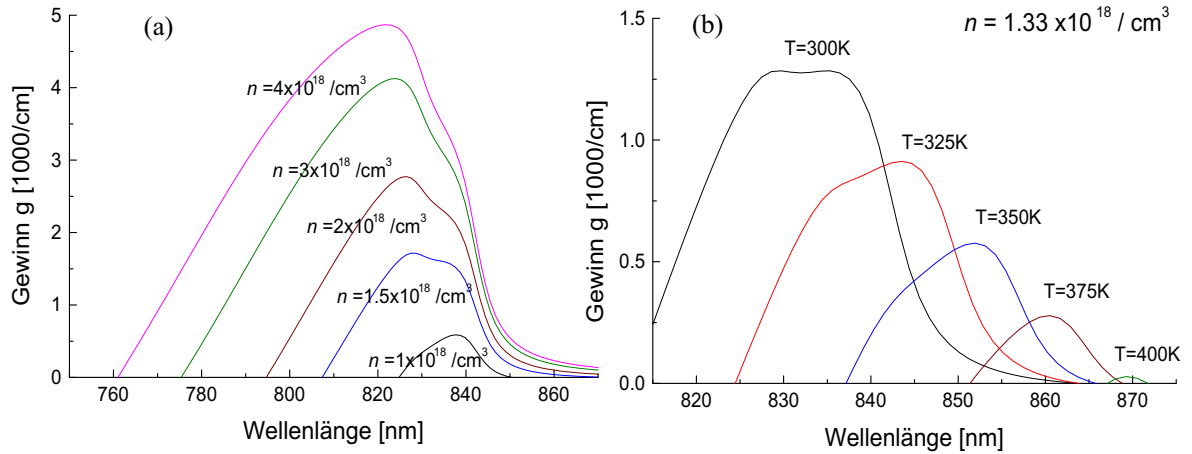


Abbildung 2.7: Gewinnspektrum eines GaAs/Al_{0.25}Ga_{0.75}As-Quantenfilms in Abhängigkeit von a) Elektronendichte n bei $T = 300$ K und b) Temperatur T bei $n = 1.33 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

Mit Zunahme der Elektronendichte n erhöht sich der spektrale Gewinn g kontinuierlich, wobei sich die spektrale Lage des Gewinnmaximums leicht verschiebt (siehe Abbildung 2.7 a). Neben der Elektronendichte n spielt die Temperatur T eine entscheidende Rolle bei der Bestimmung des spektralen Gewinns g . Da sowohl die Bandlückenenergie E_g , die Brechzahl $\underline{n}$ als auch die Quasi-Ferminiveaus $F_{c,v}$ von der Temperatur abhängen, ändert sich das Gewinnspektrum mit der Temperatur. Mit $dE_g/dT = -5 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$ [25] und $d\underline{n}/dT = 4 \cdot 10^{-4} / \text{K}$ [22] ist die Temperaturabhängigkeit des Gewinnspektrums in Abbildung 2.7 b) für $n = 1.33 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dargestellt. Das Gewinnspektrum erfährt der Abbildung zufolge eine Rotverschiebung (*Red-Shift*) von etwa 0.3-0.4 nm/K.

Die spektrale Lage sowie die Höhe und Breite der spektralen Gewinnverteilung können durch unterschiedliche Materialzusammensetzungen des Quantenfilms, der diesen umgebenden Barrieren-Schicht und der Schichtdicke des Quantenfilms manipuliert werden. Hauptverantwortlich für diese spektrale Veränderung ist der energetische Abstand zwischen den Subbändern $E_{c,n}$ und $E_{vh,n}$ bzw. die normierte Subbandlückenenergie $E_{g,h,n}$, die wiederum von der Dicke des Quantenfilms L_z und der Potenzialdifferenz U_0 zwischen den Bandkantenenergien des Quantenfilms und der Barrieren-Schicht abhängt.

Für einen GaAs-Quantenfilm mit Al _{x} Ga_{1- x} As-Barrieren-Schicht sind die berechneten Ergebnisse für $x = 0.15, 0.2, 0.25$ und $L_z = d_{QW} = 8, 9, 10$ nm in Abbildung 2.8

bei einer Elektronendichte von $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dargestellt. Die spektrale Lage der Gewinnverteilung erfährt eine *Red-Shift* bei Vergrößerung der Quantenfilm-Dicke und eine *Blue-Shift* bei Erhöhung des Al-Anteils x der Barrieren-Schicht. Je schmaler der Quantenfilm und je höher die Potenzialdifferenz, desto größer ist i. Allg. auch der zu erwartende Gewinn.

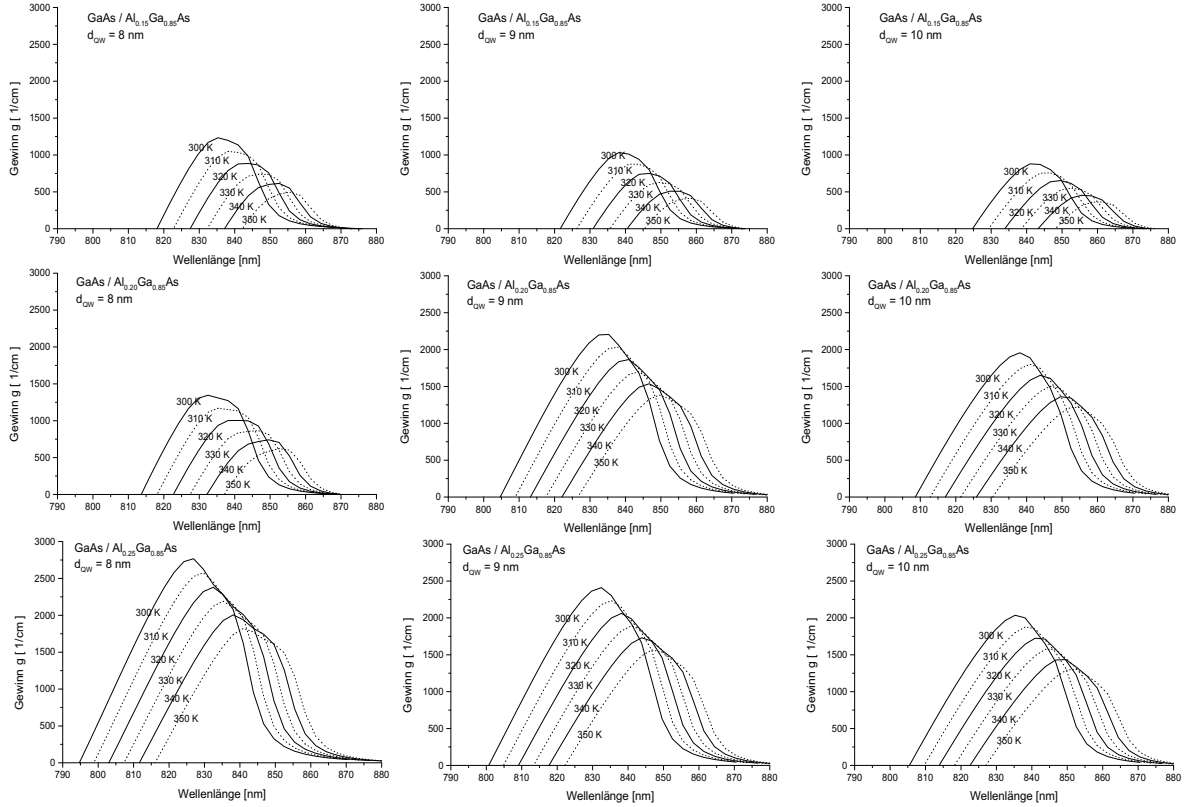


Abbildung 2.8: Gewinnspektren eines GaAs-Quantenfilms der Dicke 8, 9 und 10 nm mit $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Barrieren-Schicht ($x = 0.15, 0.2$ und 0.25) bei einer Elektronendichte von $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Die bei der Berechnung der spektralen Gewinnverteilungen in Abbildung 2.6, 2.7 und 2.8 verwendeten Parameter sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Bandlückenenergie in [eV](Al _x Ga _{1-x} As) [26]	
$E_g(x \leq 0.45)$	$1.424 + 1.247 \cdot x$
$E_g(x > 0.45)$	$1.9 + 0.125 \cdot x + 0.143 \cdot x^2$
Potenzialdifferenz in [eV](Al _x Ga _{1-x} As/GaAs) [24]	
$U_{0,c}(x \leq 0.45)$	$0.747 \cdot x$
$U_{0,c}(x > 0.45)$	$0.747 \cdot x + 1.147 \cdot (x - 0.45)^2$
$U_{0,v}$	$0.5 \cdot x$
Elektronenruhemasse m_0 [22]	$9.1095 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Effektive Masse (Al _x Ga _{1-x} As) [24]	
Elektronen m_e	$(0.0665 + 0.0835 \cdot x) \cdot m_0$
schwere Löcher m_{hh}	$(0.45 + 0.302 \cdot x) \cdot m_0$
leichte Löcher m_{lh}	$(0.08 + 0.057 \cdot x) \cdot m_0$
Brechzahl $\underline{n}$ (Al _x Ga _{1-x} As) [27]	$3.59 - 0.71 \cdot x + 0.091 \cdot x^2$
Temperaturabhängigkeit	
dE_g/dT [25]	$-5 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$
$d\underline{n}/dT$ [22]	$4 \cdot 10^{-4} / \text{K}$
Intraband-Relaxationszeit τ_{in} [24]	0.1 ps
Splitt-Off-Bandenergie $\Delta_{sb}(\text{GaAs})$ [22]	0.33 eV

Tabelle 2.1: Materialparameter für die Berechnung des Gewinnspektrums.

2.3 Distributed Bragg Reflectors

Der Stromfluss in einem konventionellen, kreissymmetrischen, selektiv-oxidierten VCSEL ist in Abbildung 2.9 schematisch dargestellt. Die die aktive Zone umgebenden Spiegel bestehen meistens aus mehreren p - bzw. n -dotierten $\lambda/4$ -Halbleiterschichtpaaren, die eine sehr hohe Spiegelreflektivität von mehr als 99.5% liefern. Diese über die Struktur verteilten Spiegelschichtpaare werden auch als **DBRs** (Distributed Bragg Reflectors) bezeichnet. Die Stromzuführung erfolgt über einen ringförmigen Metallkontakt, der ganz oben auf dem obersten DBR-Schichtpaar sitzt, um die Lichtemission nach außen zu ermöglichen. Die injizierten Löcher fließen von oben durch mehrere p -dotierte DBR-Schichtpaare in die aktive Zone und rekombinieren dort mit den von unten kommenden Elektronen. Der Löcherstrom wird durch eine nicht leitende AlO_x -Apertur eingeschnürt, die oberhalb der aktiven Zone angebracht wird.

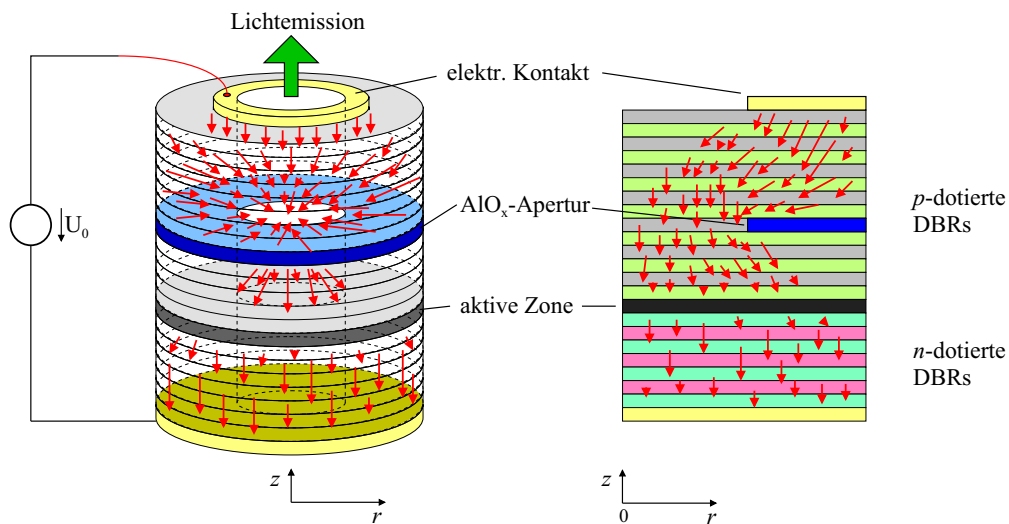


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung des Stromflusses in einem konventionellen selektiv-oxidierten VCSEL mit ringförmiger Stromzuführung

Die Verwendung von mehreren DBR-Schichtpaaren als Resonatorspiegel ergibt eine sehr hohe Spiegelreflektivität im VCSEL und senkt damit den benötigten Schwellengewinn für die Lichtanregung. Elektrisch gesehen bedeutet aber jedes Schichtpaar einen Heteroübergang, den die injizierten Ladungsträger überwinden müssen. Vor allem im oberen p -dotierten Bereich ist ein relativ hoher serieller Widerstand aufgrund der hohen Löcherträgheit zu erwarten. Der mit dem großen Widerstand zusammenhängende hohe elektrische Leistungsverbrauch und die Temperaturerhöhung können durch Veränderung der Materialzusammensetzung der verwendeten Halbleiterschichten und des *Doping-Profiles* drastisch reduziert werden, ohne die hohe Spiegelreflektivität zu beeinträchtigen.

2.3.1 Hetero-Schichtübergänge

Es ist bekannt, dass eine periodische Anordnung von Vielfachschichten mit abwechselnden Brechzahlen $\underline{n}_1$ und $\underline{n}_2$ (die Symbole der Brechzahlen werden hier unterstrichen) sowie Schichtdicken d_1 und d_2 eine hohe Reflektivität in einem begrenzten Spektralbereich um die Wellenlänge $\lambda_c = 2 \cdot (\underline{n}_1 \cdot d_1 + \underline{n}_2 \cdot d_2)$ sowie $\lambda_c/2, \lambda_c/3$ etc. verursacht [28]. Je größer der Brechzahlunterschied $\Delta \underline{n} = \underline{n}_1 - \underline{n}_2$ und je größer die Anzahl der Schichtpaare ist, desto größer ist auch die Reflektivität. In einem GaAs-basierten VCSEL werden gitterangepasste $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -DBRs verwendet, deren Brechzahl $\underline{n}(x) = 3.59 - 0.71 \cdot x + 0.091 \cdot x^2$ vom Al-Anteil x des ternären Mischkristalls abhängt [27]. Somit kann der Brechzahlunterschied und die entsprechende Spiegelreflektivität durch Kontrolle des Al-Anteils eingestellt werden.

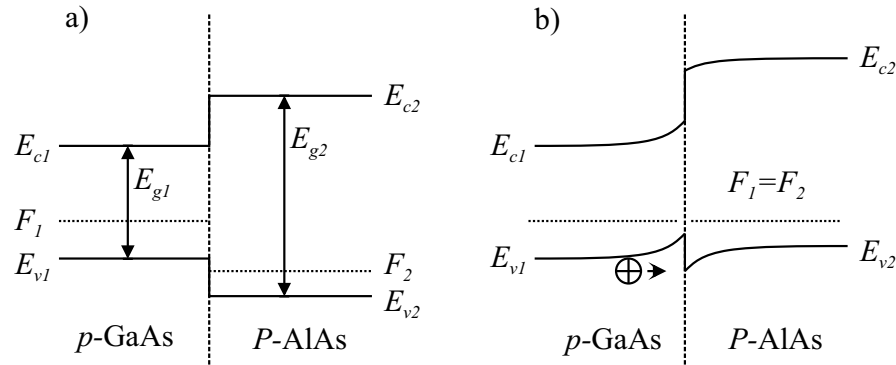


Abbildung 2.10: Energiebanddiagramm zweier Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen Bandlückenenergien und Dotierungen: a) vor und b) nach dem Zusammenbringen

Gleichzeitig hängt auch die Bandlückenenergie $E_g(x)$ vom Al-Anteil x ab (siehe Tabelle 2.1). Das Zusammenbringen zweier Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen Bandlückenenergien E_{g1} und E_{g2} ist in Abbildung 2.10 schematisch dargestellt. Die Lage der beiden Fermi-niveaus F_1 und F_2 hängt von der Dotierung ab und muss beim Zusammenbringen beider Materialien im thermodynamischen Gleichgewicht konstant sein. Dadurch entstehen eine Verbiegung im Verlauf der Leitungs- und Valenzbandkanten E_c bzw. E_v und ein Potentialsprung an der Grenzfläche. Diese Diskontinuität stellt für die injizierten Ladungsträger eine Potenzialbarriere dar, deren Höhe durch die Differenz beider Bandlückenenergien und deren Breite durch die Dotierung bestimmt ist [29].

Um die hohe Potenzialbarriere in einem abrupten Heteroübergang zu eliminieren, ohne an Spiegelreflektivität zu verlieren, wird der Übergang üblicherweise „geglättet“ (*graded interface*). D. h. innerhalb eines kleinen Bereiches im Schichtübergang werden dünne Subschichten mit stufenweise abgesenktem bzw. angehobenem Al-Anteil hinzugefügt, um die große Barrierenspitze (*spikes*) eines abrupten Überganges auf mehrere kleine „spikes“ zu verteilen. Baets *et al.* zeigten in [28], dass solche „graded interfaces“ über 10-20 nm die Spiegelreflektivität der DBRs nicht beeinträchtigen. Tai *et al.*

zeigten in [29], dass das Hinzufügen einer 20 nm dicken $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ Zwischenschicht oder einer „superlattice“-Anordnung mit 10 Perioden von jeweils 1 nm dicken GaAs - $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ Schichtpaaren im Schichtübergang jedes GaAs - $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ DBR-Paars eine Verringerung des seriellen Widerstandes um zwei Größenordnungen gegenüber dem Fall mit abruptem Übergang bewirkt. Der spezifische DBR-Widerstand reduzierte sich von $7 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm}^2$ auf $6.2 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$ bzw. $8.5 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$ pro DBR-Paar.

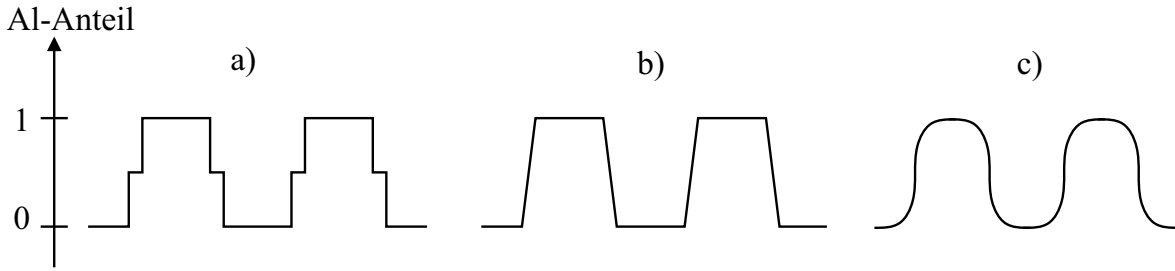


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung von drei unterschiedlichen „interface grading“ zwischen DBR-Schichten: a) stufig, b) linear und c) parabolisch [30].

Der Verlauf des Al-Anteils in der Zwischenschicht nimmt im einfachsten Fall eine lineare Form an (*linear grading*). Geels *et al.* verwendeten in [31] 18 nm dicke, jeweils 2 nm dicke periodische „superlattice“ mit variablem „duty cycle“, so dass der mittlere Al-Anteil quasi linear geglättet ist, und erzielte einen spezifischen DBR-Widerstand von $1.2 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$ pro DBR-Paar. Alternativ dazu kann auch „parabolic grading“ angewendet werden, bei dem der Verlauf des Al-Anteils in der Zwischenschicht statt einer linearen nun eine parabolische Form annimmt. Kopf *et al.* verglichen in [30] den seriellen Widerstand von *p*-dotierten DBR-Strukturen mit einstufig, linear und parabolisch geglätteten Übergangsschichten (siehe Abbildung 2.11) und präsentierten den parabolischen Fall als den am besten geeigneten.

Neben der Veränderung des Al-Anteils in der Zwischenschicht kann die Verringerung des DBR-Widerstandes auch durch Veränderung der Dotierung erzielt werden. Während die Höhe der Potenzial-„spikes“ durch Verringerung des Bandlückenunterschiedes beider DBR-Schichten gesenkt werden kann, hängt die Breite der Übergangsbarriere von der Dotierung ab [29]. In Kombination mit „linear grading“ untersuchten Kurihara *et al.* in [32] *p*-dotierten DBRs mit Dotierungen von $5 \cdot 10^{17}$, $3 \cdot 10^{18}$ und $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und erhielten serielle Widerstände von $3.4 \cdot 10^{-5}$, $2.3 \cdot 10^{-5}$ und $1.1 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$ pro DBR-Schichtpaar (Verhältnis 3:2:1). Eine hohe Dotierung kann den seriellen Widerstand somit effektiv reduzieren. Andererseits bedeutet eine hohe Dotierung aber gleichzeitig eine erhöhte *free carrier absorption* und damit erhöhte elektrische Verluste.

Um dieses Problem zu umgehen, ohne auf die Vorzüge der hohen Dotierung zu verzichten, wurde ein selektives Dotierungsverfahren in [32] vorgeschlagen. Dabei wurden die beiden DBR-Schichten mit $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ niedrig dotiert, während die linear geglättete

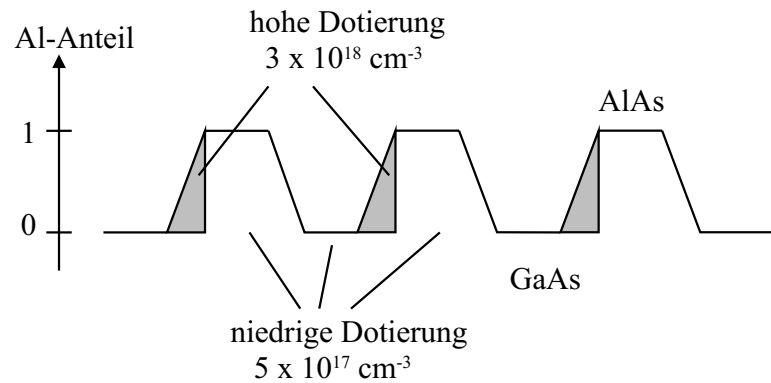


Abbildung 2.12: Lineares „interface grading“ mit periodischer Dotierung. DBR-Schichten sind mit $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und die Zwischenschicht mit $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dotiert [32].

te Zwischenschicht eine hohe Dotierung von $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ erhielt (siehe Abbildung 2.12). Das Ergebnis zeigt einen ähnlichen seriellen Widerstand wie bei dem mit $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ gleichmäßig dotierten DBR. Alternativ wurde in [33] und [34] eine Kombination von „parabolic grading“ und „modulation doping“ verwendet, wo die Zwischenschicht auf der Al-reichen Seite hoch und auf der Al-armen Seite gar nicht dotiert wurde. Ein sehr niedriger serieller Widerstand von $4.4 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$ pro DBR-Schichtpaar wurde in [34] erzielt.

2.3.2 Stromdichteverteilung

Die Verringerung des DBR-Widerstandes durch „interface grading“ und „modulation doping“ resultiert aus der Verkleinerung und Verschmälerung der Potenzialbarriere im DBR-Schichtübergang, wodurch die Ladungsträger diese Barriere leichter „durchtunneln“ können. Die Verringerung des DBR-Widerstandes bedeutet einerseits eine Reduzierung des elektrischen Leistungsverbrauchs und der Bauteilerwärmung, führt aber andererseits auch zu einer Veränderung der räumlichen Stromdichteverteilung in der aktiven Zone. Wie man in Abbildung 2.9 sehen kann, werden die Ladungsträger bei einer ringförmigen Stromzuführung von „außen“ injiziert und durch eine AlO_x -Apertur in einem kleinen Bereich (entspricht dem Bereich der aktiven Zone) eingeschnürt. Das Fehlen von Potenzialbarrieren im DBR-Schichtübergang würde einen ungehinderten Stromdurchfluss in vertikaler Richtung bedeuten und eine erhöhte Ladungsträgerkonzentration am Rand der aktiven Zone begünstigen.

Um die Stromdichteverteilung in der aktiven Zone zu bestimmen, kann die VCSEL-Struktur analog zu [35] als ein Widerstands-Netzwerk aufgefasst werden. Aufgrund des viel größeren seriellen Widerstandes in p -dotierten als in n -dotierten DBRs, wird hier nur der Löcherstrom in den oberen p -dotierten DBRs berücksichtigt, und die aktive Schicht gegen Masse gelegt. Bei der Erstellung des Widerstands-Netzwerkes wird jede

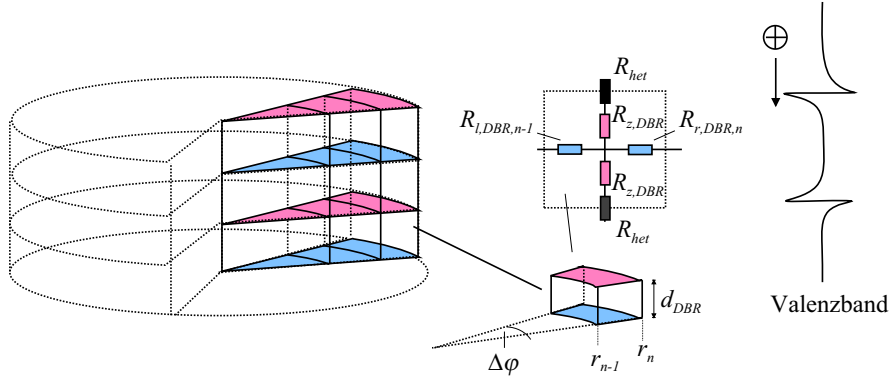


Abbildung 2.13: VCSEL als Widerstands-Netzwerk mit dem Materialwiderstand $R_{z,DBR}$ für die vertikale Richtung, $R_{l,DBR,n-1}$ bzw. $R_{r,DBR,n}$ ($n = 1, 2 \dots N$) für die horizontale Richtung und dem Übergangswiderstand R_{het} (analog zu [35]).

DBR-Schicht in N Zellen gleichen Volumens unterteilt, wobei jede Zelle nominell mit vier ohmschen Widerständen besetzt ist, die den Materialwiderstand in vertikaler und horizontaler Richtung berücksichtigen (siehe Abbildung 2.13). Pro Schichtübergang wird zusätzlich ein „Übergangswiderstand“ R_{het} hinzugefügt, der den Tunnelvorgang der Löcher durch die Potenzialbarriere berücksichtigt.

Sind die spezifischen Widerstände (in $[\Omega \text{ cm}]$) der beiden DBR-Schichtpaare ϱ_1 und ϱ_2 und die Schichtdicken d_1 und d_2 , so gilt:

$$R_{z,DBR1} = \frac{d_1}{2} \cdot \frac{\varrho_1}{\int_{r_{n-1}}^{r_n} \Delta\varphi \cdot r \cdot dr} = \frac{\varrho_1 \cdot d_1}{\Delta\varphi \cdot r_1^2} \quad (2.28)$$

und

$$R_{z,DBR2} = \frac{d_2}{2} \cdot \frac{\varrho_2}{\int_{r_{n-1}}^{r_n} \Delta\varphi \cdot r \cdot dr} = \frac{\varrho_2 \cdot d_2}{\Delta\varphi \cdot r_1^2} \quad (2.29)$$

mit

$$r_1^2 = r_n^2 - r_{n-1}^2 \quad , \quad n = 1, 2 \dots N \quad (2.30)$$

wegen der Volumengleichheit. Ist weiter der spezifische Widerstand des Übergangswiderstandes ϱ_{het} (in $[\Omega \text{ cm}^2]$), so gilt analog:

$$R_{het} = \frac{\varrho_{het}}{\int_{r_{n-1}}^{r_n} \Delta\varphi \cdot r \cdot dr} = \frac{2 \cdot \varrho_{het}}{\Delta\varphi \cdot r_1^2} \quad . \quad (2.31)$$

Da sich die Anordnung der DBR-Schichtpaare periodisch wiederholt, können die vertikalen Materialwiderstände zweier vertikal benachbarten Zellen zusammengefasst werden (siehe Abbildung 2.14). Und zusammen mit dem Übergangswiderstand ergibt

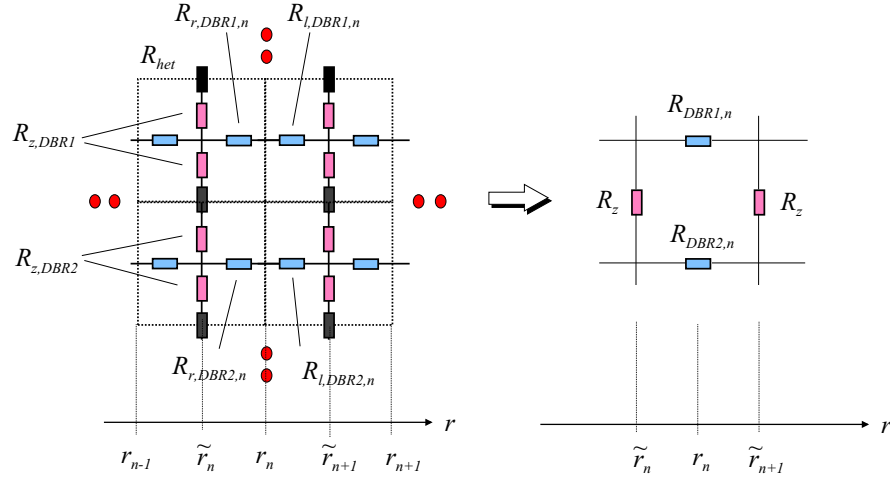


Abbildung 2.14: Zusammenfassung der Widerstände benachbarter Zellen

sich dann ein vertikaler Gesamtwiderstand R_z für jedes DBR-Paar:

$$R_z = R_{z,DBR1} + R_{z,DBR2} + R_{het} = \frac{\varrho_1 \cdot d_1 + \varrho_2 \cdot d_2 + 2 \cdot \varrho_{het}}{\Delta\varphi \cdot r_1^2} \quad . \quad (2.32)$$

Für die Berechnung der Widerstände in horizontaler Richtung wird jede Zelle in zwei Hälften gleichen Volumens aufgeteilt. In einer Zelle mit den Randradien r_{n-1} und r_n liegt die Trennlinie dann genau bei $\tilde{r}_n$ mit

$$r_n^2 - \tilde{r}_n^2 = \tilde{r}_n^2 - r_{n-1}^2 \quad . \quad (2.33)$$

Zusammen mit der Bedingung der Volumengleichheit $r_1^2 = r_n^2 - r_{n-1}^2$ und damit $r_n = \sqrt{n} \cdot r_1$ ergibt sich schließlich

$$\tilde{r}_n = \sqrt{\frac{2n-1}{2}} \cdot r_1 \quad . \quad (2.34)$$

Somit können die horizontalen Widerstände einer DBR-Schicht *DBR1* wie folgt ausgedrückt werden:

$$R_{r,DBR1,n} = \int_{\tilde{r}_n}^{r_n} \frac{\varrho_1}{\Delta\varphi \cdot r \cdot d_1} \cdot dr = \frac{\varrho_1}{\Delta\varphi \cdot d_1} \cdot \ln\left(\frac{r_n}{\tilde{r}_n}\right) \quad (2.35)$$

sowie

$$R_{l,DBR1,n} = \int_{r_n}^{\tilde{r}_{n+1}} \frac{\varrho_1}{\Delta\varphi \cdot r \cdot d_1} \cdot dr = \frac{\varrho_1}{\Delta\varphi \cdot d_1} \cdot \ln\left(\frac{\tilde{r}_{n+1}}{r_n}\right) \quad . \quad (2.36)$$

Wie in Abbildung 2.14 veranschaulicht, kann man die beiden Widerstände zusammenfassen. Unter Ausnutzung der Gl. (2.34) ergibt sich dann

$$R_{DBR1,n} = R_{r,DBR1,n} + R_{l,DBR1,n} = \frac{\varrho_1}{\Delta\varphi \cdot d_1} \cdot \ln\left(\sqrt{\frac{2n+1}{2n-1}}\right) \quad . \quad (2.37)$$

Für die zweite DBR-Schicht *DBR2* gilt analog

$$R_{DBR2,n} = \frac{\varrho_2}{\Delta\varphi \cdot d_2} \cdot \ln \left(\sqrt{\frac{2n+1}{2n-1}} \right) \quad . \quad (2.38)$$

Aufgrund der angenommenen kreissymmetrischen Struktur ist eine azimuthale Unabhängigkeit vorausgesetzt mit $\Delta\varphi = 2\pi$.

Das so entworfene Widerstands-Netzwerk wird mit Hilfe von **Orcad PSpice** simuliert. Als Beispiel wird ein selektiv-oxidiertes VCSEL mit ringförmiger Stromzuführung, wie in Abbildung 2.9 schematisch dargestellt, gewählt. Der Radius der Apertur-Öffnung beträgt $7.5 \mu\text{m}$, wobei die AlO_x -Apertur im vierten DBR-Schichtpaar (3 DBR-Paare zwischen der aktiven Zone und der Apertur) gelegt ist. Jede Schicht wird willkürlich in zehn Zellen unterteilt, wobei fünf innerhalb und fünf außerhalb der Apertur-Öffnung liegen. Es ergibt sich $r_1 = 3.13 \mu\text{m}$ und damit eine Gesamtfläche von $A \approx 3.1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$.

Gewählt werden außerdem $26.5 \lambda/4\text{-Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As-Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ -Schichtpaare mit einer $\lambda/2$ -GaAs-Deckschicht, wobei die p -Dotierung für $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, für $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und für die GaAs-Deckschicht $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ beträgt. Bei einer nominellen Wellenlänge von $\lambda = 850 \text{ nm}$ und einer angelegten Spannung U ergibt sich dann aus Abbildung 2.15 a) die Abhängigkeit des gesamten DBR-Widerstandes $R_{DBR} = U/I$ bzw. des spezifischen Widerstandes ϱ_{DBR} (in $[\Omega \text{ cm}^2]$) pro DBR-Paar vom spezifischen Übergangswiderstand ϱ_{het} . Ein realistischer Wert von $R_{DBR} = 100 \Omega$ und somit $\varrho_{DBR} = 10 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$ pro DBR-Schichtpaar ergibt sich bei einem spezifischen Übergangswiderstand ϱ_{het} von $2.5 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$.

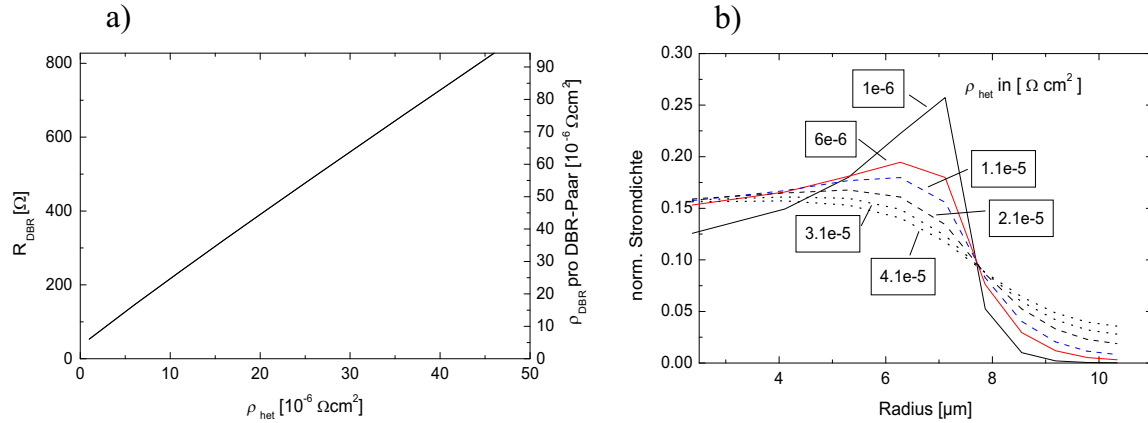


Abbildung 2.15: PSpice-Simulationsergebnisse a) DBR-Widerstand R_{DBR} sowie der spezifische Widerstand ϱ_{DBR} und b) normierte räumliche Stromdichteverteilung in der aktiven Zone in Abhängigkeit vom spezifischen Übergangswiderstand ϱ_{het} .

Der Einfluss des DBR-Widerstandes auf die räumliche Stromdichteverteilung in der aktiven Zone ist in Abbildung 2.15 b) dargestellt. Während die Verteilung bei einem

kleinen Übergangswiderstand mit $\varrho_{het} = 1 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$ ein deutliches Maximum am Rand der aktiven Zone zeigt, ist eine relativ gleichmäßige Verteilung bereits bei $\varrho_{het} = 3 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ cm}^2$ zu beobachten. Eine gleichmäßige Stromverteilung in der aktiven Zone ist zwar erwünscht; sie wird aber hier durch einen größeren DBR-Widerstand, höhere Ladungsträgerverluste (*carrier dissipation*) wegen der geringeren Stromeinschnürung und damit durch einen höheren elektrischen Leistungsverbrauch erkauft.

Kapitel 3

Wellenführung in selektiv-oxidierten VCSELs

In einem nichtmagnetischen, isotropen homogenen Medium kann die Wellenausbreitung eines harmonischen elektrischen Feldes $\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z) \cdot \exp(j \omega_0 t)$ mit der Kreisfrequenz ω_0 durch die allgemeine Wellengleichung beschrieben werden:

$$\Delta \vec{E} + \omega_0^2 \cdot \mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \underline{\varepsilon} \cdot \vec{E} = 0 \quad , \quad (3.1)$$

wobei Δ den Laplace-Operator, μ_0 die Permeabilitätskonstante, ε_0 die Dielektrizitätskonstante des freien Raumes und $\underline{\varepsilon}$ die relative komplexe Dielektrizitätskonstante des Mediums bezeichnet. Definiert man eine komplexe Brechzahl $\underline{n}$ mit

$$\underline{n}^2 = (\underline{n}' - j\underline{n}'')^2 = \underline{\varepsilon} \quad , \quad (3.2)$$

so kann Gl. (3.1) umgeformt werden in

$$\Delta \vec{E} + k_0^2 \cdot \underline{n}^2 \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.3)$$

mit der Wellenzahl $k_0 = \omega_0/c = \omega_0 \cdot \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ und der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c .

Im VCSEL werden linear polarisierte Wellen generiert, wobei die Lichtausbreitung senkrecht zur Waferoberfläche erfolgt. Beschreibt die z -Achse eines kartesischen Koordinatensystems die Ausbreitungsrichtung und die (x, y) -Ebene die Waferoberfläche, so gilt für eine in x -Richtung linear polarisierte Welle mit ihrer x -Komponente

$$\underline{E}_x(x, y, z) = E_x(x, y) \cdot \varphi(z) \quad (3.4)$$

entsprechend Gl. (3.3) die folgende Beziehung:

$$(\Delta_t E_x) \varphi + E_x \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + k_0^2 \cdot \underline{n}^2 \cdot E_x \cdot \varphi = 0 \quad (3.5)$$

mit

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \Delta_t + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad . \quad (3.6)$$

3.1 Resonanzbedingung

In einem Fabry-Perot-Resonator mit zwei ebenen Spiegeln lässt sich die Lasertätigkeit durch Rückkopplung der Felder erzeugen. In einem Resonator der Länge L kann die z -abhängige Wellenfunktion $\varphi(z)$ aus Gl. (3.4) durch Überlagerung von hin- und rücklaufenden Wellen ausgedrückt werden:

$$\varphi(z) = \underbrace{E^+ \cdot \exp(-j \gamma z)}_{\text{hinlaufende Welle}} + \underbrace{E^- \cdot \exp(-j \gamma (L - z))}_{\text{rücklaufende Welle}} \quad , \quad (3.7)$$

wobei E^+ und E^- die komplexen Amplituden der hin- und rücklaufenden Wellen beschreiben. Für die komplexe Ausbreitungskonstante γ gilt i. Allg.

$$\gamma = \beta - j \frac{\alpha}{2}$$

mit der Phasenkonstante β der optischen Welle und dem Absorptionskoeffizienten α des Mediums. Gleichung (3.5) kann umgeformt werden in

$$\Delta_t E_x + (k_0^2 \cdot \underline{n}^2 - \gamma^2) \cdot E_x = 0 \quad . \quad (3.8)$$

Erfolgt die Wellenausbreitung in einem aktiven Medium mit dem Verstärkungskoeffizienten g , so gilt

$$\varphi(z) = E^+ \cdot \exp\left(-j \beta z + \frac{g - \alpha}{2} \cdot z\right) + E^- \cdot \exp\left(-j \beta (L - z) + \frac{g - \alpha}{2} \cdot (L - z)\right) \quad . \quad (3.9)$$

Seien $r_1 = |r_1| \cdot e^{j\phi_1}$ und $r_2 = |r_2| \cdot e^{j\phi_2}$ die Reflexionskoeffizienten der beiden Resonatorspiegel, so muss außerdem

$$E^+ = r_1 \cdot E^- \cdot \exp\left(-j \beta L + \frac{g - \alpha}{2} \cdot L\right) \quad (3.10)$$

und

$$E^- = r_2 \cdot E^+ \cdot \exp\left(-j \beta L + \frac{g - \alpha}{2} \cdot L\right) \quad . \quad (3.11)$$

gelten. Somit ergibt sich für die stationäre Lasertätigkeit die folgende Resonanzbedingung:

$$r_1 \cdot r_2 \cdot \exp((g - \alpha) \cdot L) \cdot \exp(-2 j \beta L) = 1 \quad (3.12)$$

bzw.

$$|r_1| \cdot |r_2| \cdot \exp((g - \alpha) \cdot L) \cdot \exp(-2 j \beta L + j \phi_1 + j \phi_2) = 1 \quad (3.13)$$

Im VCSEL erfolgt die Verstärkung nicht über der ganzen Resonatorlänge L , sondern nur in einem kleinen Bereich, häufig nur durch sehr dünne Quantenfilme mit einer Gesamtdicke d . Außerdem werden am Ende des Resonators statt planarer Spiegel üblicherweise hochreflektierende DBRs verwendet, so dass die optischen Verluste des

in die DBRs eingedrungenen Feldanteils berücksichtigt werden müssen. Wird $l_{eff,t}$ als die Eindringtiefe des Feldes (hier definiert als 3 dB-Abfall der Feldamplitude) in die oberen und $l_{eff,b}$ als die in die unteren DBRs betrachtet, ergibt sich eine gesamte effektive Resonatorlänge von $L_{eff} = L + l_{eff,t} + l_{eff,b}$, und Gl. (3.13) muss wie folgt umgeschrieben werden:

$$|r_t| \cdot |r_b| \cdot \exp((\langle g \rangle - \langle \alpha \rangle) \cdot L_{eff}) \cdot \exp(-2j\beta L + j\phi_t + j\phi_b) = 1 \quad . \quad (3.14)$$

Da die Verstärkung und Absorption im Resonator nicht gleichmäßig verteilt sind, werden hier zwei Hilfsgrößen $\langle g \rangle$ und $\langle \alpha \rangle$ eingeführt, die den mittleren Gewinnkoeffizient und den mittleren Absorptionskoeffizient über die gesamte effektive Resonatorlänge L_{eff} beschreiben. Außerdem werden die beiden Reflexionskoeffizienten r_1 und r_2 in Gl. (3.13) hier durch r_t für die oberen und r_b für die unteren DBRs ausgetauscht. Daraus ergeben sich die Amplitudenbedingung

$$\langle g \rangle_{th} = \langle \alpha \rangle + \frac{1}{2 \cdot L_{eff}} \cdot \ln \left(\frac{1}{R_t \cdot R_b} \right) \quad (3.15)$$

mit dem mittleren Schwellengewinn $\langle g \rangle_{th}$ und den Spiegelreflektivitäten $R_t = |r_t|^2$ und $R_b = |r_b|^2$ sowie die Phasenbedingung

$$2 \cdot \beta \cdot L - \phi_t - \phi_b = 2 \cdot m \cdot \pi \quad , \quad (3.16)$$

wobei m die longitudinale Ordnung der geführten Moden kennzeichnet. Um die optischen Verluste im Resonator klein zu halten, wird eine sehr kurze Resonatorlänge bevorzugt. Häufig wird $m = 2$ gewählt [36], so dass die Resonatorlänge L genau eine Wellenlänge beträgt.

3.1.1 Transfer-Matrix-Methode

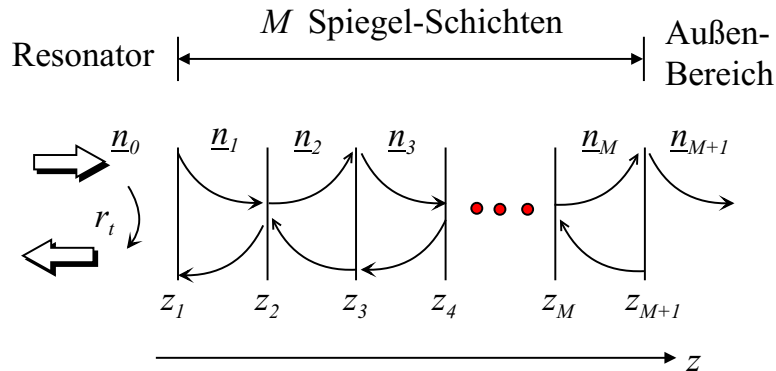


Abbildung 3.1: Schematischer Feldverlauf in VCSEL-DBR-Schichten

Um die Reflexionskoeffizienten r_t und r_b sowie die Eindringtiefen $l_{eff,t}$ und $l_{eff,b}$ zu bestimmen, muss die Feldverteilung im VCSEL bekannt sein. Statt eines homogenen

Mediums wie bisher muss man sich nun ein Medium mit Vielfachschichten aufgrund der alternierenden Brechzahlen der DBR-Schichten vorstellen. Für jede dieser Schichten kann analog zu Gl. (3.7) eine hin- und rücklaufende Welle definiert werden [36]:

$$\varphi_m(z) = \underbrace{E_m^+ \cdot \exp(-j \gamma_m (z - z_m))}_{\text{hinlaufende Welle}} + \underbrace{E_m^- \cdot \exp(j \gamma_m (z - z_m))}_{\text{rücklaufende Welle}} \quad , \quad (3.17)$$

wobei E_m^+ und E_m^- die komplexen Amplituden der hin- und rücklaufenden Wellen, und $\gamma_m = \beta_m - j \alpha_m/2$ deren Ausbreitungskonstante in jeder DBR-Schicht m beschreiben (siehe Abbildung 3.1).

An jedem Schichtübergang z_{m+1} muss $\varphi_m = \varphi_{m+1}$ und $\partial\varphi_m/\partial z = \partial\varphi_{m+1}/\partial z$ gelten und somit

$$E_m^+ \cdot \exp(-j \gamma_m d_m) + E_m^- \cdot \exp(j \gamma_m d_m) = E_{m+1}^+ + E_{m+1}^- \quad (3.18)$$

und

$$E_m^+ \cdot \exp(-j \gamma_m d_m) - E_m^- \cdot \exp(j \gamma_m d_m) = \frac{\gamma_{m+1}}{\gamma_m} \cdot E_{m+1}^+ - \frac{\gamma_{m+1}}{\gamma_m} \cdot E_{m+1}^- \quad , \quad (3.19)$$

wobei $d_m = z_{m+1} - z_m$ die Dicke der Schicht m beschreibt. Vernachlässigt man die Verluste in den Schichten ($\alpha_m = 0$, $\gamma_m = \beta_m$), so können Gln. (3.18) und (3.19) vereinfacht in einer Matrix-Schreibform zusammengefasst werden:

$$\begin{pmatrix} E_{m+1}^+ + E_{m+1}^- \\ E_{m+1}^+ - E_{m+1}^- \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \cos(\beta_m d_m) & -j \sin(\beta_m d_m) \\ -j \frac{\beta_m}{\beta_{m+1}} \sin(\beta_m d_m) & \frac{\beta_m}{\beta_{m+1}} \cos(\beta_m d_m) \end{pmatrix}}_{\mathbf{M}_m} \cdot \begin{pmatrix} E_m^+ + E_m^- \\ E_m^+ - E_m^- \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

bzw. mit dem inversen Matrix $\mathbf{M}_m^{-1}$:

$$\begin{pmatrix} E_m^+ + E_m^- \\ E_m^+ - E_m^- \end{pmatrix} = \mathbf{M}_m^{-1} \cdot \begin{pmatrix} E_{m+1}^+ + E_{m+1}^- \\ E_{m+1}^+ - E_{m+1}^- \end{pmatrix} \quad . \quad (3.21)$$

Wie in Abbildung 3.1 illustriert, ist das Feld an der Resonator-DBR-Grenzfläche $E(z_1) = E_1^+ + E_1^-$, und im Außenbereich gibt es nur eine hinlaufende Welle, so dass $E_{M+1}^- = 0$. Somit kann der Feldverlauf in den oberen DBRs mit insgesamt M_t Spiegelschichten durch multiplikative Kaskadierung der Gl. (3.20) angegeben werden:

$$\begin{pmatrix} E_1^+ + E_1^- \\ E_1^+ - E_1^- \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^{M_t} \mathbf{M}_i^{-1} \cdot \begin{pmatrix} E_{M_t+1}^+ \\ E_{M_t+1}^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{M_t+1}^+ \\ E_{M_t+1}^+ \end{pmatrix} \quad . \quad (3.22)$$

Diese Art der Berechnung wird auch als **Transfer-Matrix-Methode** bezeichnet. Der Feldverlauf in den unteren DBRs mit M_b Spiegelschichten wird auf die selbe Weise berechnet; die Schichtanzahl M_t in der Gl. (3.22) muss lediglich durch M_b ersetzt werden.

Zur Berechnung in Gl. (3.22) wird noch die Phasenkonstante β_m in jeder Schicht benötigt. Analog zu Gl. (3.8) kann nun für jede Schicht eine Wellengleichung aufgestellt werden:

$$\Delta_t E_{x,m} + \left(k_0^2 \cdot \underline{n}_m^2 - \beta_m^2 \right) \cdot E_{x,m} = 0 \quad , \quad (3.23)$$

wobei die Verluste vernachlässigt werden, d. h. $\gamma_m \rightarrow \beta_m$ und $\underline{n}_m$ sind rein reell. Mit der Annahme, dass das Feld $E_{x,m}$ am Schichtübergang $z = z_{m+1}$ unverändert bleibt, d. h. $E_{x,m}(z_{m+1}) = E_{x,m+1}(z_{m+1})$, gilt:

$$k_0^2 \cdot \underline{n}_m^2 - \beta_m^2 = k_0^2 \cdot \underline{n}_{m+1}^2 - \beta_{m+1}^2 \quad . \quad (3.24)$$

Beträgt die Brechzahl des inneren Resonators $\underline{n}_0$ und die Phasenkonstante dort β_0 , so gilt entsprechend Gl. (3.24) folgende Beziehung:

$$\beta_m = \sqrt{\beta_0^2 - k_0^2 \cdot (\underline{n}_0^2 - \underline{n}_m^2)} \quad . \quad (3.25)$$

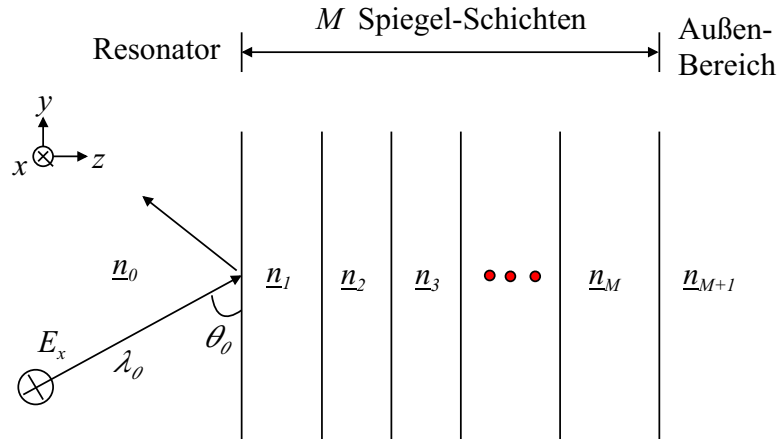


Abbildung 3.2: Einfall einer in x -Richtung linear polarisierten ebenen Welle der Wellenlänge λ_0 mit dem Einfallswinkel θ_0 .

Betrachtet man den Einfall einer in x -Richtung linear polarisierten ebenen Welle, so lässt sich die Phasenkonstante β_0 in einem strahlenoptischen Modell in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ausdrücken (siehe Abbildung 3.2):

$$\beta_0 = k_0 \cdot \underline{n}_0 \cdot \sin(\theta_0) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \underline{n}_0 \cdot \sin(\theta_0)$$

mit der optischen Wellenlänge λ_0 und dem Einfallswinkel θ_0 . Somit kann die Resonanzbedingung aus Gl. (3.16) wie folgt umformuliert werden:

$$2 \cdot \beta_0 \cdot L - \phi_t(\beta_0) - \phi_b(\beta_0) = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \underline{n}_0 \cdot \sin(\theta_0) \cdot L - \phi_t(\lambda_0, \theta_0) - \phi_b(\lambda_0, \theta_0) = 2 \cdot m \cdot \pi. \quad (3.26)$$

Beim VCSEL-Design wird die innere Resonatorlänge L so gewählt, dass sie genau der nominellen Wellenlänge λ_B einer vordefinierten, senkrecht einfallenden Welle ($\theta_0 = 90^\circ$ und damit $\phi_t = \phi_b = 0$) entspricht. Bei $m = 2$ ergibt sich somit:

$$L = \frac{\lambda_B}{\underline{n}_0} \quad . \quad (3.27)$$

Für alle andere Wellen mit $\lambda_0 \neq \lambda_B$ kann die Resonanzbedingung von Gl. (3.26) nur dann erfüllt sein, wenn $\theta_0 \neq 90^\circ$ ist. Da die Größe der Phasendrehungen ϕ_t und ϕ_b sowohl von der Wellenlänge λ_0 als auch vom Einfallswinkel θ_0 abhängt, kann sie nur numerisch bestimmt werden.

3.1.2 Spiegelreflektivität

Die Berechnung der Reflexionskoeffizienten erfolgt über Gl. (3.22) mit

$$r = \frac{E_1^-}{E_1^+} = \frac{m_{11} + m_{12} - m_{21} - m_{22}}{m_{11} + m_{12} + m_{21} + m_{22}} = |r| \cdot e^{j\phi} \quad . \quad (3.28)$$

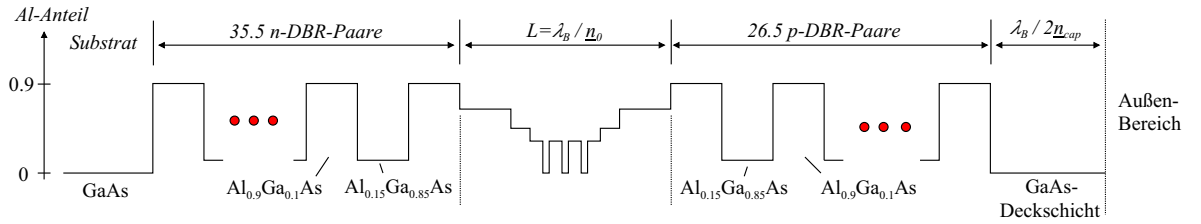


Abbildung 3.3: VCSEL aus $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Material-System

Betrachtet wird nun ein VCSEL aus einem $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Material-System mit $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ -DBRs, wobei die oberen p -dotierten Spiegel aus 26.5 DBR-Paaren und die unteren n -dotierten aus 35.5 DBR-Paaren bestehen (siehe Abbildung 3.3). Der innere Resonator besteht aus drei 8 nm dicken GaAs-QWs, getrennt von 10 nm dicken $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ Barrieren-Schichten, wobei weitere $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Pufferschichten hinzugefügt werden, so dass die Gesamtlänge des inneren Resonators $L = \lambda_B / \underline{n}_0$ beträgt. Für eine nominelle Wellenlänge $\lambda_B = 850 \text{ nm}$ ergibt sich somit eine mittlere Brechzahl von $\underline{n}_0 = 3.3367$ für den inneren Resonator.

Der Betrag und die Phase des Reflexionskoeffizienten r_t für die oberen DBRs sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Der Betrag des Reflexionskoeffizienten zeigt die Kurve eines typischen Bandpassfilters, dessen Höhe und Breite durch Änderung der DBR-Anzahl und Brechzahldifferenz der DBR-Schichten eingestellt werden können. Mit Änderung des Einfallswinkels θ_0 verschieben sich sowohl der Verlauf der Filterkurve als auch der der Phasendrehung ϕ_t . Während bei $\theta_0 = 90^\circ$ der Nulldurchgang der Phasendrehung bei $\lambda_0 = \lambda_B = 850 \text{ nm}$ liegt, verlagert er sich bei $\theta_0 < 90^\circ$ zu kleinerer Wellenlänge

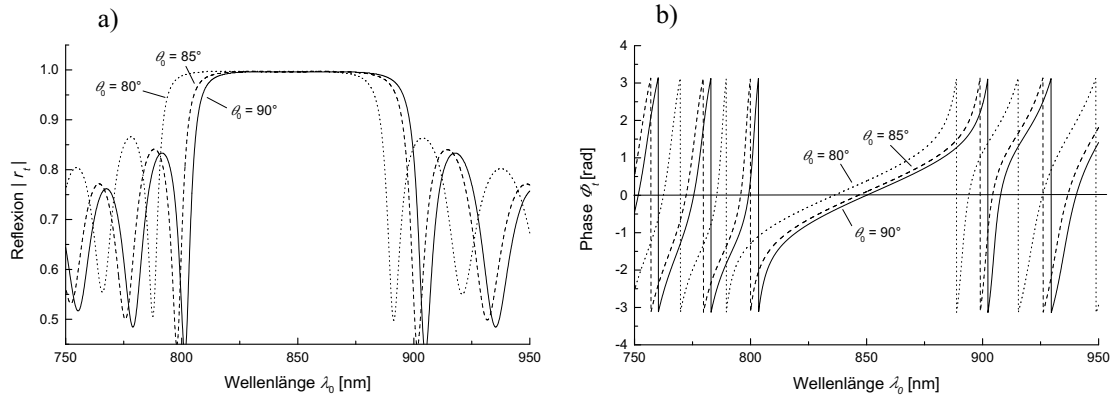


Abbildung 3.4: a) Betrag und b) Phase der Reflexionskoeffizienten r_t für 26.5 Paare p -dotierte $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ -DBRs mit unterschiedlichen Einfallswinkeln θ_0

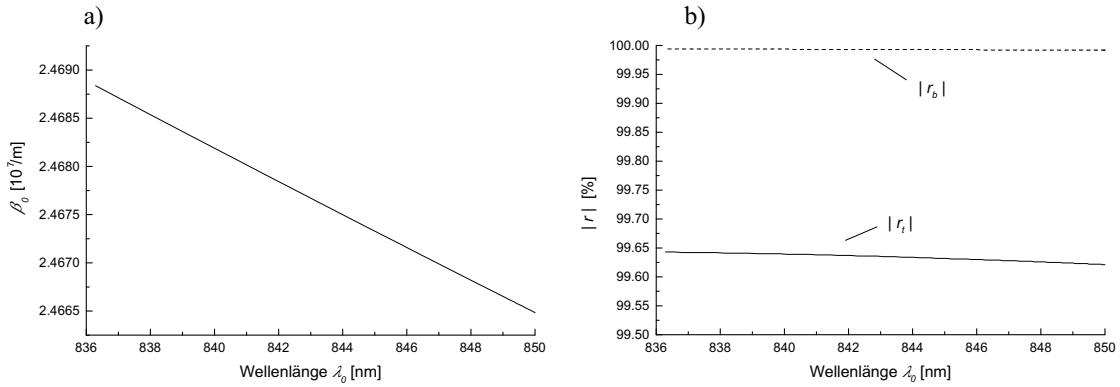


Abbildung 3.5: a) Ausbreitungskonstante β_0 und b) der Betrag der Reflexionskoeffizienten $|r_{t,b}|$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ_0 für den Resonanzfall mit $\lambda_B = 850$ nm.

$\lambda_0 < \lambda_B$. Für den Reflexionskoeffizient der unteren DBRs gilt dies analog, wobei aufgrund deren größeren DBR-Anzahl $|r_b| > |r_t|$.

Für jedes λ_0 kann nun ein θ_0 und somit ein β_0 gefunden werden, das die Resonanzbedingung aus Gl. (3.26) erfüllt. Die aus dem numerischen Verfahren ermittelten möglichen Phasenkonstanten β_0 sind in Abbildung 3.5 a) dargestellt, während die Beträge der entsprechenden Reflexionskoeffizienten $|r_t|$ und $|r_b|$ in Abbildung 3.5 b) verdeutlicht werden. Die Größe der beiden Reflexionsfaktoren bestimmen gemäß Gl. (3.15) den mittleren Schwellengewinn $\langle g \rangle_{th}$, der für den Erhalt der stationären Lasertätigkeit notwendig ist.

3.1.3 Eindringtiefe und Schwellengewinn

Bei der Bestimmung des mittleren Schwellengewinns $\langle g \rangle_{th}$ in Gl. (3.15) sind außer den Reflexionskoeffizienten beider DBR-Spiegel noch die internen optischen Verluste und die effektive Resonatorlänge $L_{eff} = L + l_{eff,t} + l_{eff,b}$ von großer Bedeutung. Während die innere Resonatorlänge $L = \lambda_B / \underline{n}_0$ durch Design-Vorgabe vordefiniert ist, müssen die Eindringtiefe $l_{eff,t}$ und $l_{eff,b}$ durch Betrachtung des Stehwellenfeldes bestimmt werden. Für jede der in Abbildung 3.5 a) dargestellten Ausbreitungskonstanten β_0 kann das Stehwellenfeld mit Hilfe der Gl. (3.20) und der in Gl. (3.22) beschriebenen Transfer-Matrix-Methode berechnet werden.

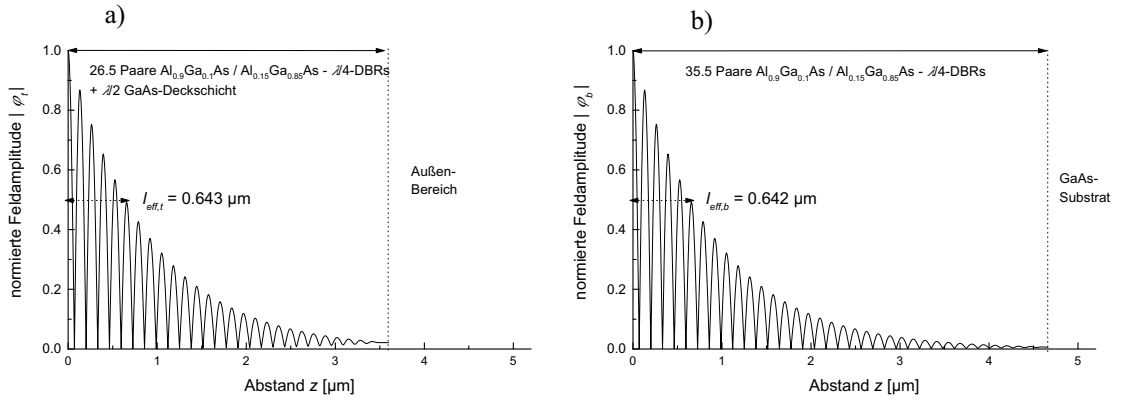


Abbildung 3.6: Betrag der normierten elektrischen Feldamplitude und die Eindringtiefe in den a) oberen und b) unteren DBRs bei $\lambda_0 = 850$ nm

Betrachtet wird nun das gleiche Material-System wie in Abbildung 3.3 illustriert mit $\lambda_B = 850$ nm und $\underline{n}_0 = 3.3367$. Der Betrag der normierten elektrischen Feldamplitude des in die DBRs eingedrungenen Feldanteils für $\lambda_0 = \lambda_B = 850$ nm ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Definiert man die Eindringtiefe als die Halbwertsbreite der Feldamplitude, ergibt sich eine gesamte effektive Resonatorlänge von

$$L_{eff} = L + l_{eff,t} + l_{eff,b} = \frac{850 \text{ nm}}{3.3367} + 0.643 \mu\text{m} + 0.642 \mu\text{m} \approx 1.54 \mu\text{m} \quad .$$

Die Eindringtiefe und somit die effektive Resonatorlänge ändern sich geringfügig mit der Wellenlänge. Die Abhängigkeit der effektiven Resonatorlänge von der Resonanzwellenlänge λ_0 , welche durch eine lineare Funktion beschrieben werden kann, ist in Abbildung 3.7 a) dargestellt.

Zusammen mit den in Abbildung 3.5 b) dargestellten Reflexionskoeffizienten $|r_t|$ und $|r_b|$ kann L_{eff} den mittleren Schwellengewinn $\langle g \rangle_{th}$ gemäß Gl. (3.15) in Abhängigkeit vom mittleren Absorptionskoeffizienten $\langle \alpha \rangle$ bestimmen. Beim VCSEL-Design ist aber nicht der mittlere Gewinn $\langle g \rangle$ über den gesamten Resonator sondern der Materialgewinn g von Interesse, den das aktive Medium mit seiner Dicke d aufbringen muss,

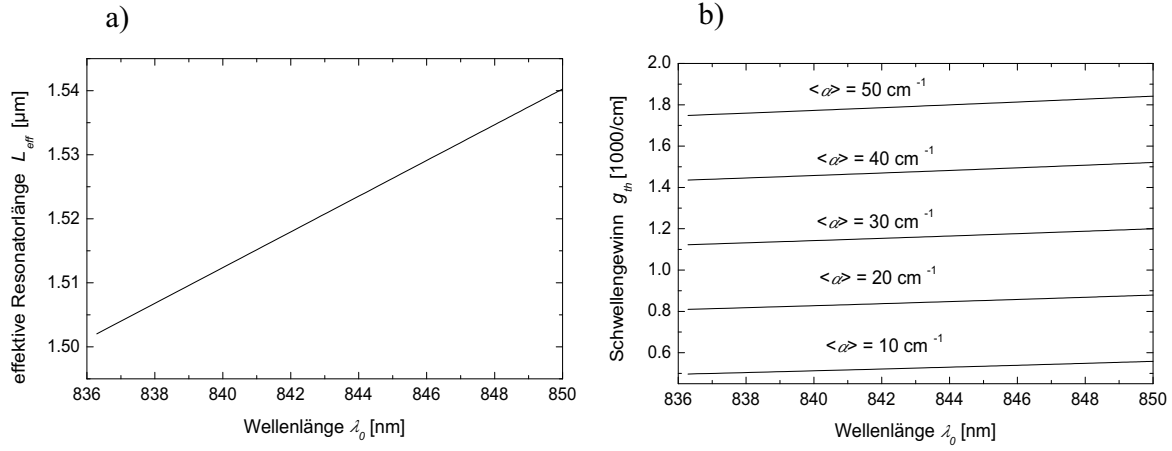


Abbildung 3.7: a) Effektive Resonatorlänge L_{eff} und b) Schwellengewinn g_{th} in Abhängigkeit von der Resonanzwellenlänge λ_0

um den Laserbetrieb aufrecht zu erhalten. Es gilt [2]:

$$\langle g \rangle = \Gamma \cdot g = \Gamma_{xy} \cdot \Gamma_z \cdot g = \Gamma_{xy} \cdot \frac{d}{L_{eff}} \cdot \xi \cdot g \quad , \quad (3.29)$$

wobei Γ_{xy} den lateralen und Γ_z den vertikalen Füllfaktor beschreibt. Da das elektrische Feld $\varphi(z)$ im Resonator nicht gleichverteilt ist, ist ein Gewinnverstärkungsfaktor ξ in der Gleichung berücksichtigt, dessen Größe von der räumlichen Lage des aktiven Materials und dessen Dicke d abhängt. Approximiert man $\varphi(z)$ durch eine in den DBRs exponentiell abklingende sinus-Funktion mit β_0 als Phasenkonstante, so kann ξ gemäß [2] errechnet werden:

$$\xi = 1 + \cos(\beta_0 \cdot z_s) \cdot \frac{\sin(\beta_0 \cdot d)}{\beta_0 \cdot d} \quad , \quad (3.30)$$

wobei z_s den Abstand zwischen dem Feldmaximum der Stehwelle und der räumlichen Lage des aktiven Materials kennzeichnet. Werden sehr dünne QWs der Dicke d in das Feldmaximum gelegt, so gilt $\xi \approx 2$. Liegen sie dagegen im Feldknoten, wird die Verstärkung verschwindend klein sein ($\xi \approx 0$). Mit der Annahme, dass der laterale Füllfaktor $\Gamma_{xy} = 1$ ist, gilt für den Schwellengewinn g_{th} die folgende Bedingung:

$$g_{th} = \frac{1}{\xi \cdot d} \cdot \left[\langle \alpha \rangle \cdot L_{eff} + \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{1}{R_t \cdot R_b} \right) \right] \quad . \quad (3.31)$$

Bei $\xi = 2$ ergibt sich für das in Abbildung 3.3 beschriebene Material-System der Kuenverlauf für den Schwellengewinn g_{th} in Abbildung 3.7 b). Bei einem mittleren Absorptionskoeffizient von $\langle \alpha \rangle = 20 \text{ cm}^{-1}$ wird somit ein Schwellengewinn von $g_{th} \approx 850 \text{ cm}^{-1}$ für den Erhalt der Lasertätigkeit benötigt.

3.2 Transversale Modenverteilung

3.2.1 Laterale Modenführung

Im vorigen Kapitel wurde ein unendlich ausgedehntes Schichtwellenleitersystem ohne Rücksicht auf die laterale Seitenbegrenzung des Wellenleiters betrachtet. In einem selektiv-oxidierten VCSEL erfolgt die seitliche Wellenführung durch das Anbringen einer AlO_x -Apertur, die eine kleinere Brechzahl ($\underline{n}_{ox} \approx 1.6$) besitzt. Sei θ_0 der Einfallswinkel, so gibt es im inneren Bereich des VCSEL ohne AlO_x -Apertur eine Wellenlänge λ_0 und somit eine Phasenkonstante β_0 , die die Phasenbedingung aus Gl. (3.26) erfüllt. Im äußeren Bereich des VCSEL mit AlO_x -Apertur in oberen DBRs wird dieses λ_0 aber aufgrund der veränderten Phasendrehungen ϕ_t und ϕ_b die dortige Phasenbedingung nie erfüllen, woraus eine andere Resonanzwellenlänge $\lambda'_0 \neq \lambda_0$ und damit eine andere Phasenkonstante β'_0 resultiert (siehe Abbildung 3.8). Mit Hilfe der **effektiven Index-Methode** läßt sich folgender Zusammenhang herleiten [37]:

$$\frac{\Delta \underline{n}}{\underline{n}_0} \approx \frac{\Delta \lambda}{\lambda'_0} \quad , \quad (3.32)$$

wobei $\Delta \lambda = \lambda_0 - \lambda'_0$ und $\Delta \underline{n}_0 = \underline{n}_0 - \underline{n}'_0$. λ_0 und λ'_0 stehen für die Resonanzwellenlängen im inneren (ohne AlO_x) und äußeren Bereich, während $\underline{n}_0$ und $\underline{n}'_0$ die entsprechenden Brechzahlen im jeweiligen Bereich repräsentieren.

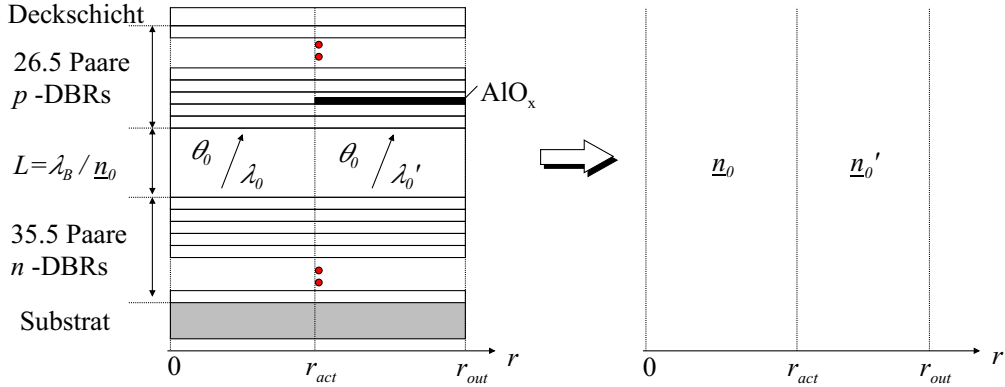


Abbildung 3.8: Effektive Index-Methode für selektiv-oxidierte VCSELs

Die Brechzahldifferenz $\Delta \underline{n}$ zwischen dem inneren und äußeren Bereich hängt stark davon ab, wo sich die AlO_x -Apertur befindet. Betrachtet wird nun der in Abbildung 3.8 illustrierte VCSEL mit einer mittleren Brechzahl $\underline{n}_0 = 3.3367$ für den inneren Resonator und einer 29 nm dicken AlO_x -Schicht im vierten oberen DBR-Paar, das aus $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ (Schicht 1) und $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ (Schicht 2) besteht. Die Formung der AlO_x -Apertur geschieht durch gezielte Oxidation einer dünnen AlO -Schicht, die zwischen den beiden DBR-Schichten angebracht ist. Das berechnete $\Delta \underline{n}$ nach Gl. (3.32)

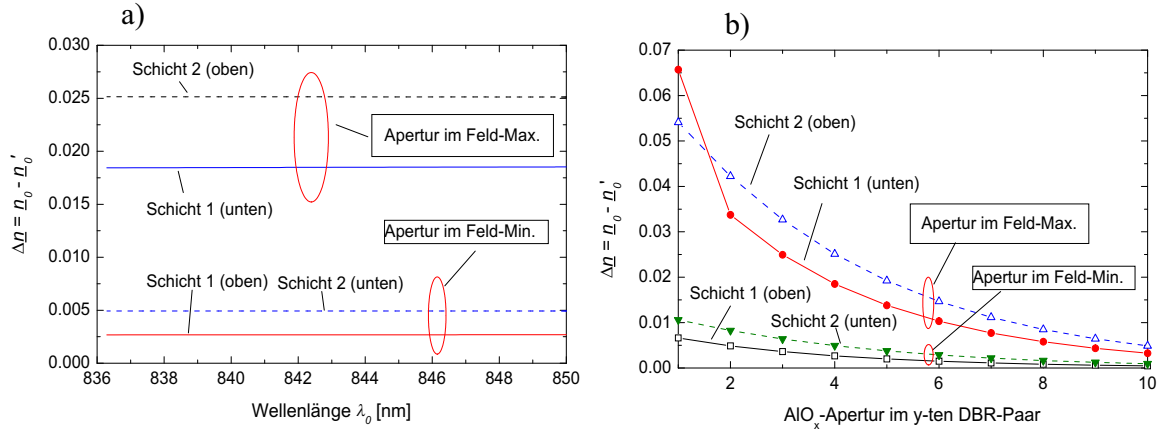


Abbildung 3.9: Δn mit einer 29 nm dicke AlO_x -Apertur a) im vierten DBR-Schichtpaar und b) in unterschiedlichen Positionen bei $\lambda_0 = 850$ nm und $n_0 = 3.3367$.

ist in Abbildung 3.9 a) dargestellt, wobei die Lage der Apertur innerhalb des vierten DBR-Schichtpaars variiert wurde.

Wenn die Apertur in der Nähe des Feldmaximums gelegt wird, ist eine relativ große Brechzahldifferenz von $\Delta n \approx 0.02$ zu erkennen, während eine im Feldknoten gelegte Apertur nur eine kleine von $\Delta n < 0.005$ verursacht. Die Abhängigkeit der Brechzahldifferenz von der Entfernung der Apertur zur Resonator-DBR-Grenzfläche ist in Abbildung 3.9 b) für die Resonanzwellenlänge $\lambda_0 = 850$ nm dargestellt. Je weiter die Apertur von der aktiven Zone entfernt ist, desto kleiner ist Δn .

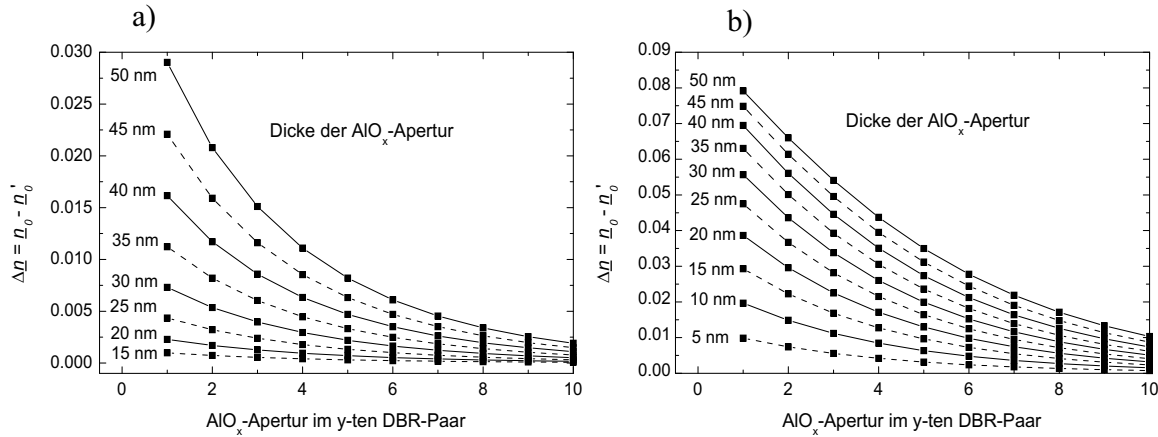


Abbildung 3.10: Δn bei $\lambda_0 = 850$ nm mit $n_0 = 3.3367$ in Abhängigkeit von der Apertur-Dicke, wobei die Apertur im oberen Bereich der a) Schicht 1 (Feldminimum) und b) Schicht 2 (Feldmaximum) des entsprechenden DBR-Paars liegt.

Ebenfalls entscheidend für die Größe der Brechzahldifferenz ist die Dicke der Apertur. Stellvertretend für die beiden Fälle mit Apertur im Feldminimum bzw. -maximum

wurde bei den Berechnungen die Apertur in den oberen Bereich der Schicht 1 bzw. 2 gelegt, wobei deren Dicke von 5 nm bis 50 nm variiert wurde. Die Ergebnisse in Abbildung 3.10 zeigen deutlich, wie Δn mit wachsender AlO_x -Dicke zunimmt. Obwohl die Apertur in der Nähe des Feldknotens liegt (Abbildung 3.10 a), kann Δn einen Wert > 0.02 erreichen, wenn die Apertur genügend dick und ausreichend nah an der aktiven Zone positioniert ist. Umgekehrt gilt dies für die ins Feldmaximum gelegte Apertur (Abbildung 3.10 b): um einen kleinen Wert von Δn zu erreichen, muss die Apertur dünn oder (und) weit von der aktiven Zone entfernt sein.

3.2.2 LP-Moden

Der durch die AlO_x -Apertur verursachte Brechzahlunterschied Δn ist viel kleiner als die Brechzahl des Resonators $\underline{n}_0$ selbst, so dass man die Wellenführung im VCSEL durch ein schwachführendes Stufenfaser-Modell mit der Brechzahl $\underline{n}_0$ für den Kern und $\underline{n}'_0$ für den Mantel näherungsweise beschreiben kann. Für eine in x -Richtung linear polarisierte Welle $\underline{E}_x(x, y, z) = E_x(x, y) \cdot \exp(-j\beta z)$ muss das Feld sowie dessen Ableitungen an der Kern-Mantel-Grenzfläche stetig sein. Die Verwendung eines Zylinder-Koordinatensystems aufgrund der kreiszyklindrischen VCSEL-Struktur führt zu $E_x(x, y) \rightarrow \psi(r, \phi)$ mit den radialen und azimuthalen Abhängigkeiten r und ϕ .

Sei der Radius des Kerns $r = a$ und die Feldverteilung ψ_k im Kern bzw. ψ_m im Mantel, so gilt:

$$\begin{cases} \Delta_t \psi_k + (k_0^2 \cdot \underline{n}_0^2 - \beta^2) \cdot \psi_k = 0 & , \quad r \leq a \\ \Delta_t \psi_m + (k_0^2 \cdot \underline{n}'_0{}^2 - \beta^2) \cdot \psi_m = 0 & , \quad r > a \end{cases} \quad (3.33)$$

mit

$$\Delta_t = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad , \quad (3.34)$$

bzw. in normierter Form

$$\begin{cases} a^2 \cdot \Delta_t \psi_k + u^2 \cdot \psi_k = 0 & , \quad r \leq a \\ a^2 \cdot \Delta_t \psi_m + v^2 \cdot \psi_m = 0 & , \quad r > a \end{cases} \quad (3.35)$$

mit den Normierungen

$$\text{Kernparameter:} \quad u = a \cdot \sqrt{k_0^2 \cdot \underline{n}_0^2 - \beta^2} \quad , \quad (3.36)$$

$$\text{Mantelparameter:} \quad v = a \cdot \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \cdot \underline{n}'_0{}^2} \quad (3.37)$$

und

$$\text{Faserparameter:} \quad V = \sqrt{u^2 + v^2} = a \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sqrt{\underline{n}_0^2 - \underline{n}'_0{}^2} \quad . \quad (3.38)$$

Lösungen der Gl. (3.35) für den Kern sind **Besselfunktionen** $\mathbf{J}_l$ der Ordnung l und für den Mantel **modifizierte Hankelfunktionen** $\mathbf{K}_l$ der Ordnung l mit dem Lösungsansatz [38]

$$\psi_k = C_1 \cdot \mathbf{J}_l \left(r \cdot \frac{u}{a} \right) \cdot \begin{Bmatrix} \cos(l\phi) \\ \sin(l\phi) \end{Bmatrix} \quad (3.39)$$

$$\psi_m = C_2 \cdot \mathbf{K}_l \left(r \cdot \frac{v}{a} \right) \cdot \begin{Bmatrix} \cos(l\phi) \\ \sin(l\phi) \end{Bmatrix} \quad (3.40)$$

Unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen

$$\psi_k(r=a) = \psi_m(r=a) \quad (3.41)$$

und

$$\frac{\partial \psi_k}{\partial r} \Big|_{r=a} = \frac{\partial \psi_m}{\partial r} \Big|_{r=a} \quad (3.42)$$

ergibt sich eine Lösungsgleichung für die $\mathbf{LP}_{lp}$ -Wellen

$$\frac{u \cdot \mathbf{J}_{l+1}(u)}{\mathbf{J}_l(u)} - \frac{v \cdot \mathbf{K}_{l+1}(v)}{\mathbf{K}_l(v)} = 0 \quad , \quad (3.43)$$

welche auch **charakteristische Gleichung** genannt wird.

Für jede Ordnung l kann die Phasenkonstante β bei vorgegebenen Dimensionen λ , a , $\underline{n}_0$ und $\underline{n}'_0$ numerisch bestimmt werden. Gl. (3.43) hat i. Allg. mehrere Lösungen, die mit $p = 1, 2, 3, \dots$ durchnummeriert werden. Die so bestimmten $\mathbf{LP}_{lp}$ -Wellen mit ihren Phasenkonstanten β_{lp} müssen außerdem die Resonanzbedingung aus Kapitel 3.1 erfüllen. D. h. die Phasenkonstanten $\beta_{lp}(\lambda_0)$ müssen den Wert β_0 aus der Abbildung 3.5 a) besitzen. Für jeden transversalen Mode $\mathbf{LP}_{lp}$ ergibt sich somit eine andere Wellenlänge λ_{lp} .

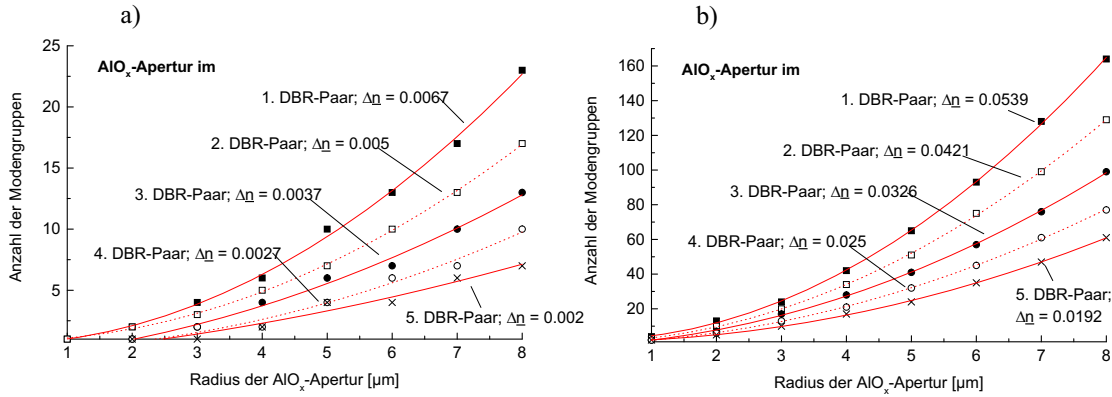


Abbildung 3.11: Anzahl der Modengruppen bei $\lambda_B = 850 \text{ nm}$ mit $\underline{n}_0 = 3.3367$ in Abhängigkeit von der Position und dem Radius der AlO_x -Apertur, wobei die Apertur im a) Feldminimum und b) Feldmaximum liegt.

Die Anzahl der ausbreitungsfähigen $\mathbf{LP}_{lp}$ -Moden im VCSEL sowie deren Wellenlängen λ_{lp} hängen sowohl vom Kernradius a als auch von der quadratischen Brechzahldifferenz $\underline{n}_0^2 - \underline{n}'_0{}^2$ zwischen Kern und Mantel ab, wobei der Kernradius durch die Öffnung und die Brechzahldifferenz durch Dicken- und Positionsänderung der AlO_x -Apertur beeinflusst werden kann. Für eine vorgegebene VCSEL-Struktur mit

$\lambda_B = 850 \text{ nm}$, $\underline{n}_0 = 3.3367$ und der Apertur-Dicke $d_{ox} = 30 \text{ nm}$ kann die Brechzahl-differenz $\Delta \underline{n} = \underline{n}_0 - \underline{n}'_0$ aus der Abbildung 3.10 entnommen werden. Stellvertretend für die beiden Fälle mit AlO_x -Apertur im Feldminimum und -maximum wurde die Apertur wie gewohnt in den oberen Bereich der Schicht 1 und 2 jedes betrachteten DBR-Paars gelegt.

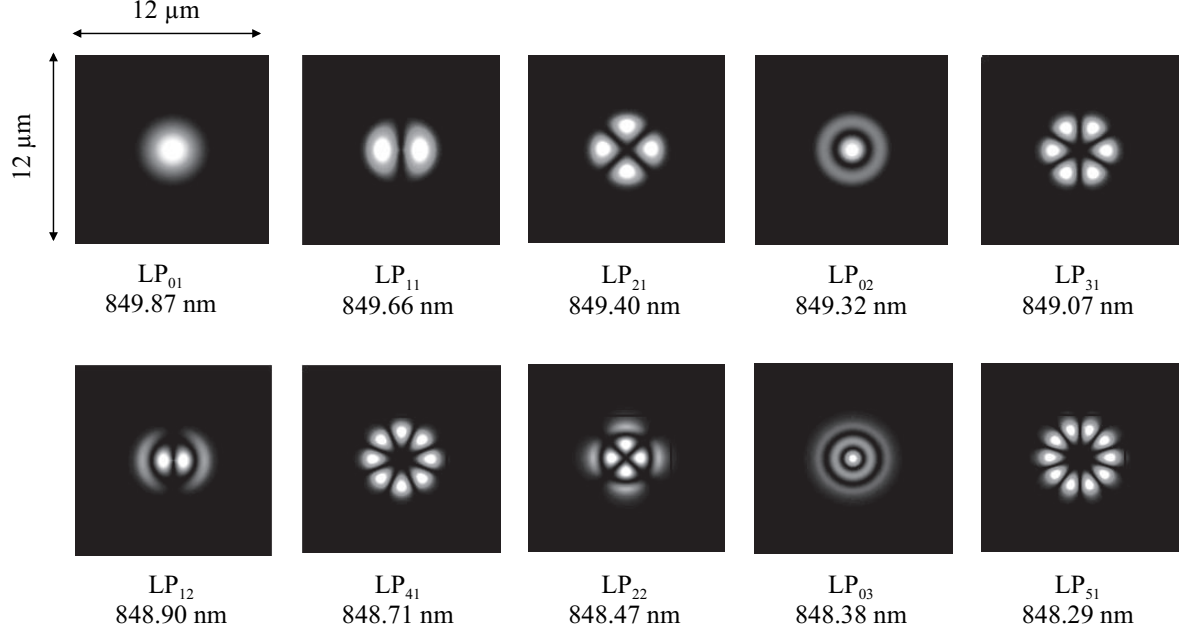


Abbildung 3.12: Berechnete transversale Feldverteilungen der geführten LP-Moden in einem VCSEL mit AlO_x -Apertur im ersten DBR-Paar (Feldminimum) und einem Apertur-Radius von $5 \mu\text{m}$ bei $\lambda_B = 850 \text{ nm}$ und $\underline{n}_0 = 3.3367$.

Abbildung 3.11 gibt die Anzahl der geführten LP-Modengruppen in Abhängigkeit von dem Radius und der Position der AlO_x -Apertur an. Man spricht hier von Modengruppen, weil jeder einzelne LP_{lp} -Mode zwei (bei $l = 0$) bzw. vier (bei $l > 0$) verschiedene Ausführungen haben kann (zwei Polarisationen und zwei geometrische Anordnungen: $\cos(l\phi)$ und $\sin(l\phi)$), die aber bei einer kreissymmetrischen isotropen Struktur die gleiche Phasenkonstante und damit gleiche Wellenlänge haben. Als Beispiel sind in Abbildung 3.12 die Feldverteilungen der in einem $5 \mu\text{m}$ (Radius) großen VCSEL geführten LP-Moden dargestellt, wobei nur eine der beiden geometrischen Anordnungen stellvertretend angezeigt wird.

3.2.3 Abhängigkeit des Gewinns

Die Ergebnisse in Abbildung 3.11 geben nur die Anzahl der im Wellenleiter geführten Moden an. Wieviel transversale Moden letztendlich im VCSEL angeregt werden können, hängt noch davon ab, ob diese Moden den nötigen Schwellengewinn erreichen und wie das Ladungsträger-Konkurrenzverhalten zwischen den Moden aussieht.

Der Material-Gewinn kann aus der spektralen Gewinnverteilung in Abbildung 2.7 bzw. 2.8 gewonnen werden, wobei die benötigte Ladungsträgerdichte durch den injizierten Laserstrom und die Stromdichteverteilung in Abbildung 2.15 b) bestimmt ist.

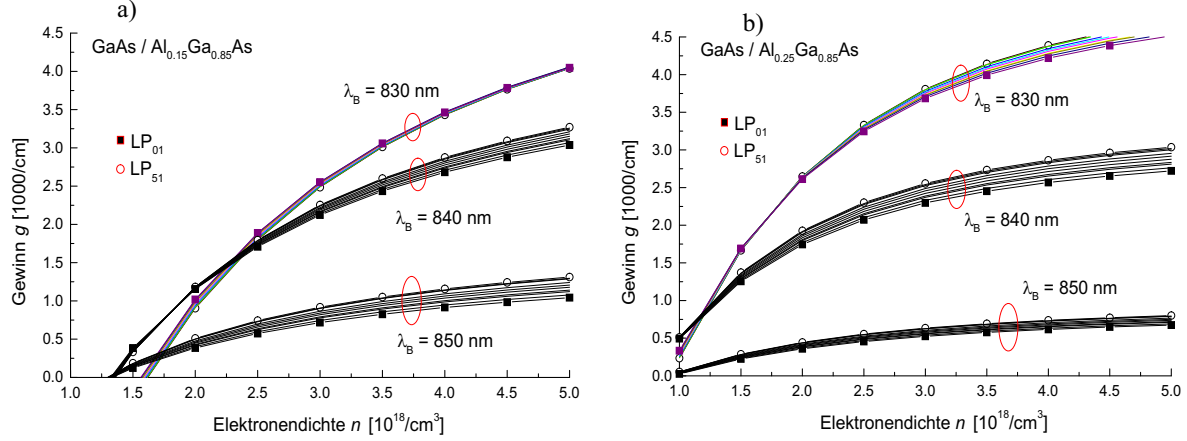


Abbildung 3.13: Material-Gewinn bei 300 K für einen VCSEL mit 8 nm GaAs-QW und 10 nm a) $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ - und b) $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ -Barrieren. AlO_x -Apertur im ersten DBR-Paar (Feldminimum) mit $5\text{ }\mu\text{m}$ Radius, wobei $\lambda_B = 830, 840$ bzw. 850 nm .

Die Größe des Gewinns hängt stark von der relativen spektralen Lage des Gewinnspektrums zu den Resonanzwellenlängen der Moden ab. Ist die vordefinierte Resonanzwellenlänge $\lambda_B = 830, 840$ bzw. 850 nm in einem VCSEL mit einem 8 nm dicken GaAs-QW und 10 nm dicken $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ - bzw. $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ -Barrieren, so ergibt sich bei Raumtemperatur der Zusammenhang in Abbildung 3.13 für den bisher betrachteten VCSEL mit AlO_x -Apertur im ersten DBR-Paar (Feldminimum) und Apertur-Radius von $5\text{ }\mu\text{m}$. Dargestellt sind die Gewinnkurven aller zehn geführten LP-Moden (siehe auch Abbildung 3.12), welche sich sehr gut durch eine $\ln(x)$ -Funktion approximieren lassen:

$$g_j(n) = g_{0,j} \cdot \ln\left(\frac{n}{n_{0,j}}\right) \quad , \quad (3.44)$$

wobei n die Elektronendichte und $j = 1, 2, \dots$ den betrachteten Mode kennzeichnet. Der Gewinnvorfaktor $g_{0,j}$ und die Transparenzdichte $n_{0,j}$ sind nicht nur für die verschiedenen Design-Parameter sondern auch für die einzelnen Moden aufgrund deren unterschiedlichen Wellenlängen i. Allg. unterschiedlich. Neben der Form des Gewinnspektrums und der spektralen Lage der Resonanzwellenlängen wird die Größe des Gewinnunterschiedes vor allem durch den spektralen Abstand zwischen den Moden bestimmt.

Abbildung 3.14 zeigt den berechneten Wellenlängenunterschied zwischen LP_{01} und LP_{11} für den oben betrachteten Fall mit $\lambda_B = 850\text{ nm}$. Je größer $\Delta\lambda = \lambda_{01} - \lambda_{11}$, desto größer ist i. Allg. auch der Gewinnunterschied zwischen den ersten beiden Moden. Sehr große Werte von $\Delta\lambda > 1\text{ nm}$ erreicht man nur, wenn die AlO_x -Apertur

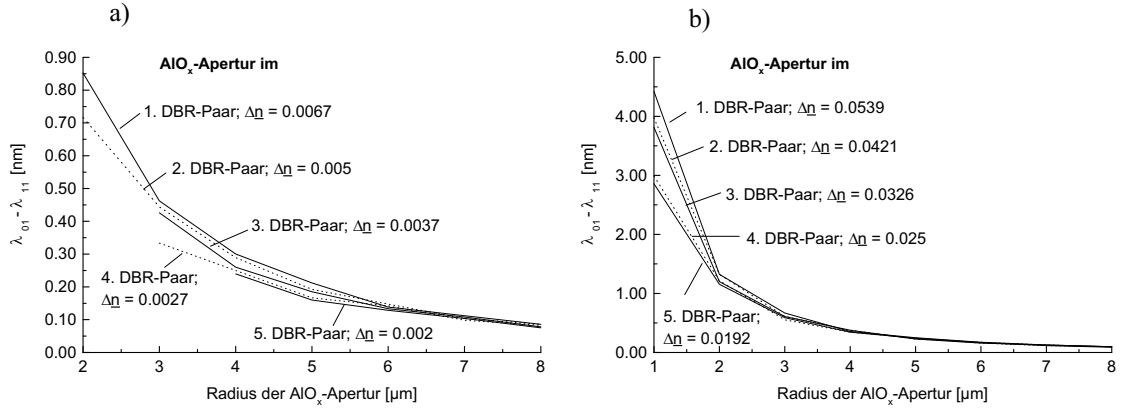


Abbildung 3.14: Wellenlängeunterschied zwischen LP_{01} und LP_{11} bei $\lambda_B = 850 \text{ nm}$, wobei die Apertur im a) Feldminimum und b) Feldmaximum liegt.

einen Radius von $\leq 2 \mu\text{m}$ besitzt und im Feldmaximum liegt. Die maximale spektrale Bandbreite der geführten Moden ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Für den Fall mit einer im Feldminimum gelegten AlO_x -Apertur ergibt sich eine sehr kleine Bandbreite von $< 1.5 \text{ nm}$, so dass man hier von einem einheitlichen Materialgewinn für alle Moden ausgehen kann. Liegt die AlO_x -Apertur aber im Feldmaximum, ergibt sich eine gesamte Bandbreite von mehr als 5 nm , welche unter verschiedenen Temperaturbedingungen zu unterschiedlichem spektralen Gewinn für die einzelnen Moden führen kann.

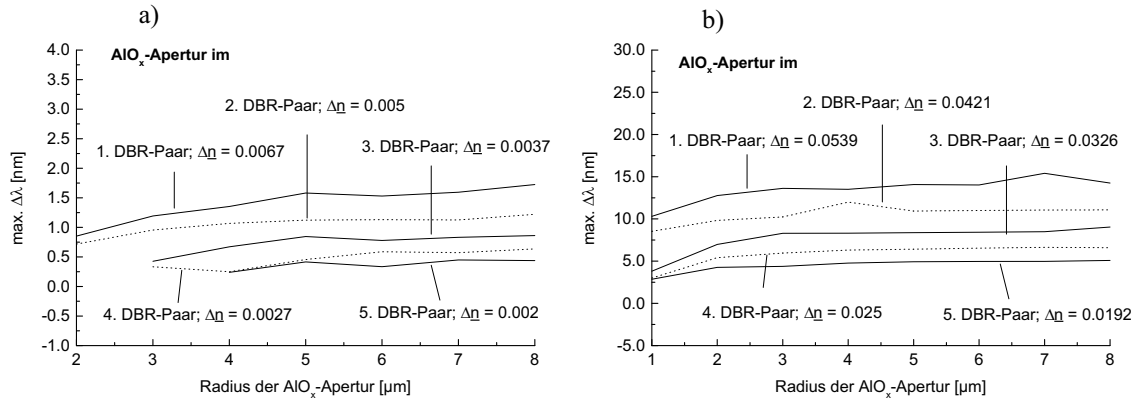


Abbildung 3.15: Maximale spektrale Bandbreite bei $\lambda_B = 850 \text{ nm}$, wobei die Apertur im a) Feldminimum und b) Feldmaximum liegt.

Die Wellenlänge der geführten LP-Moden erfährt mit zunehmender Temperatur einen *Red-Shift* infolge der temperaturbedingten Brechzahländerung. Die berechnete spektrale Verschiebung von 0.08 nm/K (siehe Abbildung 3.16) ist allerdings viel kleiner als der *Red-Shift* des Gewinnspektrums ($0.3\text{-}0.4 \text{ nm/K}$, vgl. Abbildung 2.7 b). Bei

großer Erwärmung von VCSELS kann somit die spektrale Lage der Gewinnverteilung und der LP-Moden soweit versetzt sein, dass der Laserbetrieb eingestellt wird. Da strominduzierte Erwärmung im VCSEL unvermeidbar ist, wird beim Design üblicherweise ein Gewinnspektrum gewählt, dessen Maximum bei einer etwas kleineren Wellenlänge liegt als die Resonanzwellenlänge, so dass ein Laserbetrieb über einen möglichst großen Strombereich sichergestellt ist.

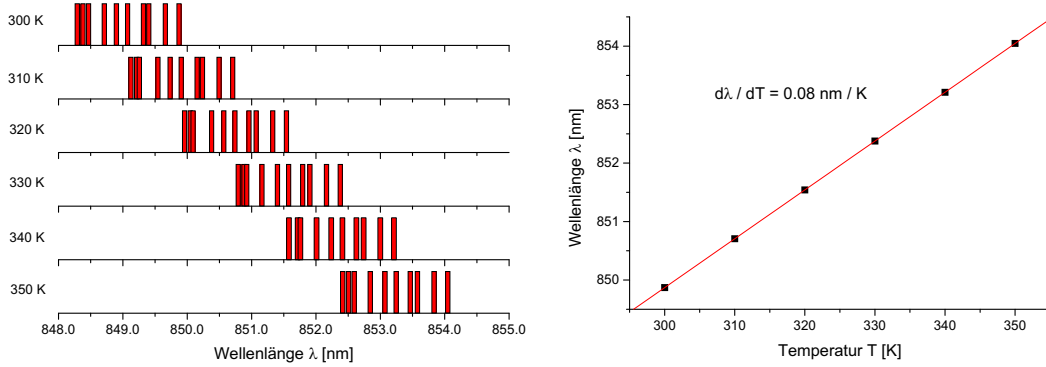


Abbildung 3.16: Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge für a) alle geführte LP-Moden und b) den Grundmode mit AlO_x -Apertur im ersten DBR-Paar (Feldminimum) und Apertur-Radius von $5\text{ }\mu\text{m}$ bei $\lambda_B = 850\text{ nm}$ und $\underline{n}_0(300\text{ K}) = 3.3367$.

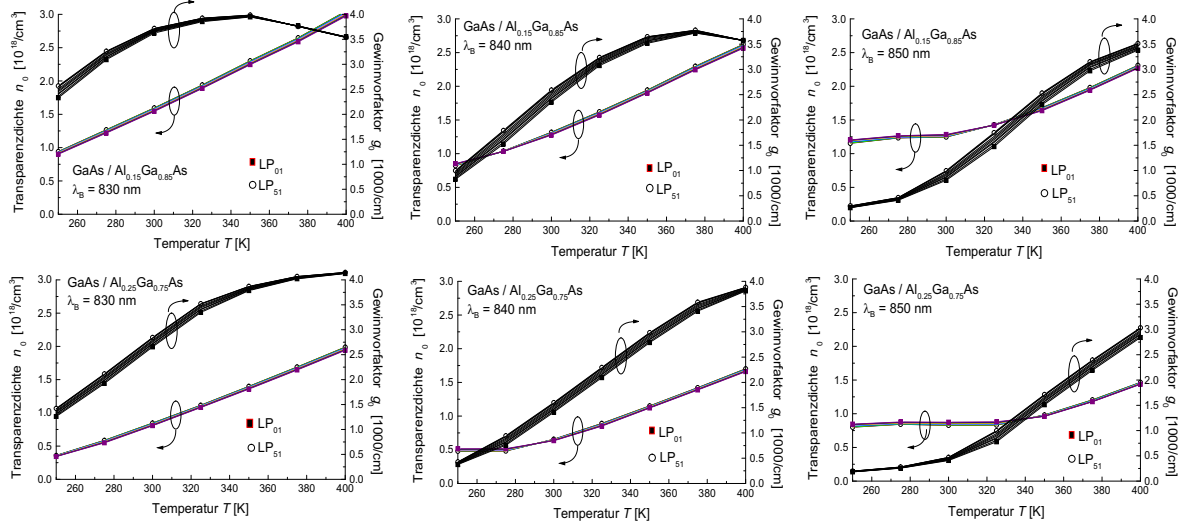


Abbildung 3.17: Temperaturabhängigkeit von g_0 und n_0 für $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ - bzw. $/\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ -VCSEL mit $\lambda_B(300\text{ K}) = 830, 840$ bzw. 850 nm .

Die Temperaturabhängigkeit des Materialgewinns führt dazu, dass der Gewinnvorfaktor $g_{0,j}(T)$ und die Transparenzdichte $n_{0,j}(T)$ in Gl. (3.44) ebenfalls temperatur-

abhängig sind. Wie die Größe des Modengewinns hängt die Temperaturabhängigkeit auch von der gewählten Materialzusammensetzung und Resonanzwellenlänge λ_B ab. Als Beispiel ist in Abbildung 3.17 die Temperaturabhängigkeit des Gewinnvorfaktors und der Transparenzdichte für den betrachteten GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As- bzw. /Al_{0.25}Ga_{0.75}As-VCSEL mit $\lambda_B(300K) = 830, 840$ und 850 nm dargestellt. Je nach Materialzusammensetzung, λ_B und Temperatur ergibt sich aus der Abbildung 3.17 eine Transparenzdichte von $n_0 \approx 0.5\text{-}3.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und ein Gewinnvorfaktor von $g_0 \approx 250\text{-}4000 \text{ cm}^{-1}$.

Kapitel 4

Einmodige VCSELs

Für Anwendungen wie optische Interconnects sind VCSELs aufgrund ihrer hervorragenden Eigenschaften attraktive Komponenten. Ihre positiven Eigenschaften umfassen die hohe Bandbreite, geringe Produktionskosten, leichte Faser-Chip-Kopplung, longitudinale Einmodigkeit, 2D-Array-Möglichkeit und das On-Wafer-Testing, wobei Probleme wie Polarisationsinstabilität, transversale Mehrmodigkeit und Modenkonkurrenzrauschen (MPN) die erreichbare Übertragungsgüte begrenzen können. Um zunächst den Einfluss der transversalen Mehrmodigkeit auszuschließen, werden in diesem Kapitel einmodige VCSELs untersucht.

4.1 Emissionseigenschaften

Als Messobjekt für die Untersuchungen wird ein selektiv-oxidiertes VCSEL von der *Universität Ulm* herangezogen, der einen Apertur-Durchmesser von $4\text{ }\mu\text{m}$ besitzt und über einen gewissen Strombereich transversal einmodig ist. Der prinzipielle Aufbau des untersuchten VCSEL ist in Abbildung 4.1 a) dargestellt. Die aktive Zone enthält $3 \times 8\text{ nm}$ dicke GaAs QWs, getrennt von 10 nm dicken $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ Barrieren, während die Spiegel aus p -dotierten $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ - $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ und n -dotierten AlAs - $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ $\lambda/4$ DBRs bestehen [39].

4.1.1 P - U - I -Kennlinie

Eine der wichtigsten Kenngrößen bezüglich der statischen optischen Eigenschaften einer Laserdiode ist die Abhängigkeit der Ausgangslichtleistung P vom injizierten Laserstrom I , wodurch sich der Schwellenstrom I_{th} und die Steigung dP/dI ermitteln lassen. Auf der elektrischen Seite ist die Ermittlung der Abhängigkeit zwischen der Laser-Spannung U und dem Laserstrom I von großem Interesse, um u. a. den differentiellen Widerstand $r_{dif} = dU/dI$ für die elektrische Anpassung der Stromzuleitung zu gewinnen. Diese beiden Abhängigkeiten können zusammen durch die P - U - I -Kennlinie verdeutlicht werden, welche in Abbildung 4.1 b) dargestellt ist.

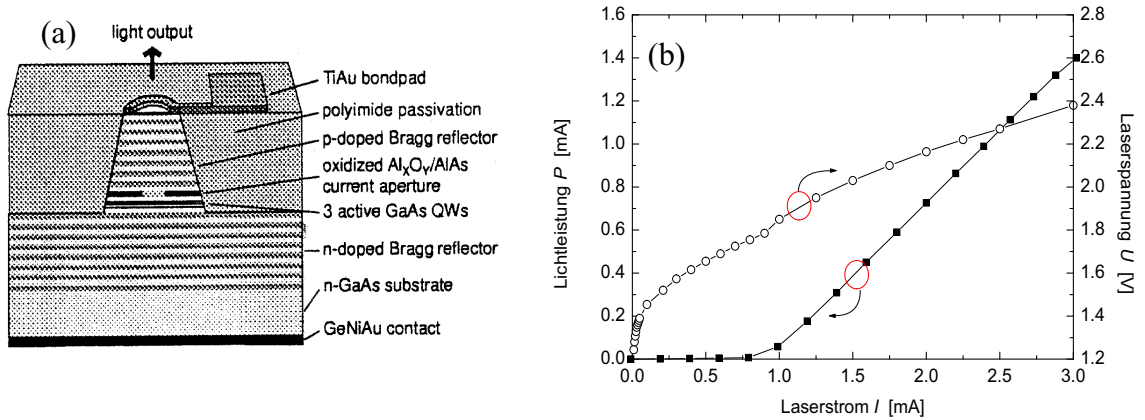


Abbildung 4.1: a) Prinzipieller Aufbau des untersuchten selektiv-oxidierten VCSEL [39] und dessen b) P - U - I -Kennlinie

Der VCSEL besitzt einen sehr kleinen Schwellenstrom $I_{th} \approx 0.9$ mA mit einer hohen Steigung dP/dI von etwa 0.67 W/A. Die Schwellenspannung liegt bei 1.4 V, wobei der differentielle Widerstand dU/dI einen Wert von ca. 350Ω aufweist.

4.1.2 Optische Spektren

Eine weitere wichtige statische Untersuchung ist die Messung von optischen Spektren, woraus die Emissionswellenlänge, die Anzahl der angeregten transversalen Moden sowie die Größe der Seitenmodenunterdrückung ermittelt werden können. Die Messungen erfolgten durch das Einstrahlen des vom VCSEL emittierten Lichts in einen optischen Spektrum-Analysator (*HP 70951 A*) mit einer minimalen spektralen Auflösung von etwa 0.08 nm.

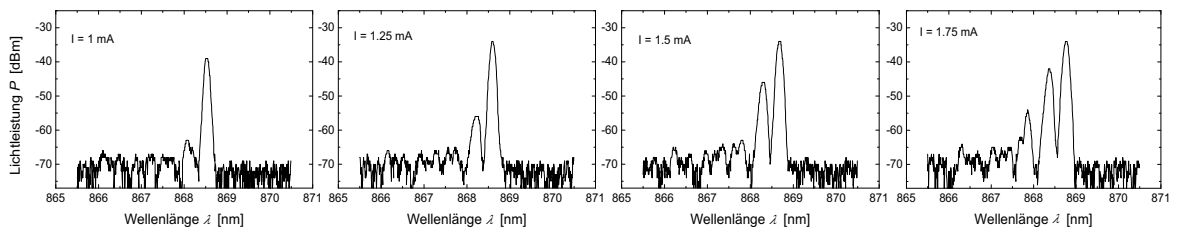


Abbildung 4.2: Gemessene optische Spektren bei $I = 1, 1.25, 1.5$ und 1.75 mA

In Abbildung 4.2 sind die optischen Spektren des untersuchten VCSEL bei unterschiedlichen Strömen dargestellt. Die Emissionswellenlänge liegt bei 869 nm, welche sich bei steigendem Strom zu größeren Wellenlängen hin verschiebt. Diese spektrale Verschiebung entsteht primär durch die Brechzahländerung des Resonators aufgrund der strominduzierten Temperaturerhöhung und hat einen theoretischen Wert von etwa

0.08 nm/K (siehe Kapitel 3.2.3). Bei kleinen Strömen bis 1.5 mA ist der VCSEL nahezu einmodig mit einer Seitenmodenunterdrückung von mehr als 10 dB. Selbst bei 1.75 mA, wo ein dritter transversaler Mode schwach angeregt ist, beträgt die Leistungsdifferenz zwischen den ersten beiden Moden immer noch mehr als 5 dB. Eine weitere Erhöhung des Stromes würde dazu führen, dass noch mehr Moden höherer transversaler Ordnung aufgrund des **Spatial Hole Burning** (SHB) [40][41][42] stärker angeregt werden.

4.2 Polarisationsseigenschaften

Halbleitermaterialien sind i. Allg. Kristalle, in denen die Atome periodisch wie ein Gitter angeordnet sind. In jedem Gitter gibt es eine Einheitszelle, die sich regelmäßig im Kristall wiederholt. Die Einheitszellen der wichtigsten III-V Verbindungen wie GaAs oder InP sind kubische Gitter mit Zinkblendestruktur. Die Kristallebene und -richtungen werden durch die *Millerschen Indizes* angegeben. Gleichwertige Ebenen wie (001), (010) und (100) können durch $\{100\}$ und gleichwertige Kristallrichtungen [001], [010] und [100] durch $\langle 100 \rangle$ zusammengefasst werden [22].

Die Einmodigkeit eines VCSEL gilt im strengen Sinne nur in Bezug auf die transversale Ordnung der Moden. In der Regel können pro Ordnung zwei orthogonal polarisierte Moden im VCSEL anschwingen, die linear polarisiert sind [43][44][45]. In einem perfekt symmetrischen VCSEL ohne Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes sind die beiden Polarisierungen miteinander entartet, da das zugrunde liegende $\{100\}$ GaAs-Substrat eines herkömmlichen VCSEL optisch isotrop ist [46][47][45]. Die Zinkblendestruktur von GaAs besitzt jedoch kein Inversionszentrum, wodurch die Gitteratome in einem elektrischen Feld verschoben werden (*elektro-optischer Effekt*) [22]. Diese feldinduzierte *Doppelbrechung* führt dazu, dass die beiden linearen Polarisierungen des vom VCSEL emittierten Lichts nicht mehr entartet sind und leicht unterschiedliche Emissionswellenlängen haben. Solange der VCSEL eine asymmetrische Struktur (*pin*-Struktur) hat, ist eine elektro-optische Doppelbrechung nicht zu vermeiden [48][49].

Ähnlich wie beim elektro-optischen Effekt kann die Doppelbrechung auch durch das Vorhandensein mechanischer Spannung induziert werden. Diese stress-induzierte Anisotropie entsteht unvermeidlich bei der Herstellung des Bauelements und könnte dem elektro-optischen Effekt entgegenwirken und die Polarisationsinstabilität verstärken [50][51]. Andererseits kann die Doppelbrechung aber auch durch künstlich eingeführte mechanische Spannung [52][53][44] kontrolliert werden, um die Herstellung von VCSEL reproduzierbarer zu machen.

Wie bei den feld- und stress-induzierten Anisotropien führt eine *asymmetrische* VCSEL-Struktur bzw. eine asymmetrische AlO_x -Apertur auch dazu, dass beide lineare Polarisierungen unterschiedliche Ausbreitungskonstanten im Resonator haben. Aufgrund der unterschiedlichen Modengrößen erfahren beide lineare Polarisierungen auch unterschiedliche Streu- und Beugungsverluste [54][55][56], welche zusammen mit dem wellenlängenabhängigen Modengewinn zur Polarisationsunterdrückung beitragen.

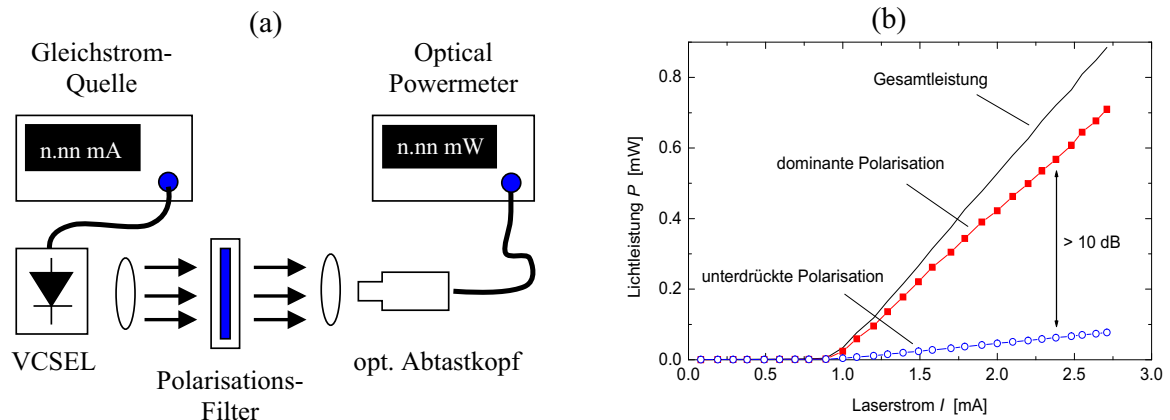


Abbildung 4.3: a) Messaufbau zur Ermittlung der statischen Polarisationsunterdrückung und b) die entsprechenden P - I -Kennlinien des untersuchten VCSEL.

Die Größe der statischen Polarisationsunterdrückung im untersuchten selektiv-oxidierten VCSEL wurde mit Hilfe eines linearen Polarisationsfilters dem Messaufbau in Abbildung 4.3 a) entsprechend ermittelt. Aus den dabei gewonnenen P - I -Kennlinien in Abbildung 4.3 b) kann eine starke statische Polarisationsunterdrückung von mehr als 10 dB festgestellt werden.

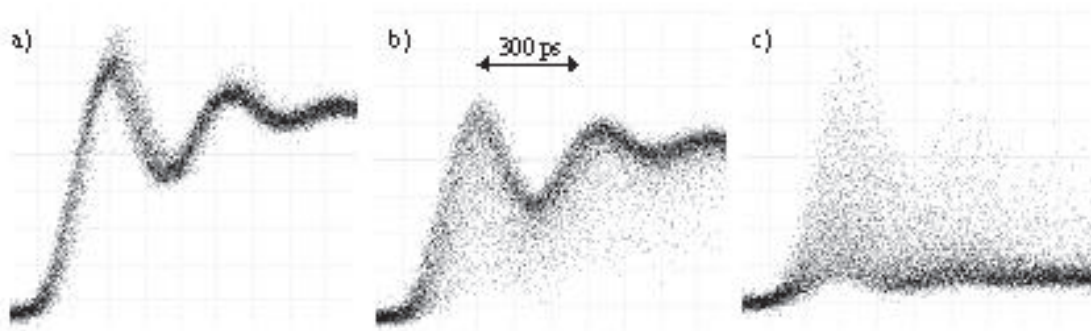


Abbildung 4.4: Einschaltvorgang des untersuchten VCSEL für die a) Gesamtleistung, b) dominante Polarisation und c) unterdrückte Polarisation.

Trotz dieser starken statischen Polarisationsunterdrückung schwingen beide lineare Polarisierungen in einem dynamischen Prozess jedoch gleichberechtigt an, wenn der VCSEL von unterhalb des Schwellenstroms eingeschaltet wird (siehe Abbildung 4.4). Die Anregung beider linearer Polarisierungen bedeutet für die einzelnen Polarisierungen einen sehr großen *Turn-On Jitter* und ein starkes Amplitudenrauschen, welche die erreichbare Güte in einer polarisationsabhängigen Übertragungsstrecke begrenzen.

Um die unerwünschte Polarisation auch im transienten Bereich weitestgehend zu eliminieren, wurden Verfahren wie z. B. Verwendung von gekipptem (001) GaAs-Substrat

[57][58] oder die Einführung von polarisationsabhängiger Reflektivität durch *gratings* in den DBRs [59][60] eingesetzt. Auch der Einsatz von Laser-Strukturen mit intrinsisch anisotropen Gewinn (alle nicht (001) QWs) [61][46] ist in vielen Veröffentlichungen zu finden. Vor allem bei VCSELS auf (311) Substrat wurden erfolgreiche Polarisationsunterdrückung sowohl im CW-Betrieb als auch unter Modulation erzielt [62][63][64]. Solche Verfahren sind aber mit technischen Schwierigkeiten [65] und damit erhöhten Herstellungskosten verbunden. Die Reproduzierbarkeit wäre auch ein wichtiges Entscheidungskriterium für die Tauglichkeit solcher VCSELS zur Massenproduktion.

4.3 2-Polarisationen-Modell

Um die dynamischen Eigenschaften eines herkömmlichen einmodigen VCSEL unter Berücksichtigung beider linearer Polarisationen mathematisch zu erfassen, wurde ein einfaches 2-Polarisationen-Modell entwickelt. Ähnlich wie bei den longitudinalen Moden eines mehrmodigen Kantenemitters besitzen die beiden linearen Polarisationen die gleichen Feldverteilungen und greifen somit auf ein gemeinsames Ladungsträger-Reservoir zu. Gestützt auf die Tatsache, dass die beiden linearen Polarisationen aufgrund der Doppelbrechung im Resonator unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten und Emissionswellenlänge haben, wird in diesem Modell davon ausgegangen, dass keine Modenkopplung zwischen den beiden linearen Polarisationsmoden stattfindet. Die Abhängigkeit beider linearer Polarisationen voneinander wird allein durch die Berücksichtigung eines gemeinsamen Ladungsträger-Reservoirs beschrieben.

4.3.1 Ratengleichungen

Das Modell löst zwei unabhängige Ratengleichungen für die gesamte Photonenzahl S_i beider linearer Polarisationen ($i = 0, 1$) im Resonator und eine Kontinuitätsgleichung für die Ladungsträgerdichte n in der aktiven Zone:

$$\frac{dS_i}{dt} = \left\{ R_{st,i} - \frac{1}{\tau_{ph,i}} \right\} \cdot S_i + K_{tot} \cdot R_{sp,i} + F_{s,i} \quad , i = 0, 1 \quad (4.1)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\eta_i \cdot I}{e \cdot V} - \frac{n}{\tau_e} - R_{st,0} \cdot \frac{S_0}{V} - R_{st,1} \cdot \frac{S_1}{V} \quad (4.2)$$

mit

$$R_{st,i} = v_{gr} \cdot \Gamma \cdot g_i(n) \cdot \{1 - \kappa_s \cdot (S_0 + S_1)\} \quad , \quad (4.3)$$

wobei $e = 1.60218 \cdot 10^{-19}$ As die Elementarladung, V das Volumen der aktiven Zone, τ_e die Elektronenlebensdauer und $\tau_{ph,i}$ die Photonenlebensdauer beider Polarisationen ($i = 0, 1$) kennzeichnen. $\eta_i \cdot I$ gibt den Anteil des tatsächlich in der aktiven Zone zur Rekombination beitragenden Stromes an, $K_{tot} \approx 1$ steht für den Verstärkungsfaktor der spontanen Emission, und die spontane Emissionsrate $R_{sp,i}$ ist über den Inversionsfaktor $n_{sp} \approx 2$ gemäß $R_{sp,i} = n_{sp} \cdot R_{st,i}$ mit der stimulierten Emissionsrate $R_{st,i}$

verknüpft [23]. $R_{st,i}$ ist eine Funktion der Ladungsträgerdichte n und in Gl. (4.3) beschrieben, wobei v_{gr} die Gruppengeschwindigkeit, $g_i(n)$ den reinen Materialgewinn, κ_s den Gewinnsättigungskoeffizienten und Γ den gesamten Füllfaktor kennzeichnet.

Mit dem lateralen Füllfaktor $\Gamma_{xy} \approx 1$ und dem Gewinnverstärkungsfaktor $\xi \approx 2$ ergibt sich aus Gl. (3.29)

$$\Gamma = \Gamma_{xy} \cdot \frac{d}{L_{eff}} \cdot \xi \approx 2 \cdot \frac{d}{L_{eff}} \quad . \quad (4.4)$$

Die Abhängigkeit des Gewinns $g_i(n)$ von der Elektronendichte n lässt sich durch eine $\ln(x)$ -Funktion gemäß Gl. (3.44) zwar genauer beschreiben, für den interessierenden Strombereich kann sie jedoch mit einer linearen Funktion approximiert werden. Außerdem wird hier angenommen, dass beide lineare Polarisationen den gleichen Materialgewinn erfahren mit:

$$g_i(n) = g(n) = a_0 \cdot (n - n_0) \quad , \quad (4.5)$$

wobei a_0 den Gewinn-Proportionalitätskoeffizient und n_0 die Ladungsträgerdichte bei der Inversion (auch Transparenzdichte genannt) angibt.

Um das spontane Emissionsrauschen der Laserdiode zu berücksichtigen, werden in Gl. (4.1) gaußverteilte weiße *Langevin-Rauschquellen* $F_{s,i}$ hinzugefügt [23] mit

$$\langle F_{s,i}(t) \rangle = 0 \quad (4.6)$$

und

$$\langle F_{s,i}(t) \cdot F_{s,i}(t') \rangle = 2 \cdot R_{sp,i} \cdot \langle S_i \rangle \cdot \delta(t - t') \quad . \quad (4.7)$$

Bei der Simulation in einem Zeitintervall Δt gilt für die Langevin-Rauschquellen gemäß [66] folgende Gleichung:

$$F_{s,i}(t + \Delta t) = \sqrt{\frac{2 \cdot S_i(t) \cdot K_{tot} \cdot R_{sp,i}}{\Delta t}} \cdot x_i \quad i = 0, 1 \quad , \quad (4.8)$$

wobei x_i unabhängige gaußverteilte Zufallsvariablen mit $\langle x_i \rangle = 0$ und $\langle x_i^2 \rangle = 1$ sind. Die gekoppelten Differentialgleichungen Gln. (4.1) und (4.2) werden schließlich mit Hilfe des *Runge-Kutta Algorithmus* numerisch gelöst, wobei die einzelnen unabhängigen Parameter vorher bestimmt werden müssen.

Im stationären Zustand ist $dS_i/dt = dn_i/dt = 0$ mit $n = n_{th}$. Zusammen mit dem Schwellengewinn $g_{th,i}$ in Gl. (3.31) und Gl. (4.4) lässt sich die stimulierte Emissionsrate $R_{st,i} \rightarrow R_{th,i}$ an der Schwelle gemäß Gl. (4.3) umschreiben in

$$R_{th,i} = v_{gr} \cdot \left\{ \langle \alpha_i \rangle + \frac{1}{2 \cdot L_{eff}} \cdot \ln \left(\frac{1}{R_{t,i} \cdot R_{b,i}} \right) \right\} \quad i = 0, 1, \quad (4.9)$$

wobei der Gewinnsättigungskoeffizient κ_s vernachlässigt wird. Durch Berücksichtigung der polarisationsabhängigen mittleren internen Verluste $\langle \alpha_i \rangle$ bzw. Spiegelreflektivitäten $R_{t,i}$ für die oberen und $R_{b,i}$ für die unteren DBRs ergeben sich für

die beiden Polarisationen ($i = 0, 1$) unterschiedliche $R_{th,i}$. Unter Vernachlässigung der spontanen Emissionsraten $R_{sp,i}$ und der Rauschquellen $F_{s,i}$ lässt sich die Photonenlebensdauer $\tau_{ph,i}$ aus der Gl. (4.1) ermitteln mit

$$\tau_{ph,i} \approx \frac{1}{R_{th,i}} = \frac{1/v_{gr}}{\langle \alpha_i \rangle + \frac{1}{2 \cdot L_{eff}} \cdot \ln \left(\frac{1}{R_{t,i} \cdot R_{b,i}} \right)} \quad . \quad (4.10)$$

Die für beide Polarisationen leicht unterschiedlichen Photonenlebensdauern $\tau_{ph,i}$ bzw. Schwellengewinne $g_{th,i}$ führen nach Gl. (4.5) dazu, dass beide Polarisationen unterschiedliche Schwellendichte $n_{th,i}$ haben mit

$$n_{th,i} = n_0 + \frac{1}{a_0 \cdot v_{gr} \cdot \Gamma \cdot \tau_{ph,i}} \quad . \quad (4.11)$$

Erfährt eine Polarisation S_i mehr optische Verluste, so wird ihre Photonenlebensdauer $\tau_{ph,i}$ kleiner und die Schwellendichte $n_{th,i}$ größer.

4.3.2 Parameterextraktion

Die für die Simulation benötigten Parameter sind dem Anwender meist unbekannt und müssen geschätzt werden. Für die Abschätzung der Parameter wird vereinfacht angenommen, dass $\tau_{ph,0} \approx \tau_{ph,1} = \tau_{ph}$ und damit $n_{th,0} \approx n_{th,1} = n_{th}$. Beim Schwellenstrom I_{th} ist die Photonenzahl noch sehr klein ($S = S_0 + S_1 \approx 0$), und aus der stationären Betrachtung ($dn/dt = 0$) der Gl. (4.2) ergibt sich zusammen mit Gl. (4.11)

$$\frac{\eta_i \cdot I_{th}}{e \cdot V} = \frac{n_{th}}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_e} \cdot \left\{ n_0 + \frac{1}{a_0 \cdot v_{gr} \cdot \Gamma \cdot \tau_{ph}} \right\} \quad . \quad (4.12)$$

Abgesehen vom Gewinnsättigungskoeffizient κ_s ist die Beziehung zwischen allen für die Simulation benötigten Parametern in Gl. (4.12) beschrieben. Einige der Parameter, wie z. B. τ_{ph} und τ_e , können aus den Messdaten extrahiert werden, während andere durch Standardwerte gesetzt werden müssen. Bei der Wahl der Standardparameter muss die Beziehung in Gl. (4.12) aber immer gelten.

Unterhalb des Schwellenstroms ist $n < n_{th}$, und mit Hilfe der Gl. (4.12) kann die Gl. (4.2) wie folgt modifiziert werden:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\eta_i (I - I_{th})}{e \cdot V} - \frac{n - n_{th}}{\tau_e} \quad \text{für } n < n_{th}. \quad (4.13)$$

Wird der Strom zum Zeitpunkt $t = 0$ vom $I_{off} < I_{th}$ auf $I_{on} > I_{th}$ umgeschaltet, so kann die Änderung der Ladungsträger n im Bereich $n \leq n_{th}$ wie folgt beschrieben werden:

$$n - n_{th} = \frac{\tau_e \cdot \eta_i}{e \cdot V} \cdot \left\{ I_{off} - I_{th} + (I_{on} - I_{off}) \cdot \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_e} \right) \right] \right\} \quad . \quad (4.14)$$

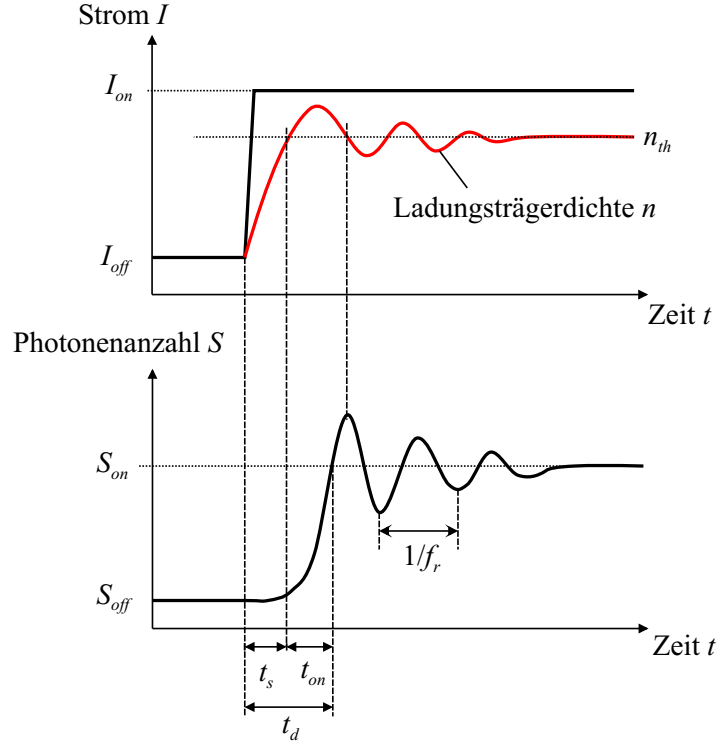


Abbildung 4.5: Einschaltcharakteristik eines Halbleiterlasers

Die Ladungsträger n steigt kontinuierlich und erreicht die Schwellendichte n_{th} nach einer Verzögerungszeit $t = t_s$ (siehe Abbildung 4.5), die gegeben ist durch [23]

$$t_s = \tau_e \cdot \ln \left(\frac{I_{on} - I_{off}}{I_{on} - I_{th}} \right) \quad . \quad (4.15)$$

Für $I_{off} \geq I_{th}$ ist die Verzögerungszeit $t_s = 0$, welche als Referenzpunkt verwendet werden kann. Durch Variation von I_{off} wird die Verzögerungszeit $t_s(I_{off})$ messtechnisch ermittelt, woraus die Elektronenlebensdauer τ_e dann gemäß Gl. (4.15) extrahiert werden kann. Für typische Halbleiterlaser liegt τ_e in der Größenordnung von ≈ 1 ns.

Die Verzögerungszeit t_s in Gl. (4.15) gibt nur die Zeitspanne an, in der die Ladungsträgerdichte n ihren Schwellenwert n_{th} erreicht. Nach einer weiteren Anschwingzeit t_{on} (auch *turn-on delay* genannt) erreicht die Photonenzahl S_{off} bei $I = I_{off}$ erst den Wert S_{on} bei $I = I_{on}$ (siehe Abbildung 4.5). Diese Anschwingzeit t_{on} tritt selbst bei $I_{off} \geq I_{th}$ auf. Für $I_{off} \geq I_{th}$ gilt innerhalb der Zeitspanne $0 < t < t_{on}$ $S \approx S_{off}$ und $n \approx n_{th}$, so dass die zeitliche Änderung der Ladungsträgerdichte wie folgt ausgedrückt werden kann [23]:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\eta_i \cdot (I_{on} - I_{off})}{e \cdot V} \quad (4.16)$$

bzw.

$$n - n_{th} = \frac{\eta_i \cdot (I_{on} - I_{off})}{e \cdot V} \cdot t \quad . \quad (4.17)$$

Unter Vernachlässigung des Gewinnsättigungskoeffizienten κ_s kann die stimulierte Emissionsrate $R_{st}(n)$ in Gl. (4.3) wie folgt um die Schwellendichte n_{th} entwickelt werden mit

$$R_{st}(n) = R_{th} + \frac{dR_{st}}{dn} \cdot (n - n_{th}) \approx \frac{1}{\tau_{ph}} + v_{gr} \cdot \Gamma \cdot \frac{dg}{dn} \cdot (n - n_{th}), \quad (4.18)$$

wobei die Beziehung $R_{st}(n_{th}) = R_{th} \approx 1/\tau_{ph}$ aus Gl. (4.10) angewendet wird. Nach Einsetzen der Gln. (4.18) und (4.17) in die Gl. (4.1) unter Vernachlässigung der spontanen Rekombination und Rauschquelle erhält man schließlich:

$$\frac{dS}{dt} = S \cdot v_{gr} \cdot \Gamma \cdot \frac{dg}{dn} \cdot \frac{\eta_i \cdot (I_{on} - I_{off})}{e \cdot V} \cdot t \quad (4.19)$$

und somit

$$S = S_{off} \cdot \exp \left(v_{gr} \cdot \Gamma \cdot \frac{dg}{dn} \cdot \frac{\eta_i \cdot (I_{on} - I_{off})}{e \cdot V} \cdot \frac{t^2}{2} \right) \quad (4.20)$$

Für $t = t_{on}$ ist $S = S_{on}$, und die Anschwingzeit t_{on} ist gegeben durch

$$t_{on} = \frac{1}{2\pi \cdot f_r} \sqrt{2 \cdot \ln \left(\frac{S_{on}}{S_{off}} \right)} \quad (4.21)$$

mit der *Relaxations-Resonanzfrequenz* f_r bei $I = I_{on}$

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{v_{gr} \cdot \Gamma \cdot \frac{dg}{dn} \cdot \frac{\eta_i \cdot (I_{on} - I_{off})}{e \cdot V}}, \quad (4.22)$$

wobei $I_{off} \leq I_{th}$ und $dg/dn = a_0$ gemäß Gl. (4.5) gilt.

Für I_{off} an der Schwelle I_{th} gilt die Beziehung

$$I_{on} - I_{off} = \frac{P_{on} - P_{off}}{dP/dI} \approx \frac{P_{on}}{dP/dI} \approx \frac{e}{\tau_{ph}} \cdot \frac{S_{on}}{\eta_i} \quad (4.23)$$

mit der Lichtleistung $P \sim S$. Gl. (4.22) kann umgeschrieben werden zu

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{a_0 \cdot v_{gr} \cdot \Gamma}{e \cdot V} \cdot \frac{\eta_i \cdot P_{on}}{dP/dI}} \quad (4.24)$$

Aus Gl. (4.12) ergibt sich

$$a_0 \cdot v_{gr} \cdot \Gamma = \frac{1}{\tau_{ph}} \cdot \frac{e \cdot V}{\eta_i \cdot I_{th} \cdot \tau_e - n_0 \cdot e \cdot V} \quad (4.25)$$

und damit

$$\frac{f_r^2}{P_{on}} = \frac{1}{\tau_{ph}} \cdot \frac{\eta_i \cdot (dP/dI)^{-1}}{(2\pi)^2 \cdot (\eta_i \cdot I_{th} \cdot \tau_e - n_0 \cdot e \cdot V)} \quad (4.26)$$

Wegen $\eta_i \cdot I_{th} \cdot \tau_e \gg n_0 \cdot e \cdot V$ kann Gl. (4.26) wie folgt vereinfacht werden:

$$\frac{f_r^2}{P_{on}} \approx \frac{1}{\tau_{ph}} \cdot \frac{(dP/dI)^{-1}}{(2\pi)^2 \cdot I_{th} \cdot \tau_e} \quad (4.27)$$

Die Abhängigkeit der Relaxations-Resonanzfrequenz von der Lichtleistung wird häufig durch die Größe $D = f_r/\sqrt{P_{on}}$ angegeben. Meßtechnisch kann D durch *Kleinsignal-Analyse* mittels eines *Netzwerk-Analysators* oder durch Betrachtung des zeitlichen Einschwingverhaltens des Lichtpulses über einem *Oszilloskop* ermittelt werden. I_{th} und dP/dI können aus der P - I -Kennlinie in Abbildung 4.1 b) leicht entnommen werden, während τ_e gemäß Gl. (4.15) zu errechnen ist. Mit den Messdaten $f_r/\sqrt{P_{on}} = 3.57 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mW}}$, $I_{th} = 0.9 \text{ mA}$, $dP/dI = 0.67 \text{ W/A}$ und der errechneten Elektronenlebensdauer $\tau_e \approx 1 \text{ ns}$ ergibt sich aus Gl. (4.27) eine Photonenlebensdauer von $\tau_{ph} \approx 3.3 \text{ ps}$.

Die aktive Zone des untersuchten VCSEL besteht aus $3 \times 8 \text{ nm}$ dicken QWs mit einer Gesamtdicke von $d = 24 \text{ nm}$. Mit der Annahme, dass der Radius r_{act} der aktiven Zone durch den Apertur-Radius ($2 \mu\text{m}$) gegeben ist, ergibt sich für die aktive Zone ein Gesamtvolumen von $V = \pi \cdot r_{act}^2 \cdot d \approx 3 \cdot 10^{-19} \text{ m}^3$. Beim Einsetzen von Standardwerten wie $n_0 = 2.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $a_0 = 2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, $L_{eff} \approx 2 \mu\text{m}$ [42][67] und $v_{gr} = c/n \approx 8.36 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$ in Gl. (4.12) ergibt sich eine Strom-Effizienz von gerade $\eta_i \approx 52 \%$.

4.4 Übertragung mit Vorstrom unterhalb der Schwelle

Für optische Datenübertragungen über kurze Verbindungsstrecken sind die dabei anfallenden Kosten ein wichtiger Faktor. Da der Schwellenstrom sich mit der Temperatur verändert, benötigt ein Betrieb mit $I_{off} \geq I_{th}$ eine ständige Schwellenstrom-Überwachung (*Monitoring*). Beim Betrieb mit einem Vorstrom unterhalb der Schwelle (gegebenfalls ohne Vorstrom) kann man auf dieses Monitoring verzichten und damit die Treiber-Schaltkreise erheblich vereinfachen. Andererseits ist ein solcher Laserbetrieb gemäß Gl. (4.15) zwangsweise mit einer erhöhten Verzögerungszeit t_s verbunden, deren Größe nicht nur von der Höhe des Vorstroms sondern auch von dem Sequenzmuster der übertragenen Bits abhängt (*Bitmuster-Effekt*).

Zum Zeitpunkt t_s ist die Schwelle der Ladungsträgerdichte erreicht, und die Photonenanzahl steigt nach einer weiteren Anschwingzeit t_{on} von S_{off} auf S_{on} . Unterhalb der Schwelle ist S_{off} sehr klein und aufgrund des spontanen Emissionsrauschens einer starken Intensitätsschwankung unterworfen, die zu einer starken zeitlichen Fluktuation der Anschwingzeit t_{on} führen kann (*turn-on jitter*). Die zeitlichen Fluktuationen der gesamten Verzögerungszeit $t_d = t_s + t_{on}$ begrenzen nicht nur die Pulsbreite sondern auch das Extinktionsverhältnis des übertragenen Bits aufgrund des damit verbundenen Amplitudenrauschens [68], welches die erreichbare BER eines Gb/s-Übertragungssystems erheblich beeinflussen kann.

4.4.1 PDF der Anschwingzeit

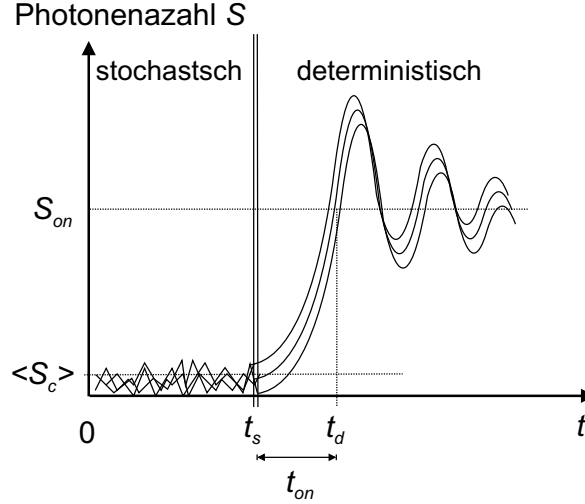


Abbildung 4.6: Turn-On Jitter und Photonen-Fluktuation aufgrund des spontanen Emissionsrauschens während des Einschaltvorgangs

Wenn der VCSEL mit einem rechteckförmigen Puls zum Zeitpunkt $t = 0$ von $I_{off} < I_{th}$ auf $I_{on} > I_{th}$ moduliert wird, erreicht die Ladungsträgerdichte n nach einer Verzögerungszeit t_s ihren Schwellenwert n_{th} und die Lichtleistung P bzw. Photonenzahl S nach einer weiteren Verzögerungszeit $t_{on} = t_d - t_s$ zum ersten Mal ihren stationären Wert P_{on} bzw. S_{on} , gefolgt von einer gedämpften Relaxationsschwingung mit der Relaxations-Resonanzfrequenz f_r .

Innerhalb der Anschwingzeit t_{on} steigt die Photonenzahl S von ihrem Schwellenwert S_c auf den stationären Wert S_{on} . Gemäß Gl. (4.21) ist die Anschwingzeit t_{on} gegeben durch

$$t_{on} = \frac{1}{2\pi \cdot f_r} \cdot \sqrt{2 \cdot \ln \left(\frac{S_{on}}{S_c} \right)} \quad (4.28)$$

mit der Relaxations-Resonanzfrequenz f_r . Damit führt eine Fluktuation der Photonenzahl S_{on} unmittelbar zu einer zeitlicher Schwankung der Anschwingzeit t_{on} (Turn-On Jitter).

Analog zum Modell eines einmodigen Kantenemitters in [68] kann der Einschaltvorgang in Abbildung 4.6 eines einmodigen VCSEL in einen *stochastischen* und einen *deterministischen* Bereich aufgeteilt werden, wobei die Verzögerungszeit t_s gerade den Übergangszeitpunkt markiert. Im stochastischen Bereich ($t \leq t_s$) ist die Photonenzahl, welche aufgrund des spontanen Emissionsrauschens stark schwankt, noch sehr klein. Betrachtet man die Lichtemission zum Zeitpunkt t_s als verstärkte spontane Emission, so ist die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (**PDF**, Probability Density Function) der Photonenzahl exponentiell verteilt [23]. Für die beiden Polarisierungen

($i = 0, 1$) kann die PDF der jeweiligen Photonenzahl wie folgt ausgedrückt werden:

$$p(S_{c,i}) = \frac{1}{\langle S_{c,i} \rangle} \cdot \exp\left(-\frac{S_{c,i}}{\langle S_{c,i} \rangle}\right) \quad , \quad i = 0, 1, \quad (4.29)$$

wobei $S_{c,i}$ und $\langle S_{c,i} \rangle$ die Photonenzahl und ihren Mittelwert der betrachteten Polarisation $i = 0, 1$ zum Zeitpunkt $t = t_s$ beschreiben.

Da beide Polarisationen im VCSEL unabhängig voneinander schwingen, ergibt sich die gesamte Photonenzahl zum Zeitpunkt $t = t_s$ aus $S_c = S_{c,0} + S_{c,1}$ mit dem Mittelwert $\langle S_c \rangle = \langle S_{c,0} \rangle + \langle S_{c,1} \rangle$. Mit der Annahme, dass $\langle S_{c,0} \rangle = \langle S_{c,1} \rangle = \langle S_c \rangle / 2$ gilt, so ist die PDF der gesamten Photonenzahl S_c gegeben durch Faltung der PDFs beider Polarisationen mit

$$p(S_c) = \int_0^{S_c} p(S_{c,0}) \cdot p(S_c - S_{c,0}) \cdot dS_{c,0} = 4 \cdot \frac{S_c}{\langle S_c \rangle^2} \cdot \exp\left(-2 \cdot \frac{S_c}{\langle S_c \rangle}\right) \quad . \quad (4.30)$$

Bei Nutzung der Beziehung $p_{on}(t_{on}) \cdot dt_{on} = p(S_c) \cdot dS_c$ ergibt sich aus Gln. (4.30) und (4.28) die PDF p_{on} der Anschwingzeit t_{on} :

$$p_{on}(t_{on}) = 4 \cdot \omega_r^2 \cdot t_{on} \cdot \frac{S_{on}^2}{\langle S_c \rangle^2} \cdot \exp\left\{-\left(\omega_r \cdot t_{on}\right)^2\right\} \cdot \exp\left\{-2 \cdot \frac{S_{on}}{\langle S_c \rangle} \cdot \exp\left(-\frac{(\omega_r \cdot t_{on})^2}{2}\right)\right\} \quad (4.31)$$

mit $\omega_r = 2\pi \cdot f_r$. Die mittlere Photonenzahl $\langle S_c \rangle$ ist nach [68] unabhängig von der Beziehung I_{on}/I_{off} , solange $I_{off} < I_{th}$ gilt. Wenn der Wert von $\langle S_c \rangle$ bekannt ist, kann die Relaxations-Resonanzfrequenz f_r wegen $f_r \sim \sqrt{S_{on}}$ als der einzig relevante Parameter in Gl. (4.31) angesehen werden.

4.4.2 Turn-On Jitter

Als Turn-On Jitter wird die Standardabweichung der PDF der Anschwingzeit in Gl. (4.31) bezeichnet. Um die Gültigkeit der Gleichung zu verifizieren wurden einige Messungen durchgeführt.

Der Messaufbau zur Erfassung des Turn-On Jitters ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Der untersuchte VCSEL wurde mit einem festen 300 MB/s NRZ-Bitwort des Bitmuster-generators *Sympuls BMG1200* moduliert, und der emittierte Lichtstrahl über zwei 1:20 Mikroskopobjektive in eine MMF fokussiert. Über eine nachgeschaltete PIN-Diode, die in einem „optical-electrical converter“ *SD43* der Firma *Tektronix* integriert ist, wurde das modulierte Licht in einen Photostrom umgewandelt. Der Wechselanteil des Photostroms gelang über einen 32 dB Breitbandverstärker *SHF75P* in ein Abtastoszilloskop *Tektronix CSA803A*, wo der Zeitverlauf der äquivalenten Spannung angezeigt wurde.

Für die Erfassung des Turn-On Jitters wurde die Anstiegsflanke des im Oszilloskop angezeigten Signals betrachtet. Theoretisch müßte der Turn-On Jitter dort gemessen werden, wo das Signal zum ersten Mal den stationären Wert erreicht hat, praktisch ist

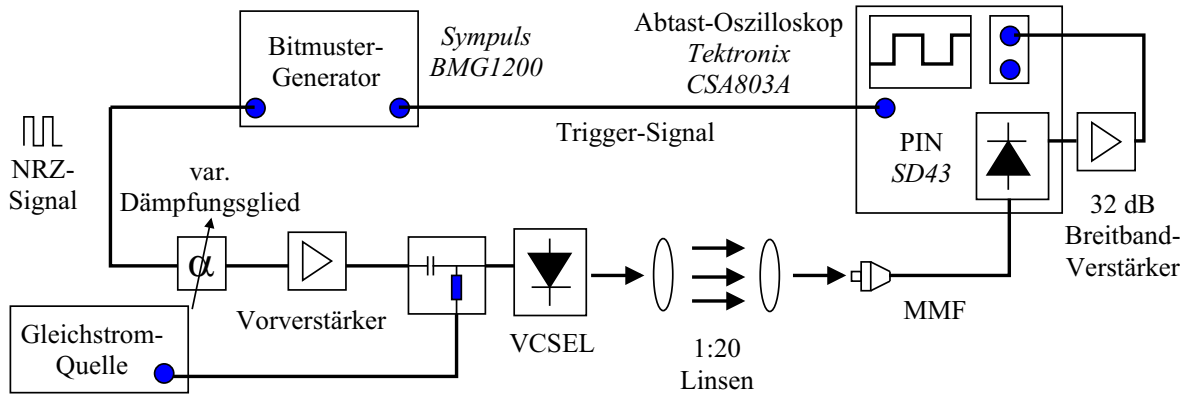


Abbildung 4.7: Messaufbau zur Erfassung des Turn-On Jitters

dies jedoch aufgrund der Relaxationsschwingung und des Amplitudenrauschens nicht möglich. Als Näherung wurde deshalb die zeitliche Fluktuation bei der Hälfte der Signalamplitude gemessen, die bei der späteren analytischen Betrachtung entsprechend berücksichtigt wurde. Die Messung erfolgt über die intern eingebaute „vertical histogram“-Funktion des Oszilloskops mit 3000 '1'-Bits. Die Wahl eines festen '1010' Bitworts eliminiert den Bitmuster-Effekt, und die ermittelte PDF gibt den Turn-On Jitter aufgrund des spontanen Emissionsrauschens wieder. In Abbildung 4.8 sind die gemessenen und theoretisch berechneten relativen Häufigkeitsverteilungen exemplarisch für zwei verschiedene Arbeitspunkte im vorstromfreien Betrieb dargestellt, wobei die Verteilungen von ihrem zeitlichen Mittelwert befreit und übereinander aufgetragen werden.

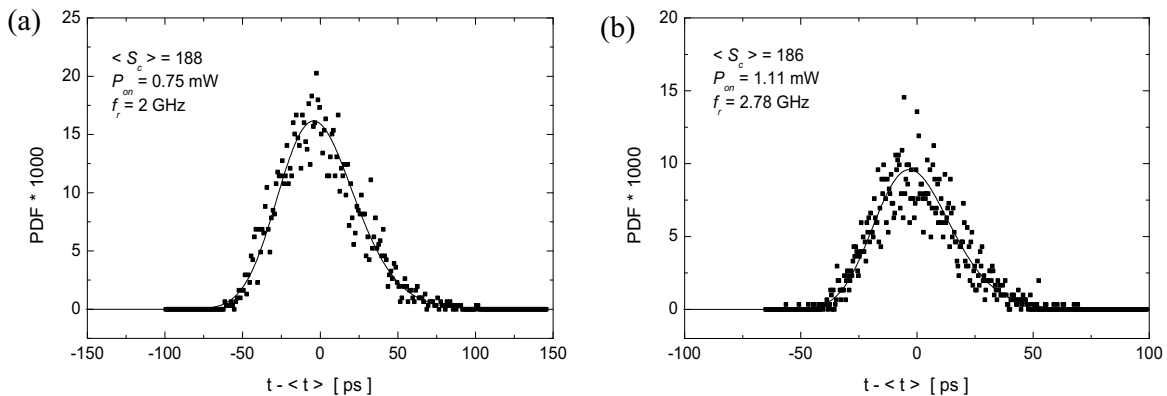


Abbildung 4.8: Gemessene (Punkte) und berechnete (Linie) relative Häufigkeitsverteilungen der Anschwingzeit bei $P_{on}/2$ für a) $P_{on} = 0.75 \text{ mW}$ und b) $P_{on} = 1.11 \text{ mW}$ ohne Vorstrom.

Mit $\langle S_c \rangle \approx 180$ ist eine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Werten erzielt worden. Der gesuchte Turn-On Jitter ergibt sich schließlich

durch Bildung der Standardabweichung der ermittelten relativen Häufigkeitsverteilungen, wobei der elektrische Eigenjitter entsprechend berücksichtigt werden muß. Zusätzlich zu den Messungen wurden auch Simulationen anhand der Ratengleichungen in Gln. (4.1) und (4.2) mit $\tau_e = 1$ ns, $\tau_{ph,0} = 3.43$ ps und $\tau_{ph,0} = 3.38$ ps durchgeführt. Die Abhängigkeit des Turn-On Jitters von der Relaxations-Resonanzfrequenz f_r ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

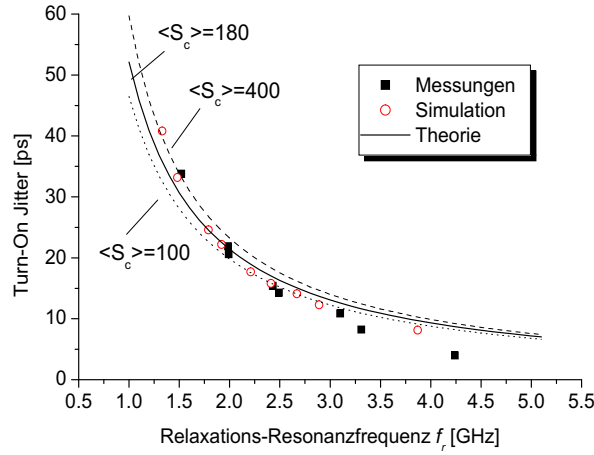


Abbildung 4.9: Turn-On Jitter des untersuchten VCSEL in Abhängigkeit von der Relaxations-Resonanzfrequenz f_r .

Ein monotoner Abfall des Turn-On Jitters mit Erhöhung der Relaxations-Resonanzfrequenz f_r und somit der Photonenanzahl S_{on} bzw. des Stroms I_{on} ist deutlich zu erkennen, wobei eine gute Übereinstimmung zwischen Messung, Simulation und Theorie mit $\langle S_c \rangle \approx 180$ nur bis $f_r \approx 3$ GHz zu beobachten ist. Für $f_r > 3$ GHz schwingen höhere transversale Moden an, und der gemessene Jitter fällt stärker ab als theoretisch erwartet. Die stärkere Abnahme des Jitters kann dadurch erklärt werden, dass mit der Anregung höherer Moden die Anzahl der Freiheitsgrade des VCSEL zum Erreichen des stationären Zustands größer wird, wodurch ein kleinerer Jitter zu erwarten ist. Der Turn-On Jitter eines einmodigen VCSEL mit zwei Polarisierungen ist somit durch die Gl. (4.31) analytisch gut erfasst.

4.4.3 Bitmuster-Effekt

Der im vorigen Kapitel untersuchte Turn-On Jitter berücksichtigt nur die Fluktuation der Anschlagzeit t_{on} aufgrund des spontanen Emissionsrauschens. Für ein strommoduliertes optisches Übertragungssystem mit einem Vorstrom unterhalb des Schwellenstroms ist zusätzlich die Verzögerungszeit t_s und deren Fluktuation aufgrund des Bitmuster-Effekts zu berücksichtigen, die in Gl. (4.31) nicht erfasst wurde.

In Abbildung 4.10 ist die Fluktuation der Verzögerungszeit t_s aufgrund des Bitmuster-Effekts schematisch dargestellt. Die Größe von t_s hängt davon ab, wie-

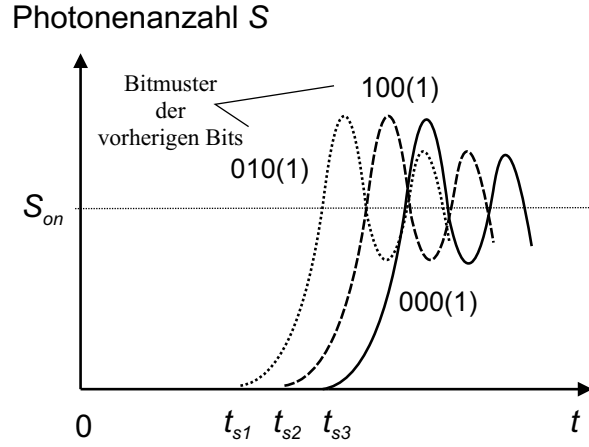


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung von Fluktuationen der Verzögerungszeit t_s und Photonenzahl S aufgrund des Bitmuster-Effekts

viel Ladungsträger in der aktiven Zone vorhanden sind, bevor der Strom von $I_{off} < I_{th}$ auf $I_{on} > I_{th}$ geschaltet wird. Der Initialwert n_i der Ladungsträgerdichte hängt von der Anzahl N der vorherigen '0'-Bits ab, wenn die Bitrate $B = 1/T$ nicht zu niedrig ist. Am Ende eines vorangegangenen '1'-Bit fällt die Ladungsträgerdichte exponentiell mit der Elektronenlebensdauer τ_e ab mit

$$n_i = n_{off} + (n_{th} - n_{off}) \cdot \exp\left(-\frac{N \cdot T}{\tau_e}\right) \quad , \quad (4.32)$$

wobei $n_{off} = n_i(N \rightarrow \infty)$ der Ladungsträgerdichte beim stationären I_{off} entspricht. Für $I_{off} \ll I_{th}$ ist $n_{off} \approx 0$, und Gl. (4.32) lässt sich wie folgt vereinfachen [69][70][71]:

$$n_i \approx n_{th} \cdot \exp\left(-\frac{N \cdot T}{\tau_e}\right) \quad , \quad I_{off} \ll I_{th} \quad . \quad (4.33)$$

Die Verzögerungszeit t_s , in der die Ladungsträgerdichte von n_i auf n_{th} ansteigt, lässt sich analog zu Gl. (4.15) für $I_{on} \gg I_{th}$ wie folgt beschreiben [70]:

$$t_s = \tau_e \cdot \ln\left(\frac{I_{on} - I(n_i)}{I_{on} - I_{th}}\right) \approx \tau_e \cdot \frac{I_{th}}{I_{on}} \cdot \left(1 - \frac{I(n_i)}{I_{th}}\right) \quad , \quad (4.34)$$

wobei der in Gl. (4.15) verwendete Anfangsstrom I_{off} hier durch $I(n_i) = n_i \cdot e \cdot V / (\tau_e \cdot \eta_i)$ ersetzt wird. Setzt man Gl. (4.33) in Gl. (4.34) mit $I_{th} = n_{th} \cdot e \cdot V / (\tau_e \cdot \eta_i)$ ein, so ist die Verzögerungszeit t_s bei einem Betrieb mit $I_{on} \gg I_{th}$ und $I_{off} \ll I_{th}$ gegeben durch [69]:

$$t_s = \underbrace{\tau_e \cdot \frac{I_{th}}{I_{on}}}_{t_{s,max}} \cdot \left\{1 - \exp\left(-\frac{N \cdot T}{\tau_e}\right)\right\} \quad (4.35)$$

mit $t_{s,max} = t_s(N \rightarrow \infty)$.

Werden rein zufällige Bitsequenzen übertragen, so ist N geometrisch verteilt mit der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF): $p(N) = \gamma \cdot 2^{-N}$, wobei $\gamma = \ln(2)$, wenn für $p(N)$ eine kontinuierliche Verteilung angenommen wird [69]. Unter Ausnutzung der Beziehung $p(N) dN = p_s(t_s) dt_s$ läßt sich die PDF von t_s dann wie folgt bestimmen [69][70][71]:

$$p_s(t_s) = \ln(2) \cdot B \cdot \frac{\tau_e}{t_{s,max}} \cdot \left(1 - \frac{t_s}{t_{s,max}}\right)^{\ln(2) \cdot B \cdot \tau_e - 1} \quad (4.36)$$

Gln. (4.31) und (4.36) zusammen berücksichtigen sowohl das spontane Emissionsrauschen als auch den Bitmuster-Effekt und ermöglichen die Bestimmung der zeitlichen Fluktuation der gesamten Verzögerungszeit $t_d = t_s + t_{on}$. Da beide Effekte nicht miteinander korreliert sind, ergibt sich die PDF p_{tot} der gesamten Verzögerungszeit t_d aus der Faltung der beiden einzelnen PDFs:

$$p_{tot}(t_d) = \int_0^{t_{s,max}} p_s(t_s) \cdot p_{on}(t_d - t_s) \cdot dt_s \quad , \quad (4.37)$$

wobei $p_{on}(t_d - t_s) = 0$ für $t_d < t_s$ gilt.

Wie sich das spontane Emissionsrauschen und der Bitmuster-Effekt auf den Turn-On Jitter auswirken, kann mit Hilfe eines *Augendiagramms* wie in Abbildung 4.11 veranschaulicht werden. Sowohl im gemessenen als auch simulierten Augendiagramm sind bei einem '1'-Bit mehrere Anstiegsflanken zu beobachten, wobei jede Flanke mit einer zeitlichen Fluktuation überlagert ist. Diese separaten Anstiegsflanken entstehen aufgrund des Bitmuster-Effekts, während die überlagerte zeitliche Fluktuation ein Ergebnis des spontanen Emissionsrauschens ist.

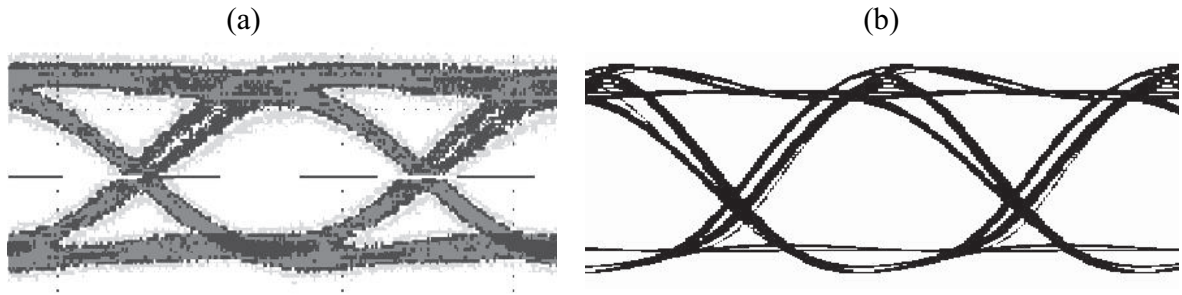


Abbildung 4.11: a) Gemessenes und b) simuliertes Augendiagramm für den untersuchten VCSEL mit einer Bitrate von $B = 1$ Gb/s und einer 750 MHz Tiefpaßfilterung.

4.4.4 BER-Abschätzung

Das Hauptkriterium bei der Leistungsbewertung eines digitalen Übertragungssystems ist die resultierende Bitfehlerrate (**BER**, Bit-Error-Rate). Bei der Betrachtung des

Augendiagramms eines empfangenen Signals wird deutlich, dass sowohl die vertikale als auch die horizontale *Augenöffnung* die erreichbare BER begrenzen. Die vertikale Augenöffnung ist hauptsächlich durch das Empfängerrauschen begrenzt, während der Turn-On Jitter die Größe der horizontalen Augenöffnung beeinträchtigt. Da die Signalamplitude zum Abtastzeitpunkt durch den Turn-On Jitter beeinträchtigt wird, tritt die zeitliche Fluktuation in Form von Amplitudenrauschen auf.

Betrachtet man ein Augendiagramm, so läßt sich das empfangene Signal $u(t)$ innerhalb der Bitdauer $T = 1/B$ durch einen einfachen cosinus-Verlauf der Form

$$u(t) = \frac{u_0}{2} \cdot \{1 + \cos(\pi \cdot B \cdot t)\} \quad (4.38)$$

mit

$$u_0 = \eta_{link} \cdot R_{load} \cdot (I_{on} - I_{off}) \quad (4.39)$$

beschreiben, wobei η_{link} die gesamte Übertragungseffizienz und R_{load} den Lastwiderstand am Empfänger kennzeichnet. Mit der Annahme, dass die Schwellenspannung u_D am Entscheider $u_0/2$ beträgt und der Abtastzeitpunkt in der Mitte des Bit erfolgt, so läßt sich die Abhängigkeit der Signalamplitude vom Turn-On Jitter durch das Einsetzen von $t = t_d$ in Gl. (4.38) ermitteln.

Da t_d aufgrund des spontanen Emissionsrauschens und des Bitmuster-Effekts fluktuiert, erfährt die Signalamplitude u_{t_d} zum Abtastzeitpunkt ein zusätzliches Amplitudenrauschen. Nimmt man an, dass ein gaußverteiltes thermisches Empfängerrauschen mit gleicher Varianz σ^2 für '1'- und '0'-Bits vorliegt, kann die BER ähnlich wie bei den kantenemittierenden Lasern gemäß [68] wie folgt abgeschätzt werden:

$$\text{BER} = \frac{1}{4} \cdot \left\{ \text{erfc} \left(\frac{u_D}{\sigma \cdot \sqrt{2}} \right) + \int_0^{1/B} p_{tot}(t_d) \cdot \text{erfc} \left(\frac{u_D \cdot \cos(\pi \cdot B \cdot t_d)}{\sigma \cdot \sqrt{2}} \right) \cdot dt_d \right\} \quad (4.40)$$

mit der konjugierten Fehlerfunktion $\text{erfc}(x) = \int_x^\infty \exp(-t^2) \cdot dt$.

Durch Einsetzen von Gln. (4.31), (4.36) und (4.37) in Gl. (4.40) ergibt sich für die BER-Abschätzung eines mit Vorstrom unterhalb der Schwelle modulierten einmodigen VCSEL-Systems folgender Ausdruck

$$\begin{aligned} \text{BER} = & \frac{1}{4} \cdot \text{erfc} \left(\frac{u_D}{\sigma \cdot \sqrt{2}} \right) + \frac{\gamma}{t_{s,max}} \cdot \omega_r^2 \cdot \frac{S_{on}^2}{\langle S_c \rangle^2} \cdot \\ & \cdot \int_0^{1/B} \int_0^{t_{s,max}} \left(1 - \frac{t_s}{t_{s,max}} \right)^{\gamma-1} \cdot \exp \left[-2 \cdot \frac{S_{on}}{\langle S_c \rangle} \cdot \exp \left(-\frac{\omega_r^2 \cdot (t_d - t_s)^2}{2} \right) \right] \cdot \\ & \cdot (t_d - t_s) \cdot \exp \left[-\omega_r^2 \cdot (t_d - t_s)^2 \right] \cdot \text{erfc} \left(\frac{u_D \cdot \cos(\pi \cdot B \cdot t_d)}{\sigma \cdot \sqrt{2}} \right) \cdot dt_s dt_d \quad (4.41) \end{aligned}$$

mit $\gamma = \ln(2) \cdot B \cdot \tau_e$. Somit kann sowohl die BER für eine bestimmte Bitrate B und einen bestimmten Arbeitspunkt (I_{on}, I_{off}) bestimmt als auch der Arbeitsbereich für eine bestimmte BER vorausgesagt werden. Alle in der Gl. (4.41) eingegangenen Parameter können direkt oder indirekt aus Messungen extrahiert werden und sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Parameter	Symbol	Wert
Schwellenstrom	I_{th}	0.9 mA
ext. Quantumeffizienz	dP/dI	0.67 W/A
Proportionalitäts-Konstante	$D = f_r/\sqrt{P_{on}}$	3.57 GHz/ $\sqrt{\text{mW}}$
Elektronen-Lebensdauer	τ_e	1 ns
Photonen-Lebensdauer	τ_{ph}	3.4 ps
mittlere Photonenzahl bei $n = n_{th}$	$\langle S_c \rangle$	180
gesamte Übertragungseffizienz	η_{link}	17
Lastwiderstand am Empfänger	R_{load}	50 Ω
Standardabweichung des Empfängerrauschens	σ	2.4 mV

Tabelle 4.1: Simulationsparameter für die BER-Abschätzung

4.4.5 BER und Arbeitsbereich

Um Gl. (4.41) zu verifizieren wurden mehrere BER-Messungen mit dem selektiv-oxidierten VCSEL durchgeführt. Der Messaufbau entspricht weitgehend der Darstellung in Abbildung 4.7, nur das Empfangssignal wurde nach der Verstärkung zusätzlich mit einem Tiefpass gefiltert und statt dem Abtastoszilloskop einem Bitmusterempfänger zugeführt. Der VCSEL wurde mit einem 1 Gb/s NRZ-Signal und quasi-zufälligen Bitsequenzen (PRBS $2^{23} - 1$) moduliert, wobei sowohl der Modulationshub $\Delta I = I_{on} - I_{off}$ als auch der Vorstrom $I_{off} < I_{th}$ variiert wurden. Abbildung 4.12 a) zeigt einen Vergleich der Messergebnisse (Punkte) und der nach Gl. (4.41) berechneten theoretischen BER (Linien) mit den in der Tabelle 4.1 dargestellten Parametergrößen. Die gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messungen bestätigt die Gültigkeit von Gl. (4.41).

In Abbildung 4.12 a) ist deutlich zu erkennen, dass eine Erhöhung des Vorstroms I_{off} die BER bei gleich bleibendem I_{on} drastisch reduziert. Äquivalent gilt auch die Aussage, dass ein größerer Vorstrom den benötigten Modulationshub $\Delta I = I_{on} - I_{off}$ zum Erreichen eines bestimmten BER-Wertes senkt. Für eine 1 Gb/s Übertragung liegt der Arbeitsbereich für eine $BER < 10^{-9}$ oberhalb der in Abbildung 4.12 b) durchgezogenen Linie. Während eine vorstromfreie Übertragung (*zero-biased*) einen Stromwert von $I_{on} \geq 3.2 \cdot I_{th}$ benötigt, reduziert dieser sich auf nur $2.4 \cdot I_{th}$ bei einem Vorstrom von $I_{off} = 0.55 \cdot I_{th}$. Die gestrichelte Linie stellt die theoretischen Werte ohne

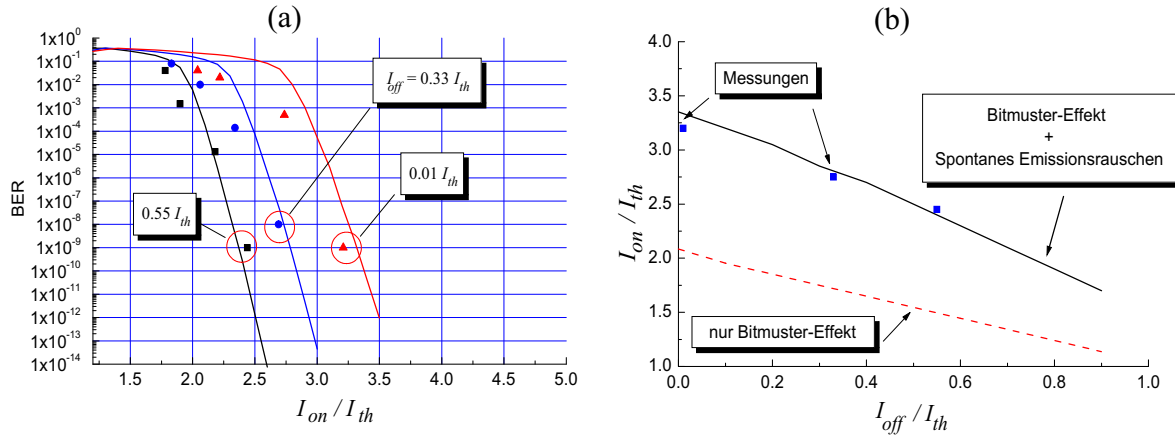


Abbildung 4.12: Vergleich der Messungen (Punkte) und Berechnungen (Linien) bei $B = 1$ Gb/s im Bezug auf a) die BER in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt und b) den Arbeitsbereich für $BER < 10^{-9}$

Berücksichtigung des spontanen Emissionsrauschens dar. Daraus ist klar zu erkennen, dass diese Werte eine zu optimistische Schätzung bezüglich der erreichbaren BER voraussagen. Die gute Übereinstimmung zwischen den Messergebnissen (Punkte) und den nach Gl. (4.41) berechneten Werten (durchgezogenen Linien) zeigt die Notwendigkeit, bei der Berechnung von Turn-On Jitter sowohl den Bitmuster-Effekt als auch das spontane Emissionsrauschen zu berücksichtigen.

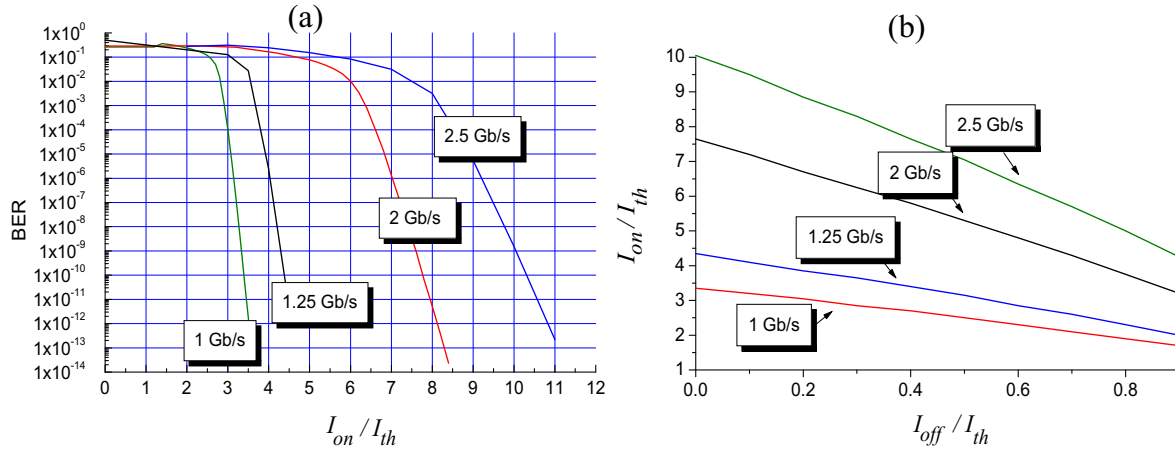


Abbildung 4.13: a) BER für den vorstromfreien Betrieb in Abhängigkeit von der Bitrate und b) den zugehörigen Arbeitsbereich für $BER < 10^{-9}$

Geht man davon aus, dass die Gl. (4.41) auch für höhere Bitraten gültig sei, so kann man den Arbeitsbereich in Abhängigkeit von der Bitrate bestimmen. In Abbildung 4.13 a) sind die berechneten BER für den vorstromfreien Betrieb in Abhängigkeit von dem Modulationshub und der Bitrate dargestellt. Während für $B = 1$ Gb/s ein

Strom von $I_{on} \geq 3.2 \cdot I_{th}$ benötigt wird, ist für 2 Gb/s ein Strom von $I_{on} \geq 7.5 \cdot I_{th}$ und für 2.5 Gb/s sogar $I_{on} \geq 10 \cdot I_{th}$ notwendig, um eine $BER < 10^{-9}$ zu erreichen. Der hohe Strombedarf bei 2 und 2.5 Gb/s führt zwangsweise zu einer erheblichen Erwärmung im VCSEL. Es ist fraglich, ob der VCSEL bei solch hohen Strömen überhaupt noch im Betrieb sein kann. Wenn aber ein kleiner Vorstrom toleriert werden kann, so kann man den Arbeitsbereich für unterschiedliche Bitraten aus Abbildung 4.13 b) entnehmen. Wird z. B. ein Vorstrom von $I_{off} = 0.8 \cdot I_{th}$ angelegt, ist eine $BER < 10^{-9}$ für $B = 2.5$ Gb/s bereits mit $I_{on} > 5 \cdot I_{th}$ erreichbar.

Die bisherigen Betrachtungen beschränken sich nur auf einmodige VCSELs mit zwei Polarisierungen, wobei die Laserdiode stets unterhalb der Schwelle vorgespannt ist. Diese Betriebsart könnte zwar kostengünstig sein, muss sich aber mit einer relativ niedrigen Bitrate zufrieden geben. Wie aus Abbildung 4.13 b) ersichtlich wird, ist bei dieser Betriebsart eine Bitrate größer als 2 oder 2.5 Gb/s wohl kaum möglich. Um eine höhere Bitrate erzielen zu können, wird der VCSEL üblicherweise mit einem Vorstrom knapp oberhalb der Schwelle betrieben. Da aber die Größe des Schwellenstroms je nach Betriebstemperatur schwanken kann, benötigt das System einen zusätzlichen elektrischen Schaltkreis zur Schwellenstrom-Überwachung (*monitoring*), um einen stabilen Betriebszustand zu gewährleisten. Welche Betriebsart zu bevorzugen ist, hängt ganz allein von den Systemanforderungen und den damit verbundenen Kosten ab. Die kommerziell erhältlichen VCSEL-Systeme sind meistens mit einer Monitor-Schaltung ausgestattet, so dass ein vorstromfreier Betrieb nur für spezielle Anwendungen mit einer niedrigen Bitrate $B < 1$ Gb/s von Interesse ist.

Kapitel 5

Mehrmodige VCSELs

Kommerziell erhältliche VCSELs für optische Interconnects haben häufig eine relativ große aktive Zone und sind damit transversal mehrmodig. Beim Strom knapp oberhalb der Schwelle schwingt meistens der Grundmode zuerst an, wobei mit stetiger Erhöhung des Stromes immer mehr höhere transversale Moden angeregt werden. Die Anregung höherer transversaler Moden im VCSEL wird in der Literatur häufig mit der Entstehung von „Spatial Hole Burning“ (**SHB**) erklärt [40][41][42]. Weil der Grundmode im wesentlichen nur die Ladungsträger im Zentrum der aktiven Zone beansprucht, wird bei Erhöhung des Stromes ein „Loch“ ins Zentrum des räumlichen Stromprofils „gebrannt“, so dass die höheren transversalen Moden trotz ihres geringeren optischen Gewinns oder höheren Verluste aufgrund der hohen Ladungsträgerkonzentration am Rande der aktiven Zone angeregt werden können.

Zusätzlich zu dem spontanen Emissionsrauschen kommt bei mehrmodigen Laserdioden eine weitere Rauschquelle hinzu, das sogenannte **MPN** (Mode-Partition-Noise), welches durch das Konkurrenzverhalten der Moden um die Ladungsträger in der aktiven Zone hervorgerufen wird. Im Gegensatz zu den Polarisationsmoden im VCSEL oder longitudinalen Moden eines mehrmodigen Kantenemitters, die sich ein gemeinsames Ladungsträger-Reservoir teilen, greifen die transversalen Moden aufgrund ihrer unterschiedlichen transversalen Feldverteilungen (siehe Kapitel 3.2.2) auf unterschiedliche Ladungsträger-Reservoirs zu. Durch die nur teilweise überlappenden Ladungsträgerquellen wird ein anderes Rauschverhalten bezüglich MPN im VCSEL erwartet.

Ein anderes Problem bezüglich der Mehrmodigkeit im VCSEL sind die unterschiedlichen Einschaltverzögerungen der transversalen Moden bei der Modulation. Auch die relative Leistungsverteilung der Moden ändert sich während des Einschaltvorgangs dynamisch mit der Zeit, bis der stationäre Zustand erreicht ist. Bitmuster-Effekte und thermische Einflüsse sind weitere Faktoren, die das Modenverhalten eines mehrmodigen VCSEL und dessen Übertragungsgüte erheblich beeinträchtigen können. In diesem Kapitel werden sowohl experimentelle, numerische als auch analytische Untersuchungen durchgeführt, deren Ergebnisse zur Aufklärung der komplexen Mechanismen in einem mehrmodigen VCSEL beitragen sollen.

5.1 Emissionseigenschaften

Experimentell wurden Untersuchungen an mehreren selektiv-oxidierten VCSELs der Firma *Infineon AG* durchgeführt. Die VCSELs haben eine kreiszylindrische Struktur mit ringförmiger Stromzuführung und einem Apertur-Durchmesser von 13-15 μm . Der prinzipielle Aufbau der VCSELs ist in Abbildung 5.1 a) dargestellt. Die Bragg-Spiegel bestehen aus 30-35 Paaren n - und 23-26 Paaren p -dotierten $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ $\lambda/4$ -DBRs, wobei die nominelle Wellenlänge $\lambda_B = 840\text{-}850\text{ nm}$ beträgt. Die aktive Zone besteht aus 3 x 8 nm dicken undotierten GaAs-QWs, getrennt von 10 nm dicken $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ Barrieren-Schichten. Zusammen mit den niedrig dotierten, gestuften $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ *Spacer*-Schichten beträgt die Gesamtlänge des inneren Resonators genau eine Wellenlänge.

5.1.1 P - U - I -Kennlinie

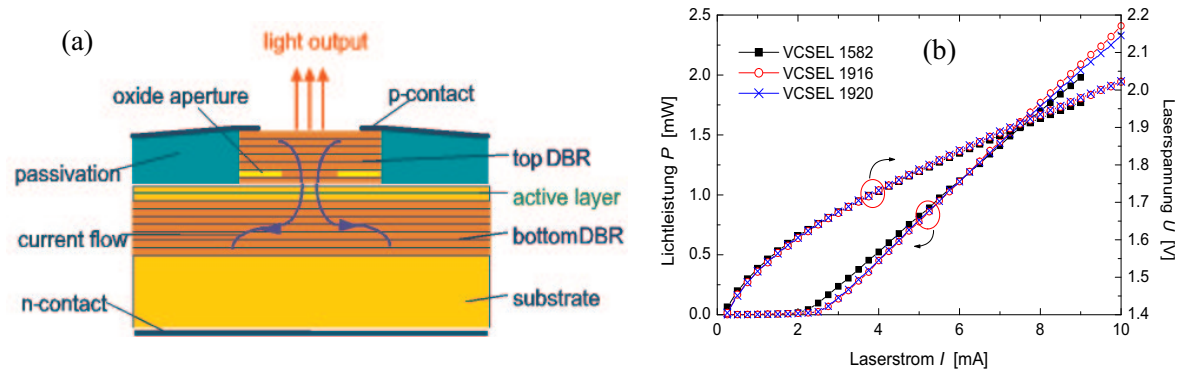


Abbildung 5.1: a) Prinzipieller Aufbau der untersuchten selektiv-oxidierten VCSELs von *Infineon AG*. b) P - U - I -Kennlinien einiger untersuchten VCSELs

In Abbildung 5.1 b) sind die P - U - I -Kennlinien einiger untersuchten VCSELs (#1582, #1916, #1920) dargestellt. Der Schwellenstrom I_{th} beträgt etwa 2.25-2.5 mA mit einer Steigung von $dP/dI \approx 0.3\text{ W/A}$. Die Schwellenspannung liegt bei 1.5 V mit einem differentiellen Widerstand von $r_{dif} = dU/dI \approx 50\ \Omega$.

Obwohl die P - U - I -Kennlinien in Abbildung 5.1 b) ein ähnliches stationäres Verhalten der untersuchten VCSELs nahelegen, zeigen sie jedoch unterschiedliches Polarisationsverhalten. Mit der Annahme, dass die Moden linear polarisiert sind [43][44][45], sind die polarisationsaufgelösten P - I -Kennlinien der drei VCSEL-Beispiele in Abbildung 5.2 dargestellt, die mit Hilfe eines linearen Polarisationsfilters aufgenommen wurden. Da die VCSELs keine aktive Polarisations-Kontrollmechanismen besitzen, ist die Größe der Polarisationsunterdrückung aufgrund der Prozess bedingten unterschiedlichen mechanischen Spannung von Device zu Device unterschiedlich. Während die Unterdrückung bei VCSEL #1916 mehr als 17 dB beträgt, ist sie nur noch

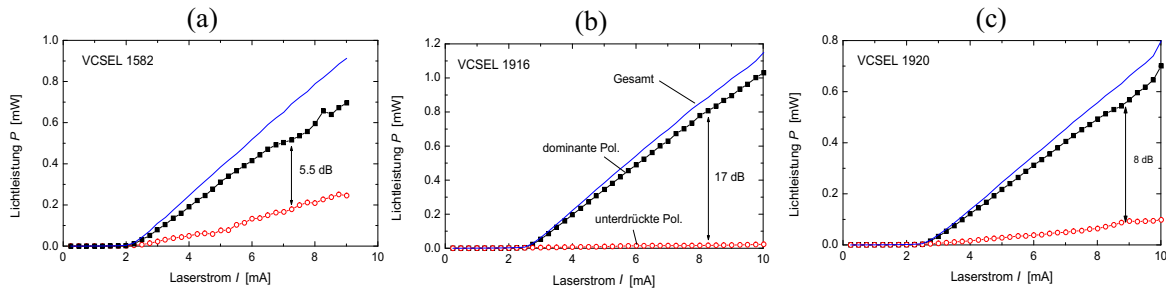


Abbildung 5.2: Polarisationsaufgelöste P - I -Kennlinien einiger untersuchter VCSELS: a) #1582 b) #1916 und c) #1920, die mit Hilfe eines linearen Polarisationsfilters aufgenommen wurden.

5.5 dB bei VCSEL#1582. Ein *polarisation-switching* ist allerdings in keinem der drei Fälle zu beobachten.

5.1.2 Optische Spektren

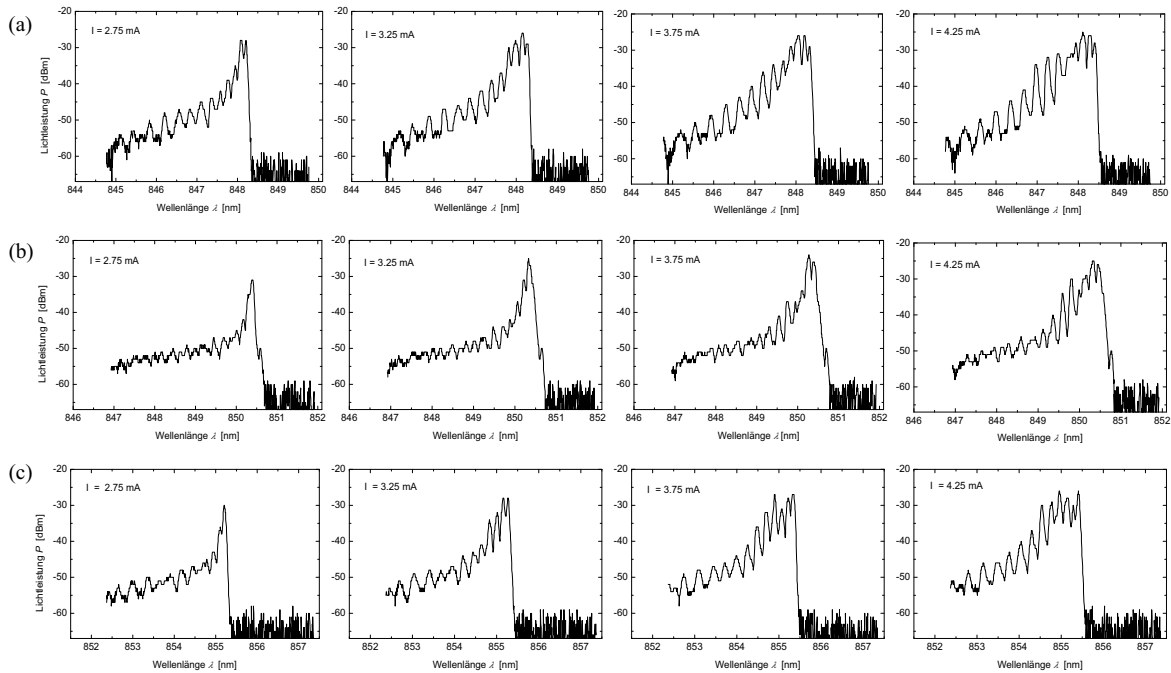


Abbildung 5.3: Gemessene optische Spektren bei $I = 2.75, 3.25, 3.75$ und 4.25 mA für drei unterschiedliche VCSELS: a) #1582 b) #1916 und c) #1920

Bei der Betrachtung der optischen Spektren in Abbildung 5.3 wird ersichtlich, dass die untersuchten VCSELS mit einer Emissionswellenlänge von etwa $\lambda \approx 850$ nm mehrmodig sind. Die Anzahl der transversalen Moden ist unterschiedlich für verschiedene

VCSELs und nimmt bei Erhöhung des Stromes stetig zu. Aufgrund der thermischen Brechzahländerung im Resonator verschiebt sich die Emissionswellenlänge bei Erhöhung des Stromes langsam zu größeren Wellenlängen, wobei die Rotverschiebung einen theoretischen Wert von etwa 0.08 nm/K hat (siehe Kapitel 3.2.3).

In Abbildung 5.4 sind die mit Hilfe eines linearen Polarisationsfilters aufgenommenen polarisationsaufgelösten optischen Spektren des VCSEL#1582 für unterschiedliche Ströme dargestellt. Aufgrund der Doppelbrechung im Resonator (siehe Kapitel 4.2) haben die linearen Polarisationen gleicher transversaler Ordnung etwas unterschiedliche Emissionswellenlängen $\Delta\lambda < 0.08 \text{ nm}$.

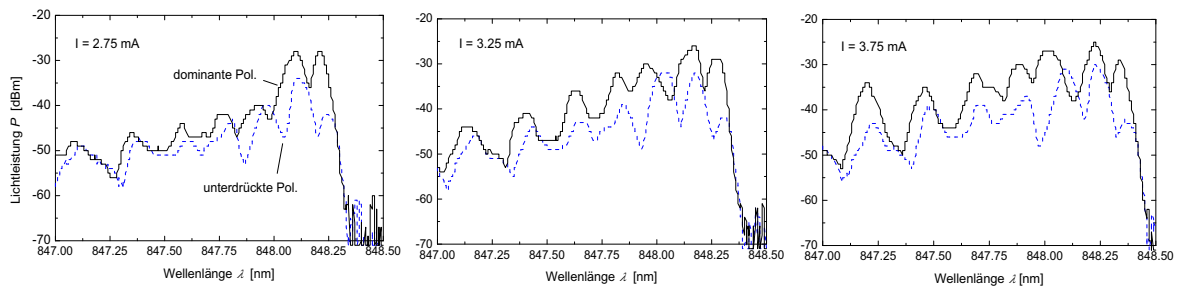


Abbildung 5.4: Polarisationsaufgelöste optische Spektren des VCSEL#1582 bei $I = 2.75, 3.25$ und 3.75 mA

Wie man in Abbildung 5.4 deutlich sieht, ist die Polarisationsunterdrückung bei Moden unterschiedlicher Ordnung verschieden. Während die Unterdrückung im Grundmode (Mode mit der größten Wellenlänge) mehr als 15 dB beträgt, ist sie nur noch weniger als 5 dB bei Moden höherer Ordnung. Die beiden linearen Polarisationen des Grundmodes haben gleiche (oder ähnliche) transversale Feldverteilungen und teilen sich somit das selbe Ladungsträger-Reservoir. Dagegen können lineare Polarisationsmoden höherer Ordnung (z. B. LP_{11}) in zwei azimuthalen Anordnungen anschwingen ($\cos$ oder $\sin$, siehe Kapitel 3.2.2), deren transversale Feldverteilungen sich nur zum Teil überlappen, so dass der optische Gewinn besser ausgenutzt werden kann. Man könnte die beiden linearen Polarisationen auch als zwei transversale Moden betrachten, und die Anregung einer bestimmten Polarisation würde nicht zwangsweise eine Unterdrückung der anderen Polarisation bedeuten.

5.1.3 Nahfeldverteilungen der transversalen Moden

Für die Untersuchung des multimodalen Verhaltens eines mehrmodigen VCSEL ist es wichtig, die Anzahl der Moden und deren räumliche Feldverteilungen zu kennen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Messmethode zur Aufnahme der Nahfeldverteilungen entwickelt, die nur wenige „einfache“ Messgeräte in Anspruch nehmen.

Der Messaufbau ist in Abbildung 5.5 skizziert. Bei einem angelegten Strom wird der aus dem VCSEL emittierte Lichtfleck über eine Mikroskopobjektiv hundertfach

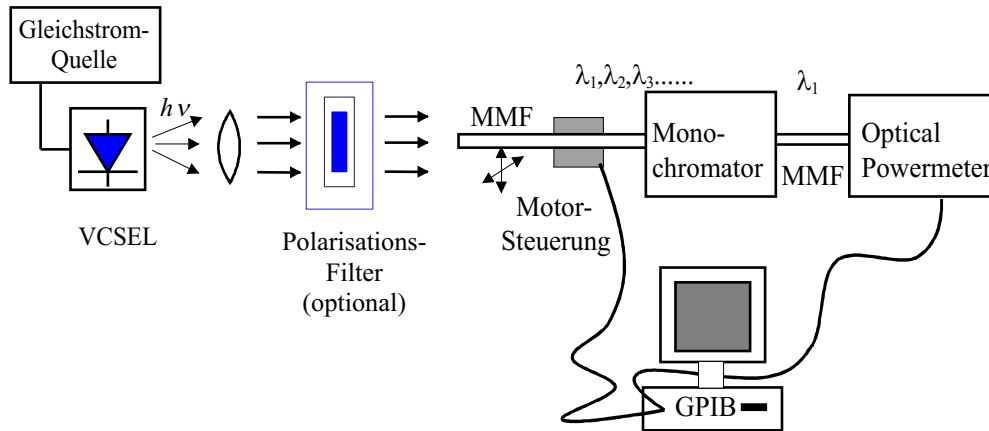


Abbildung 5.5: Messaufbau zur Aufnahme der Nahfeldverteilungen transversaler Moden eines mehrmodigen VCSEL

vergrößert und mit einer mehrmodigen Faser (MMF), die auf einem vom Rechner gesteuerten Schrittmotor montiert ist, räumlich abgetastet. Bei der Abtastung gelangen mehrere Lasermode unterschiedlicher Wellenlängen λ_i in die MMF, wobei der anschließende Monochromator des optischen Spektrum-Analysators *HP 70951 A* eine bestimmte Wellenlänge selektieren kann. Da die kleinste Auflösung des Monochromators auf 0.08 nm begrenzt ist, kann zusätzlich ein linearer Polarisationsfilter zwecks Polarisationsstrennung hinter die Linse gestellt werden.

Am Ausgang des Monochromators wird die optische Leistung der selektierten Wellenlänge (entspricht einem transversalen Mode) in den Abtastkopf des optischen Leistungsmessers *Anritsu ML910 A* eingekoppelt und über eine **GPIB** (General Purpose Interface Bus)-Schnittstelle in den Rechner eingelesen. Auf diese Weise wird die optische Leistung einer bestimmten Wellenlänge an einer bestimmten Stelle des vergrößerten Nahfeldes ermittelt. Über die Motorsteuerung wird dann das ganze Nahfeld mit der MMF abgetastet und im Rechner ausgewertet.

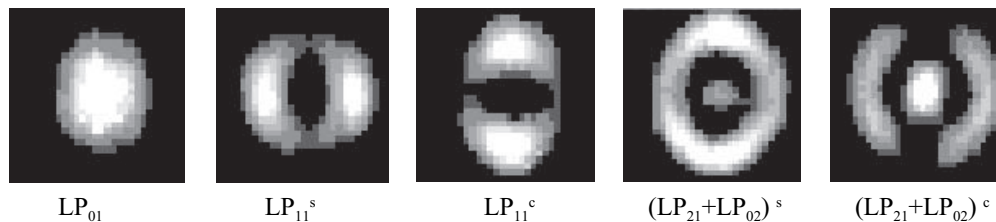


Abbildung 5.6: Gemessene, polarisationsaufgelöste Nahfeldverteilungen transversaler Moden des VCSEL #1582 bei $I = 3$ mA, wobei c und s die beiden azimuthalen Orientierungen bzw. linearen Polarisationen kennzeichnen.

In Abbildung 5.6 sind die Feldverteilungen der ersten drei transversalen Moden des VCSEL #1582 dargestellt, wobei der angelegte Strom bei $I = 3$ mA lag. Die Feldvertei-

lungen der transversalen Moden entsprechen weitgehend denen der linear polarisierten LP-Moden in Abbildung 3.12, obwohl die LP_{21} und LP_{02} wegen ihren sehr nah beieinander liegenden Emissionswellenlängen nicht richtig aufgelöst werden konnten. Wie im letzten Kapitel erwähnt, schwingen die beiden Polarisationsmoden höherer Ordnung wegen besserer Gewinn-Ausnutzung in unterschiedlichen azimuthalen Ausrichtungen ($s = \sin$ und $c = \cos$) an, während der Grundmode nur in einer Polarisationsrichtung angeregt wird (Polarisationsunterdrückung > 15 dB).

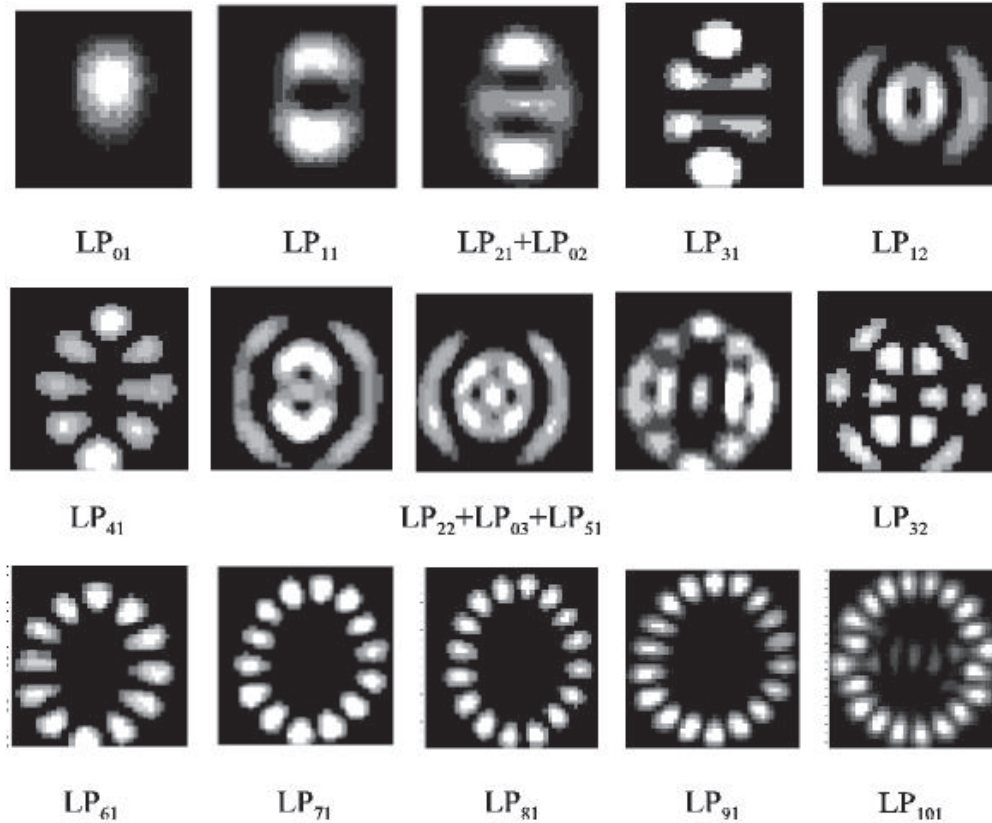


Abbildung 5.7: Gemessene Nahfeldverteilungen transversaler Moden des VCSEL#1916 bei $I = 8$ mA.

Feldverteilungen von transversalen Moden noch höherer Ordnungen sind exemplarisch in Abbildung 5.7 für den VCSEL#1916 dargestellt. Übereinstimmend mit der Theorie schwingen die Moden höherer Ordnungen mit kürzeren Wellenlängen an; die ovalförmige Feldbilder deuten auf die nicht perfekt kreiszylindrische VCSEL-Struktur an, wodurch die hohe Polarisationsunterdrückung zu erklären wäre.

5.2 Rauscheigenschaften

Aufgrund der quantenmechanischen Natur ist die Lichtintensität einer Laserdiode intrinsisch mit Rauschen behaftet. Die Hauptrauschquelle ist dabei das spontane Emis-

sionsrauschen, welches eine Fluktuation der emittierten Lichtintensität und Emissionsfrequenz verursacht. Bei mehrmodigen Laserdioden existiert eine weitere Rauschquelle, das MPN, welches durch das Konkurrenzverhalten der Moden hervorgerufen wird.

Eine rauschbehaftete Leistung P kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$P(t) = \langle P \rangle + \delta P(t) \quad (5.1)$$

mit der mittleren Lichtleistung $\langle P \rangle$ und deren zeitlicher Fluktuation $\delta P(t)$. Im Zeitbereich lässt sich der Rauschterm durch die Autokorrelation [23]

$$\rho_p(\tau) = \langle \delta P(t) \cdot \delta P(t - \tau) \rangle \quad (5.2)$$

mit $\langle \delta P(t) \rangle = 0$ beschreiben. Über die *Fourier-Transformation* geht der Rauschterm in den Frequenzbereich über mit der spektralen Rauschleistungsdichte $w_p(\omega_m)$ bei der Kreisfrequenz ω_m :

$$w_p(\omega_m) = \langle |\Delta P(\omega_m)|^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_p(\tau) \cdot \exp(-j\omega_m \tau) \cdot d\tau \quad , \quad (5.3)$$

und somit auch

$$\rho_p(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} w_p(\omega_m) \cdot \exp(j\omega_m \tau) \cdot df \quad . \quad (5.4)$$

mit $f = \omega_m/2\pi$.

Zusammen mit Gln. (5.2)-(5.4) ergibt sich die *mittlere quadratische Leistungsschwankung* $\langle \delta P^2 \rangle$ mit

$$\langle \delta P^2(t) \rangle = \rho_p(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} w_p(\omega_m) \cdot df = \int_{-\infty}^{\infty} \langle |\Delta P(\omega_m)|^2 \rangle \cdot df \quad . \quad (5.5)$$

Die Einführung eines idealen Bandpassfilters mit der Mittenfrequenz ω_m und einer Bandbreite Δf vereinfacht die Gl. (5.5) zu

$$\langle \delta P^2(t) \rangle|_{\Delta f} = 2 \cdot \Delta f \cdot \langle |\Delta P(\omega_m)|^2 \rangle = 2 \cdot \Delta f \cdot w_p(\omega_m) \quad . \quad (5.6)$$

5.2.1 Das Relative Intensitätsrauschen (RIN)

Entscheidend für die Güte eines Übertragungssystems ist das Verhältnis der Signalleistung relativ zu der Rauschleistung (**SNR**, Signal-to-Noise Ratio). Für die Bewertung der Qualität einer Laserdiode bedient man sich i. Allg. einer äquivalenten Größe, des relativen Intensitätsrauschens (**RIN**, Relative Intensity Noise), welches definiert ist als Verhältnis der mittleren quadratischen Leistungsschwankung $\langle \delta P^2 \rangle$ relativ zur mittleren Lichtleistung $\langle P \rangle$ zum Quadrat [23]:

$$\text{RIN} = \frac{\text{mittlere quadratische Leistungsschwankung}}{\text{mittlere Leistung zum Quadrat}} = \frac{\langle \delta P^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} \quad . \quad (5.7)$$

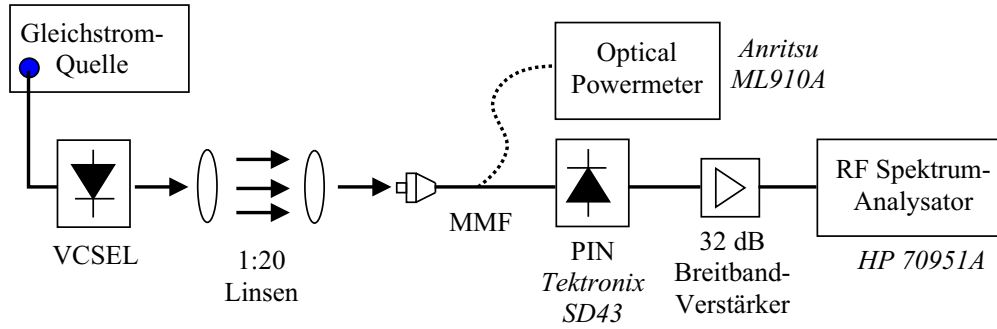


Abbildung 5.8: Messaufbau zur RIN-Messung von VCSELs.

Für die messtechnische Erfassung des RIN wird häufig ein *RF-Spektrumanalysator* herangezogen. Der entsprechende Messaufbau ist in Abbildung 5.8 skizziert.

Bei der Messung des statischen RIN wird der untersuchte VCSEL mit einem Gleichstrom gespeist. Die emittierte Lichtleistung P wird über zwei Objektiv-Linsen in eine MMF fokussiert und mittels einer anschließenden PIN-Diode *Tektronix SD43* in einen Photostrom I_{ph} umgewandelt. Die PIN-Diode hat eine Empfindlichkeit von $\approx 0.4 \text{ A/W}$ bei der Wellenlänge 850 nm und ist breitbandig bis 8 GHz . Der Wechselanteil ΔI_{ph} des Photostroms wird dann über einen 32 dB Breitbandverstärker *SHF 75P* in den RF-Spektrum-Analysator *HP 70951A* geleitet. Mit einem Lastwiderstand von $R_{load} = 50 \Omega$ und einer Frequenzauflösung von $\Delta f = 1 \text{ MHz}$ liefert der RF-Spektrum-Analysator am Ausgang eine Rauschleistung W_p mit

$$\langle \delta I_{ph}^2 |_{\Delta f} \rangle = \frac{W_p(\omega_m) |_{\Delta f}}{R_{load}} = 2 \cdot \Delta f \cdot \langle |\Delta I_{ph}(\omega_m)|^2 \rangle \quad (5.8)$$

Da am Ausgang der verwendeten PIN-Diode nur der Wechselanteil des Photostroms steht, wird der mittlere Photostrom $\langle I_{ph} \rangle$ aus der mittleren Lichtleistung $\langle P \rangle$ berechnet, die mittels eines optischen Leistungsmessers *Anritsu ML910A* ermittelt wird. Mit der Empfindlichkeit der Photodiode $E_p = 0.4 \text{ A/W}$ und der Verstärkung G des 32 dB -Breitbandverstärkers ergibt sich ein äquivalenter mittlerer Photostrom von $\langle I_{ph} \rangle = \langle P \rangle \cdot E_p \cdot G$. Und zusammen mit Gln. (5.7) und (5.8) lässt sich das RIN wie folgt ermitteln:

$$\text{RIN} = \frac{\langle \delta I_{ph}^2 \rangle}{\langle I_{ph} \rangle^2} = \frac{2 \cdot \Delta f \cdot \langle |\Delta I_{ph}(\omega_m)|^2 \rangle}{\langle I_{ph} \rangle^2} = \frac{W_p(\omega_m)}{R_{load} \cdot (\langle P \rangle \cdot E_p \cdot G)^2} \quad (5.9)$$

Üblicherweise wird das RIN in $[\text{dB/Hz}]$ angegeben, so dass der Ausdruck in Gl. (5.9) durch Δf dividiert und anschließend logarithmiert wird.

In Abbildung 5.9 a) sind die experimentell ermittelten RIN-Spektren des VCSEL#1582 für unterschiedliche Ströme I exemplarisch dargestellt. Die RIN-Werte sind gemäß Gl. (5.9) nach Abzug des thermischen Rauschens des Empfängers berechnet,

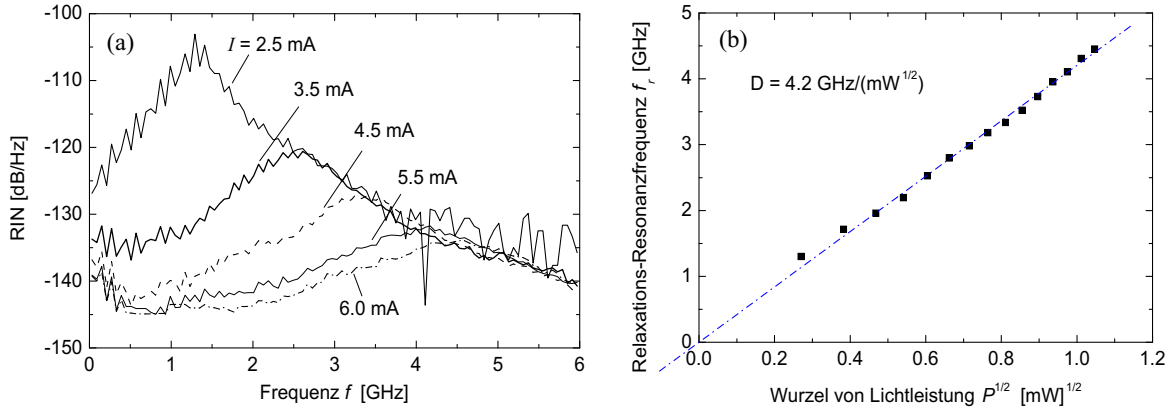


Abbildung 5.9: a) Gemessene RIN-Spektren des VCSEL#1582 in Abhängigkeit vom Strom und b) die Abhängigkeit der Relaxations-Resonanzfrequenz f_r von der Lichtleistung.

wobei das Schrotrauschen vernachlässigt wurde. Das RIN des untersuchten mehrmodigen VCSEL zeigt das selbe Verhalten wie das einer einmodigen Laserdiode mit einer Rauschspitze (*noise-peak*) bei der Relaxations-Resonanzfrequenz f_r . Mehrfachpeaks, wie in [72] und [73] durch Kleinsignalanalyse vorausgesagt, wurden nicht beobachtet. Mit Erhöhung des Stromes verschiebt sich f_r zu höheren Frequenzen, und das RIN wird mit zunehmendem Strom immer kleiner. f_r steigt linear mit $\sqrt{I - I_{th}}$ und über $dP/dI \approx 0.3 \text{ W/A}$ auch mit $\sqrt{P}$, wie in Abbildung 5.9 b) dargestellt ist. Die Anwendung einer linearen Fitfunktion liefert eine Steigung $D = f_r/\sqrt{P} = 4.2216 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mW}}$.

Bezüglich des Rauschens kann die Übertragungsgüte theoretisch stets ohne Rücksicht auf die Anzahl der angeregten Moden durch Erhöhung des Stromes verbessert werden. Der kleine Anstieg des niederfrequenten RIN bei höheren Strömen könnte durch ungewollte räumliche Filterung bei der Lichteinkopplung in die Faser entstanden sein, wo MPN zur Entfaltung kommt. Aber ein RIN-Wert um -140 dB/Hz sollte für die Übertragung unkritisch sein.

5.2.2 Mode-Partition-Noise (MPN)

Die exzellenten RIN-Werte des untersuchten VCSEL können nur erhalten bleiben, solange sich keine modenselektiven oder polarisationsabhängigen Elemente in der Übertragungsstrecke befinden. Durch das MPN könnte sich das RIN bei Filterung des Lichtes so stark erhöhen, dass eine Übertragung nicht mehr möglich wäre. Das MPN tritt am stärksten in Erscheinung, wenn das RIN einzelner Moden betrachtet wird. Durch das Konkurrenzverhalten um die Ladungsträger ist ein erheblich größeres Rauschen für die einzelnen Moden zu erwarten.

Messtechnisch gesehen ist es nicht einfach, die einzelnen Moden zu selektieren. Der Monochromator könnte zwar eine Modenselektion mit einer Frequenzauflösung

von 0.08 nm vornehmen, ist aber stark verlustbehaftet, so dass an seinem Ausgang nur ungenügende Lichtleistung für die Messung zur Verfügung steht. Betrachtet man nur das Rauschverhalten des Grundmodes, so kann die Modenselektion durch eine räumliche Filterung vorgenommen werden. Dazu wurde bei der Messung eine Blende in die Übertragungsstrecke zwischen die beiden Linsen aus Abbildung 5.8 gestellt, wobei die Öffnung der Blende so eingestellt war, dass im wesentlichen nur der Grundmode in die MMF eingekoppelt wurde.

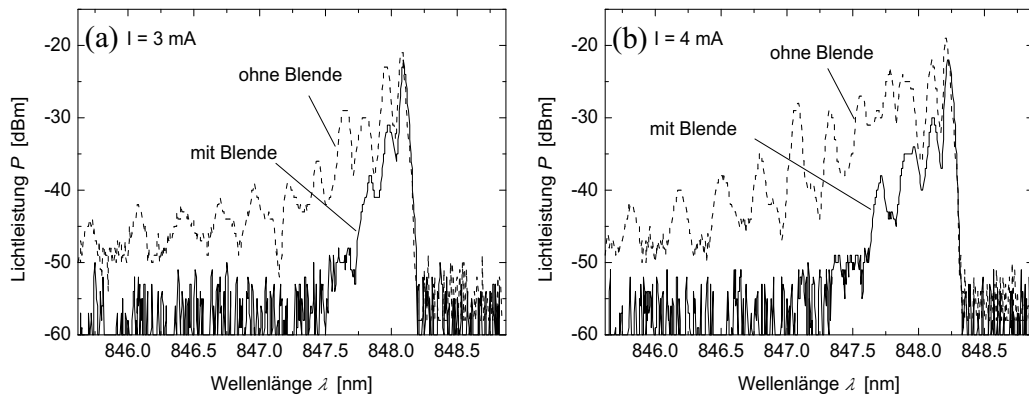


Abbildung 5.10: Vergleich der optischen Spektren des VCSEL#1582 mit und ohne räumliche Filterung bei $I =$ a) 3 mA und b) 4 mA.

Die räumlich mit Blende gefilterten optischen Spektren des VCSEL#1582 sind in Abbildung 5.10 für zwei Ströme $I = 3$ und 4 mA dargestellt. Daraus ist klar zu erkennen, dass die Moden höherer Ordnung stark unterdrückt sind, während der Grundmode seine ursprüngliche Leistung trotz Filterung fast vollständig beibehält. Die Wirkung der Filterung auf das entsprechende RIN ist in Abbildung 5.11 verdeutlicht. Durch die räumliche Filterung zeigt das gefilterte Rauschspektrum im niederfrequenten Bereich eine erhebliche RIN-Erhöhung aufgrund des MPN.

In einem mehrmodigen Kantenemitter-Laser wirkt das MPN aufgrund der vollständigen Feldüberlappung der longitudinalen Moden als RIN-Erhöhung im Frequenzbereich um $f \approx 0$ Hz. Bei einem mehrmodigen VCSEL überlappen sich die transversalen Felder der Moden nur teilweise. Zusätzlich zu der Relaxations-Resonanzfrequenz $f_r = f_{r1}$ ist eine zweite Rauschspitze bei f_{r2} in dem gefilterten RIN-Spektrum in Abbildung 5.11 zu beobachten. Die Frequenz f_{r2} resultiert vermutlich aus dem Ladungsträgeraustausch zwischen den sich teilweise überlappenden Ladungsträger-Reservoirs der Moden und kann deshalb als „Mode-Partition-Frequenz“ betrachtet werden. Werden nur zwei Moden angeregt, so ist die MPN-induzierte Rauscherhöhung des einzelnen Modes durch diese Mode-Partition-Frequenz bestimmt. Werden bei einer Stromerhöhung weitere Moden angeregt, so haben diese Moden eine fast vollständige Feldüberlappung mit den beiden bereits angeregten Moden, und ihr Einfluss wirkt

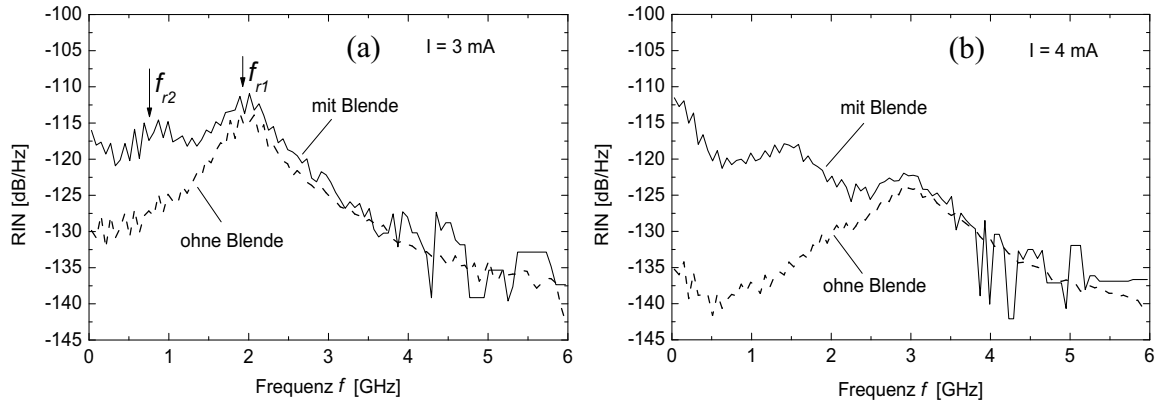


Abbildung 5.11: Vergleich der RIN-Spektren des VCSEL#1582 mit und ohne räumliche Filterung bei $I =$ a) 3 mA und b) 4 mA.

analog zum MPN in einem Kantenemitter-Laser als eine zusätzliche Rauscherhöhung im Frequenzbereich um $f \approx 0$ Hz der einzelnen RIN-Spektren (siehe Abbildung 5.11 b).

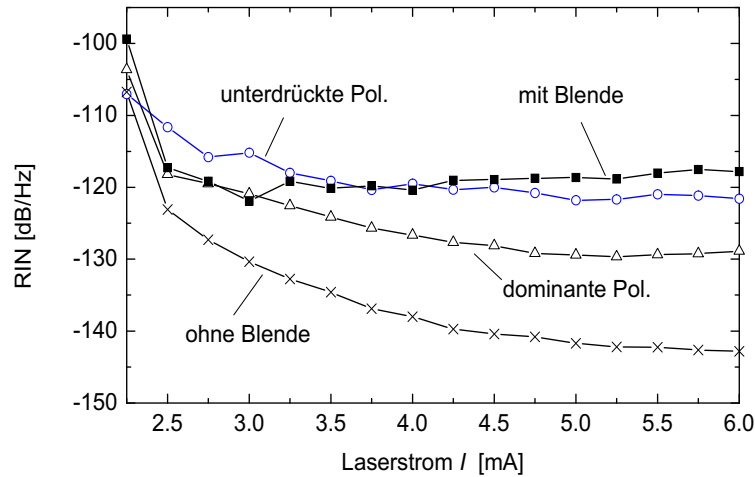


Abbildung 5.12: RIN des VCSEL#1582 bei 500 MHz mit und ohne Filterung.

Da die MPN-induzierte Rauscherhöhung im niederfrequenten Bereich stattfindet, ist es sinnvoll, die Abhängigkeit des niederfrequenten RIN von dem angelegten Strom zu betrachten. In Abbildung 5.12 sind die gefilterten RIN-Werte des untersuchten VCSEL#1582 bei $f = 500$ MHz dargestellt. Im Vergleich zu den RIN-Werten ohne Filterung, die mit Zunahme des Stromes immer kleiner werden, zeigt das räumlich gefilterte RIN eine drastische Erhöhung von 10-25 dB und eine Untergrund-Bildung (*floor*) bei $\text{RIN} \approx -120$ dB/Hz, wodurch eine Rauschverbesserung durch Stromerhöhung nicht mehr möglich wäre. Ähnlich verhalten sich die durch einen linearen Polarisationsfilter gefilterten RIN-Werte, welche ebenfalls in Abbildung 5.12 dargestellt sind. Während

für die dominante Polarisation eine RIN-Erhöhung von etwa 10 dB gemessen wurde, ist eine RIN-Erhöhung von 10-25 dB bei der unterdrückten Polarisation zu beobachten.

5.3 2-Moden-Modell

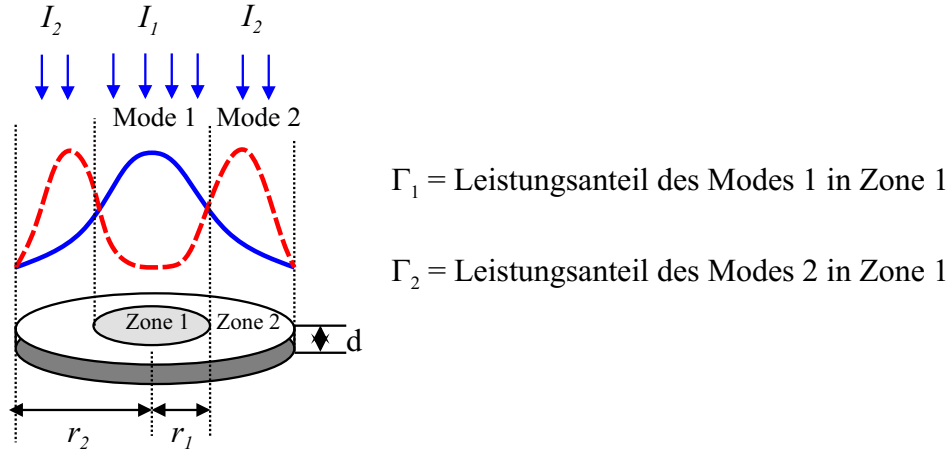


Abbildung 5.13: Skizze des 2-Moden-Modells

Um das Konkurrenzverhalten der transversalen Moden in VCSELs zu verstehen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein einfaches 2-Moden-Modell entwickelt, das die Wechselwirkungen zwischen zwei transversalen Moden beschreiben soll. Wie in Abbildung 5.13 skizziert, wird in diesem Modell angenommen, dass die aktive Zone des VCSEL in zwei getrennte Ladungsträger-Reservoirs mit zwei unabhängigen Stromquellen I_1 und I_2 aufgeteilt sei. Die Feldverteilung des Modes 1 befindet sich primär in der Zone 1, während der Mode 2 hauptsächlich die Ladungsträger in Zone 2 verbraucht. Aufgrund der Feldüberlappung nimmt der Mode 1 einen Teil der in Zone 2 befindlichen Ladungsträger im Anspruch, umgekehrt gilt dies auch für den Mode 2. Die Volumen V_i der Zonen i und damit auch die Größe der Feldüberlappung können durch die Wahl der Radien r_i bestimmt werden, wobei r_1 so gewählt werden muss, dass die Moden sich noch zum größten Teil ($\geq 50\%$ der Leistung) in ihren jeweiligen Zonen befinden.

5.3.1 2-Moden Ratengleichungen

Sei Γ_1 der Leistungsanteil des Modes 1 in Zone 1 und Γ_2 der des Modes 2 in Zone 1 mit

$$1 \geq \Gamma_1 \geq 0.5 \geq \Gamma_2 \geq 0 \quad , \quad (5.10)$$

so gilt für die Verstärkung g_1 in Zone 1:

$$g_1 = g_{1,L} \cdot \{1 - \kappa_s \cdot (\Gamma_1 \cdot S_1 + \Gamma_2 \cdot S_2)\} \quad (5.11)$$

mit der linearen Verstärkung $g_{1,L} = a_0 \cdot (n_1 - n_0)$, und für die Verstärkung g_2 in Zone 2:

$$g_2 = g_{2,L} \cdot \{1 - \kappa_s \cdot [(1 - \Gamma_1) \cdot S_1 + (1 - \Gamma_2) \cdot S_2]\} \quad (5.12)$$

mit $g_{2,L} = a_0 \cdot (n_2 - n_0)$, wobei S_1 und S_2 die Photonenzahl der Moden, κ_s den Gewinnsättigungskoeffizient, a_0 den Gewinn-Proportionalitätskoeffizient, n_i die Ladungsträgerdichte in der Zone i und n_0 die Transparenzdichte beschreiben.

Analog zu Gln. (4.3) und (4.4) kann die stimulierte Emissionsrate R_{st} wie folgt ausgedrückt werden:

$$R_{st,1} = v_{gr} \cdot \xi \cdot \frac{d}{L_{eff}} \cdot \{\Gamma_1 \cdot g_1 + (1 - \Gamma_1) \cdot g_2\} = \Gamma_1 \cdot \tilde{g}_1 + (1 - \Gamma_1) \cdot \tilde{g}_2 \quad (5.13)$$

$$R_{st,2} = v_{gr} \cdot \xi \cdot \frac{d}{L_{eff}} \cdot \{\Gamma_2 \cdot g_1 + (1 - \Gamma_2) \cdot g_2\} = \Gamma_2 \cdot \tilde{g}_1 + (1 - \Gamma_2) \cdot \tilde{g}_2 \quad (5.14)$$

mit der Gruppengeschwindigkeit v_{gr} , dem Gewinnverstärkungsfaktor $\xi \approx 2$, der Gesamtdicke d der aktiven Zone, der effektiven Resonatorlänge L_{eff} und dem normierten Gewinnfaktor $\tilde{g}_i$:

$$\tilde{g}_i = v_{gr} \cdot \xi \cdot \frac{d}{L_{eff}} \cdot g_i \quad i = 1, 2 \quad (5.15)$$

Die zeitliche Entwicklung der Photonenzahl und der Ladungsträgerdichte lässt sich im Gegensatz zu dem 2-Polarisationen-Modell in Kapitel 4.3 nun durch zwei Raten-gleichungen für die Photonenzahl und ebenfalls zwei Kontinuitätsgleichungen für die Ladungsträgerdichte in beiden Zonen $i = 1, 2$ beschreiben mit

$$\frac{dS_1}{dt} = \left\{ \Gamma_1 \cdot \tilde{g}_1 + (1 - \Gamma_1) \cdot \tilde{g}_2 - \frac{1}{\tau_{ph,1}} \right\} \cdot S_1 + \frac{K_{tot} \cdot n_{sp}}{\tau_{ph,1}} + F_{s,1} \quad (5.16)$$

$$\frac{dS_2}{dt} = \left\{ \Gamma_2 \cdot \tilde{g}_1 + (1 - \Gamma_2) \cdot \tilde{g}_2 - \frac{1}{\tau_{ph,2}} \right\} \cdot S_2 + \frac{K_{tot} \cdot n_{sp}}{\tau_{ph,2}} + F_{s,2} \quad (5.17)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{I_1}{e \cdot V_1} - \frac{n_1}{\tau_e} - \{\Gamma_1 \cdot S_1 + \Gamma_2 \cdot S_2\} \cdot \frac{\tilde{g}_1}{V_1} \quad (5.18)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{I_2}{e \cdot V_2} - \frac{n_2}{\tau_e} - \{(1 - \Gamma_1) \cdot S_1 + (1 - \Gamma_2) \cdot S_2\} \cdot \frac{\tilde{g}_2}{V_2} \quad (5.19)$$

wobei $F_{s,j}$ die in Gl. (4.8) beschriebene Langevin-Rauschquelle für die beiden Moden $j = 1, 2$ darstellen. $K_{tot} \approx 1$ steht für den Verstärkungsfaktor der spontanen Emission, $n_{sp} \approx 2$ für den Inversionsfaktor, $I = I_1 + I_2$ den injizierten Strom, $e = 1.60218 \cdot 10^{-19}$ As ist die Elementarladung und V_i das Volumen der aktiven Zone $i = 1, 2$. τ_e kennzeichnet die Elektronen- und $\tau_{ph,j}$ die Photonenlebensdauer der beiden betrachteten Moden $j = 1, 2$. Mit diesem einfachen Modell soll das prinzipielle Konkurrenzverhalten zwischen zwei beliebigen transversalen Moden im VCSEL veranschaulicht werden. Effekte wie Ladungsträger-Diffusion, -Absorption oder *thermal lensing* werden dabei vernachlässigt.

5.3.2 Stationäres Modenverhalten (Simulation)

Analog zum 2-Polarisationen-Modell werden die Differentialgleichungen (5.16)-(5.19) mit Hilfe eines Runge-Kutta-Solvers vierter Ordnung numerisch gelöst. Für die Berechnung der Feldüberlappungen von LP_{01} , LP_{11} , LP_{02} und LP_{21} wird der VCSEL-Resonator als ein schwach führender Wellenleiter mit einem Brechzahlunterschied von 0.005 zwischen Kern und Mantel angenommen. Es wird hier lediglich das Konkurrenzverhalten zwischen zwei Moden betrachtet, so ergeben sich bei der Untersuchungen folgende drei Kombinationen: $LP_{01}+LP_{11}$, $LP_{01}+LP_{02}$ und $LP_{01}+LP_{21}$. Mit einer Wellenlänge von $\lambda \approx 850$ nm, einer Kernbrechzahl von $n_k = 3.525$, einem inneren Radius von $r_1 = 4 \mu\text{m}$ und einem Kernradius von $r_2 = r_{act} = 7.5 \mu\text{m}$ ergibt sich $\Gamma_1 = 0.63$ für LP_{01} . Je nach betrachteter Kombination ergeben sich $\Gamma_2 = 0.35$ für LP_{11} , $\Gamma_2 = 0.45$ für LP_{02} und $\Gamma_2 = 0.19$ für LP_{21} . Diese Parameter führen dazu, dass eine höhere Photonendichte in der Zone 1 vorhanden ist als in der Zone 2. Hätten alle betrachteten Moden die selbe optische Verstärkung bzw. Verluste erfahren, so wird der Mode 2 (hier LP_{11} , LP_{02} oder LP_{21}) bei einer gleichmäßig verteilten Stromdichte $I_1/V_1 = I_2/V_2$ immer bevorzugt. In der Praxis schwingt der Grundmode jedoch häufig als erster an (vgl. Abbildung 5.3), was nur dann auftreten kann, wenn der Grundmode weniger optische Verluste oder/und mehr Verstärkung als der Mode 2 erfährt.

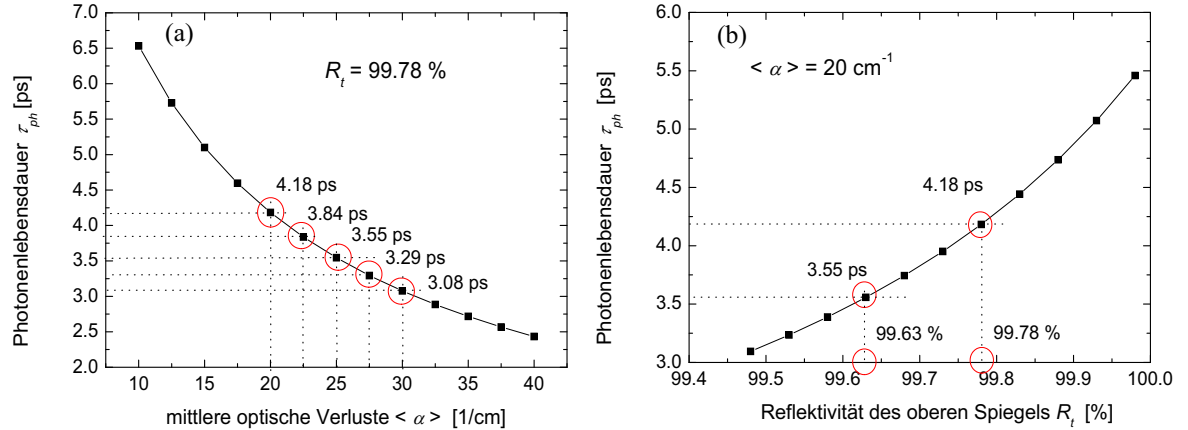


Abbildung 5.14: Abhängigkeit der Photonenlebensdauer τ_{ph} von den a) mittleren intrinsischen Verlusten $\langle \alpha \rangle$ und b) Reflektivität R_t der oberen DBR-Spiegel.

Die unterschiedlichen optischen Verluste der Moden lassen sich gemäß Gl. (4.10) durch unterschiedliche Photonenlebensdauern $\tau_{ph,i}$ ausdrücken. In Abbildung 5.14 ist τ_{ph} in Abhängigkeit von den mittleren intrinsischen Verlusten $\langle \alpha \rangle$ (beinhaltet Streu- und Beugungsverluste) und Reflektivität R_t der oberen DBR-Spiegel dargestellt, wobei gemäß den Berechnungen in Kapitel 3.1 eine effektive Resonatorlänge $L_{eff} = 1.54 \mu\text{m}$, eine untere DBR-Spiegelreflektivität $R_b = 0.9998$ und eine Gruppengeschwindigkeit von $v_{gr} = 8.6 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$ angenommen wurden. Erfährt der Grundmode intrinsische

Verluste von $\langle\alpha\rangle = 20 \text{ cm}^{-1}$ und eine Spiegelreflektivität von $R_t = 0.9978$, so ergibt sich für ihn eine Photonenlebensdauer von $\tau_{ph,1} = 4.18 \text{ ps}$. Angenommen, der LP_{11} , LP_{02} oder LP_{21} erfährt im Schnitt 2.5 cm^{-1} mehr Streu- oder Beugungsverluste als der Grundmode, so reduziert sich nach Abbildung 5.14 a) seine Photonenlebensdauer auf $\tau_{ph,2} = 3.84 \text{ ps}$. Bei einem Verluste-Unterschied von 5 cm^{-1} ist $\tau_{ph,2} = 3.55 \text{ ps}$ und bei 10 cm^{-1} sogar nur noch 3.08 ps . Analog dazu führt eine geringere Spiegelreflektivität auch zu einer kleineren Photonenlebensdauer. Wie in Abbildung 5.14 b) dargestellt, führt eine Reduktion der oberen Spiegelreflektivität von $R_t = 99.78 \%$ auf 99.63% zu einer Verkleinerung der Photonenlebensdauer von $\tau_{ph} = 4.18 \text{ ps}$ auf 3.55 ps .

Parameter	Symbol	Wert
Dicke der aktiven Zone	d	24 nm
effektive Resonatorlänge	L	$1.54 \mu\text{m}$
Radius der Zone 1	r_1	$4.0 \mu\text{m}$
Radius der aktiven Zone	r_2	$7.5 \mu\text{m}$
Leistungsanteil von LP_{01} in Zone 1	Γ_1	0.63
Leistungsanteil von LP_{11} in Zone 1	Γ_2	0.35
Verstärkungsfaktor der spont. Emission	K_{tot}	1.0
Inversionsfaktor	n_{sp}	2.0
Gewinnverstärkungsfaktor	ξ	2.0
Gewinnsättigungskoeffizient	κ_s	$8.6 \cdot 10^{-7}$
Gruppengeschwindigkeit	v_{gr}	$8.6 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$
Gewinn-Proportionalitätskoeffizient	a_0	$4.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
Transparenzdichte	n_0	$1.0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Elektronenlebensdauer	τ_e	1.0 ns
Photonenlebensdauer von LP_{01}	$\tau_{ph,1}$	4.18 ps
Photonenlebensdauer von LP_{11}	$\tau_{ph,2}$	variabel

Tabelle 5.1: Simulationsparameter für das 2-Moden-Modell.

Der Einfluss der unterschiedlichen Photonenlebensdauern von LP_{01} und LP_{11} auf das stationäre Modenverhalten wird mit Hilfe des einfachen 2-Moden-Modells unter Verwendung der in Tabelle 5.1 zusammengefassten Parameter untersucht und in Abbildung 5.15 veranschaulicht. Bei einer gleichmäßig verteilten Stromdichte in der aktiven Zone schwingt der Grundmode aufgrund der kleineren optischen Verluste bzw. größeren Photonenlebensdauer zunächst an. Die optische Leistung des Grundmodes steigt linear mit dem Strom an und flacht erst ab, wenn der LP_{11} -Mode angeregt ist. Der Grad der Steigungsänderung und die Größe der Schwellenströme hängen entscheidend von der Größe des Photonenlebensdauer-Unterschiedes ab. Je kleiner die τ_{ph} -Differenz, desto kleiner ist auch der Unterschied der Schwellenströme. In der Praxis ist ein kleiner τ_{ph} -Unterschied und damit der Fall in Abbildung 5.15 a) zu erwarten. Allerdings wer-

den i. Allg. viele Moden angeregt, so dass die P - I -Kennlinie des LP_{11} -Modus ebenfalls abflachen wird, wenn der nächsthöhere Mode seine Schwelle erreicht hat.

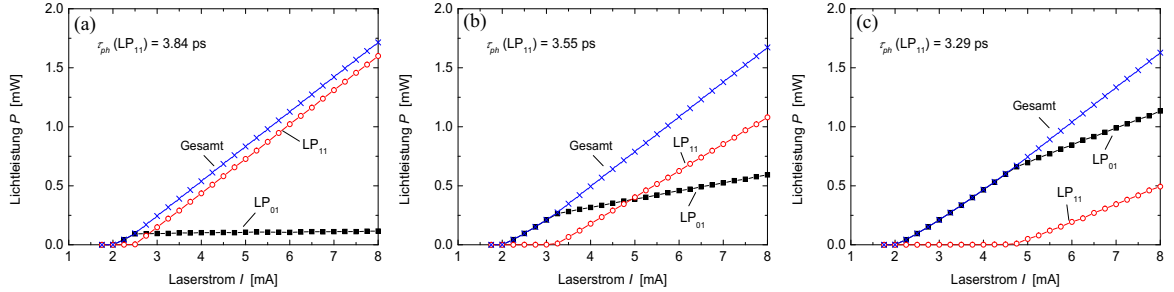


Abbildung 5.15: Simulierte modenaufgelöste P - I -Kennlinien mit unterschiedlichen Photonenlebensdauern: $\tau_{ph,1}(LP_{01}) = 4.18$ ps und $\tau_{ph,2}(LP_{11}) =$ a) 3.84 ps, b) 3.55 ps und c) 3.29 ps bei gleichmäßig verteilter Stromdichte in beiden aktiven Zonen.

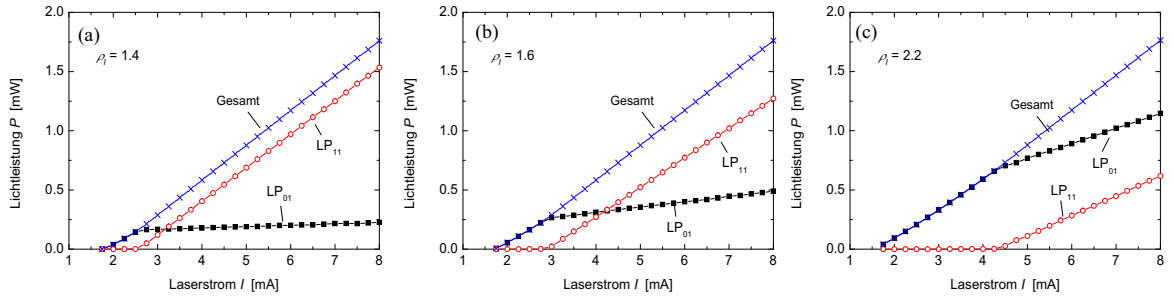


Abbildung 5.16: Simulierte modenaufgelöste P - I -Kennlinien für LP_{01} und LP_{11} bei ungleichmäßig verteilter Stromdichte in der aktiven Zone mit $\rho_I =$ a) 1.4, b) 1.6 und c) 2.2, wobei $\tau_{ph} = 4.18$ ps für beide Moden angenommen wurde.

Eine andere Erklärung für die bevorzugte Anregung des Grundmodes in der Praxis kann auf die unterschiedliche Modenverstärkung zurückgeführt werden. Mit einem modenunabhängigen Gewinn-Proportionalitätskoeffizient a_0 und Transparenzdichte n_0 ist ein unterschiedlicher Modengewinn nur durch eine unterschiedliche Ladungsträgerdichte in den jeweiligen aktiven Zonen zu erreichen. Durch Effekte wie *current spreading* oder Diffusion können Ladungsträger von der Zone 2 nach außen diffundieren; oder mehr als zwei Moden teilen sich die Ladungsträger in der Zone 2, so dass den beiden betrachteten Moden LP_{01} und LP_{11} netto weniger Ladungsträger in Zone 2 als in Zone 1 zur Verfügung stehen. Mathematisch kann diese Gegebenheit durch Veränderung der Beziehung

$$\rho_I = \frac{I_1/V_1}{I_2/V_2} = \frac{I_1}{I_2} \cdot \left(\frac{r_2^2}{r_1^2} - 1 \right)$$

nachgebildet werden, die das Verhältnis der netto zugeführten Ladungsträgerdichte in beiden Zonen ausdrückt. In Abbildung 5.16 sind die stationären P - I -Kennlinien

der beiden Moden LP_{01} und LP_{11} für unterschiedliche ρ_I dargestellt, wobei die gleiche Photonenlebensdauer $\tau_{ph} = 4.18 \text{ ps}$ für beide Moden angenommen wurde. Auch hier kann man die unterschiedlichen Schwellenströme für beide Moden erkennen, deren Unterschied mit Zunahme der Größe ρ_I immer größer wird.

5.3.3 Dynamisches Modenverhalten (Simulation)

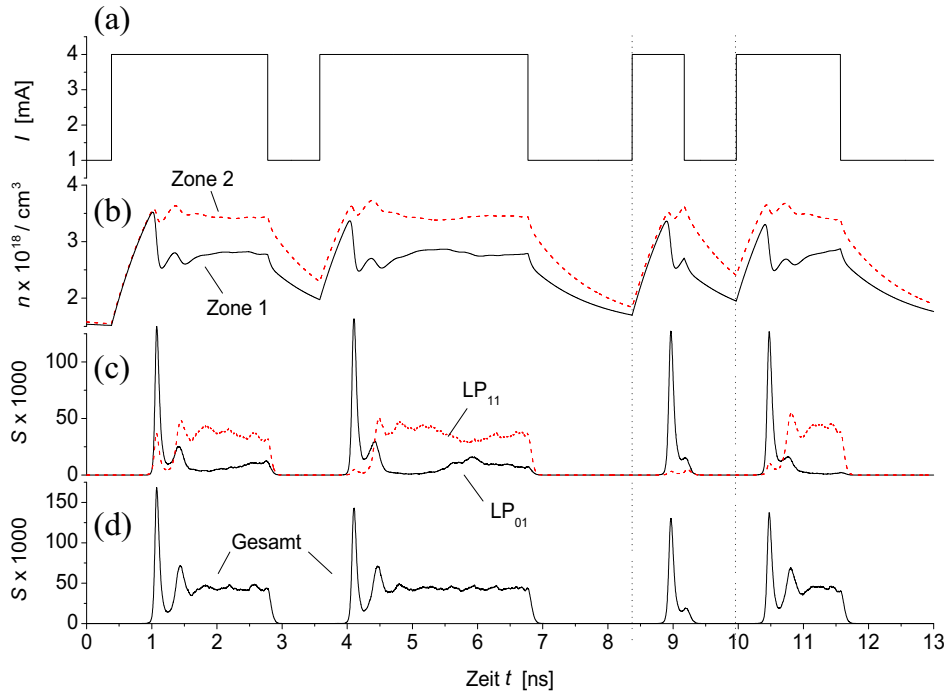


Abbildung 5.17: Einschwingverhalten von LP_{01} und LP_{11} mit unterschiedlichen $\tau_{ph,j}$ (entspricht dem Fall in Abbildung 5.15 a) bei $B = 1.25 \text{ Gb/s}$ und $I_{off} < I_{th}$. Gezeigt sind die zeitlichen Verläufe a) des Stromes I , b) der Ladungsträgerdichte n_i der beiden Zonen $i = 1, 2$, c) der Photonenzahl S_j der beiden Moden $j = 1, 2$ und d) der gesamten Photonenzahl S .

Das Einschwingverhalten der Moden lässt sich am deutlichsten zeigen, wenn der Strom von $I_{off} < I_{th}$ auf $I_{on} > I_{th}$ geschaltet wird. Betrachtet wird nun der in Abbildung 5.15 a) dargestellte Fall mit $\tau_{ph,1}(LP_{01}) = 4.18 \text{ ps}$ und $\tau_{ph,2}(LP_{11}) = 3.84 \text{ ps}$. Die Bitrate der Modulation beträgt $B = 1.25 \text{ Gb/s}$ mit einem Modulationsstrom von $I_{off} = 1 \text{ mA}$ und $I_{on} = 4 \text{ mA}$. Aufgrund der unterschiedlichen Photonenlebensdauern $\tau_{ph,j}$ ist der Schwellengewinn $g_{th,j}$ für die beiden betrachteten Moden verschieden. Der Grundmode benötigt wegen der größeren $\tau_{ph,1}$ weniger Ladungsträger zum Schwellengewinn, folglich ist die Schwellendichte $n_{th,1}$ der Zone 1, in der der Grundmode sich hauptsächlich befindet, kleiner als $n_{th,2}$ der Zone 2 (siehe Abbildung 5.17 b). Wird der

Strom von $I_{off} < I_{th}$ auf $I_{on} > I_{th}$ geschaltet, steigen die Ladungsträgerdichten in beiden Zonen rapide an, wobei der Grundmode wegen $n_{th,1} < n_{th,2}$ als erster anschwingt (siehe Abbildung 5.17 c). Der zweite Mode LP_{11} schwingt erst an, wenn die Ladungsträgerdichte n_2 in der Zone 2 nach einer Verzögerungszeit $t_{s,2}$ ihren Schwellenwert $n_{th,2}$ erreicht hat und bleibt dominant, während der Grundmode nach anfänglicher starker Anregung sehr schnell abklingt. Die Verzögerungszeit $t_{s,2}$ wird nicht nur durch die Ladungsträgerdichte n_2 der Zone 2 sondern auch durch n_1 der Zone 1 beeinflusst und ist deshalb stark vom Bitmuster der vorangegangenen Bits abhängig.

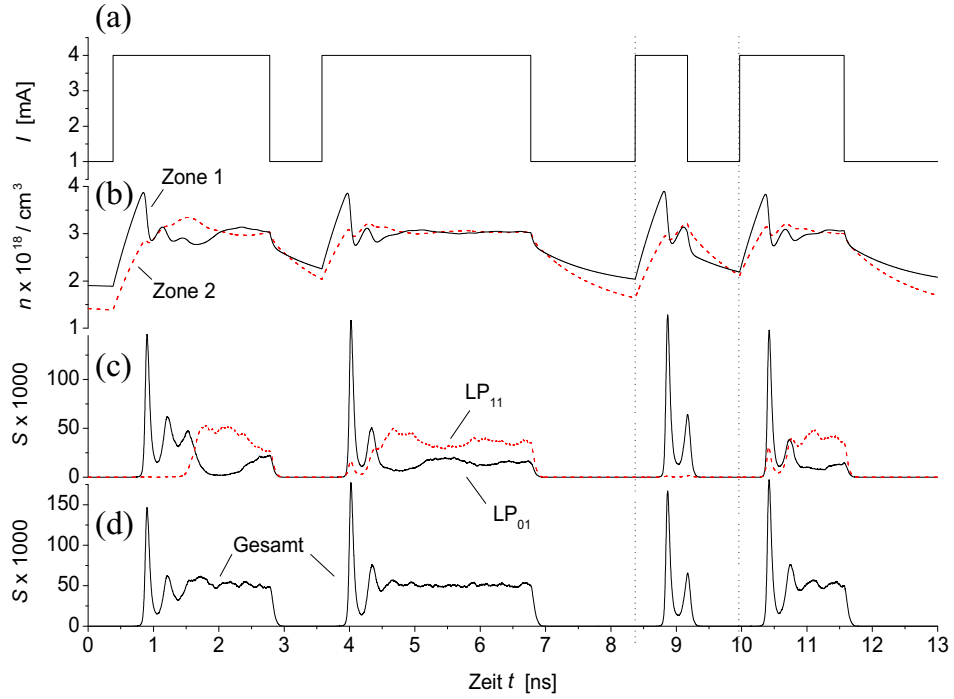


Abbildung 5.18: Einschwingverhalten von LP_{01} und LP_{11} mit identischer τ_{ph} aber ungleichmäßig verteilter Stromdichte (entspricht dem Fall in Abbildung 5.16 a) bei $B = 1.25 \text{ Gb/s}$ und $I_{off} < I_{th}$. Gezeigt sind die zeitlichen Verläufe a) des Stromes I , b) der Ladungsträgerdichte n_i der beiden Zonen $i = 1, 2$, c) der Photonenzahl S_j der beiden Moden $j = 1, 2$ und d) der gesamten Photonenzahl S .

Mit der Annahme, dass die Moden unterschiedliche optische Verluste erfahren und deshalb unterschiedliche Photonenlebensdauer besitzen, haben die Moden ($j = 1, 2$) aufgrund ihrer ungleichen Schwellengewinne und somit ungleichen Schwellendichte $n_{th,i}$ der Zonen ($i = 1, 2$) unterschiedliche Einschaltverzögerungen $t_{s,j}$. Für den Fall, dass die beiden Moden gleiche optische Verluste und somit identische Photonenlebensdauern besitzen, werden ebenfalls unterschiedliche Einschaltverzögerungen $t_{s,j}$ erwartet, wenn die Stromdichte in der aktiven Zone ungleichmäßig verteilt ist ($\rho_I \neq 1$). Ein Beispiel dafür ist der in Abbildung 5.16 a) dargestellte Fall mit $\rho_I = 1.4$ und $\tau_{ph,j} = \tau_{ph} = 4.18 \text{ ps}$. Betrachtet wird nun der gleiche Betriebszustand mit $B = 1.25 \text{ Gb/s}$, $I_{off} =$

1 mA und $I_{on} = 4$ mA, wobei das Einschwingverhalten der beiden untersuchten Moden LP_{01} und LP_{11} in Abbildung 5.18 dargestellt ist. In Abbildung 5.18 b) ist deutlich zu erkennen, dass die Schwellendichte $n_{th,i}$ der beiden Zonen ($i = 1, 2$) im Gegensatz zu vorherigen Betrachtungen diesmal identisch sind. Wird der Strom von $I_{off} < I_{th}$ auf $I_{on} > I_{th}$ geschaltet, so steigen die Ladungsträgerdichten n_i in beiden Zonen zwar auch rapide an, aber mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten aufgrund der ungleichmäßigen Stromdichteverteilung. Die unterschiedlichen Einschaltverzögerungen der Moden in Abbildung 5.18 c) kommen somit allein dadurch zustande, dass die Schwellendichten $n_{th,i}$ zu verschiedenen Zeitpunkten erreicht werden.

Die unterschiedlichen Einschaltverzögerungen der Moden in Abbildung 5.17 c) und 5.18 c) wurden auch experimentell in [74][75][76] beobachtet. Da die Größe des Verzögerungsunterschiedes stark von der Gain- bzw. Verlust-Differenz der Moden abhängt, ist eine generelle Aussage nicht möglich.

Betrachtet man das modenaufgelöste Einschwingverhalten in Abbildung 5.17 c) und 5.18 c), so wird ersichtlich, dass beide Moden am Anfang in ihrer Relaxations-Resonanzfrequenz schwingen. Über eine längere Zeit betrachtet, sind beide Moden jedoch *negativ korreliert* (*anti correlation*). D. h. bevor die Moden aus dem ursprünglichen Ungleichgewichtszustand ihre stationären Zustände erreicht haben, schwingen sie auf einer niedrigeren Frequenz ein. Während der eine Mode sein lokales Maximum hat, befindet sich der andere Mode auf seinem lokalen Minimum. Diese negative Korrelation mit der Mode-Partition-Frequenz erklärt den zusätzlichen Rauschpeak im räumlich gefilterten RIN-Spektrum in Abbildung 5.11.

5.3.4 RIN-Simulation

Die Wechselwirkungen der Moden treten nicht nur in Form von unterschiedlichen Verzögerungszeiten auf, sie verursachen auch zusätzliches Intensitätsrauschen aufgrund der Konkurrenzsituation. Betrachtet werden nun die RIN-Spektren der Moden LP_{01} und LP_{11} für den in Abbildung 5.15 a) dargestellten Fall mit $\rho_I = 1$, $\tau_{ph,1} = 4.18$ ps und $\tau_{ph,2} = 3.84$ ps. Die restlichen Parameter sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Bei einem Strom $I = 2.25$ mA knapp oberhalb der Schwelle ist nur der Grundmode angeregt, und das RIN-Spektrum des Grundmodes in Abbildung 5.19 a) entspricht dem der Gesamtleistung mit einem Rauschpeak bei der Relaxations-Resonanzfrequenz f_r , während das RIN von LP_{11} den Charakter eines weißen Rauschens zeigt. Bei Erhöhung des Stromes auf $I = 2.5$ mA wird LP_{11} schwach angeregt, seine Lichtleistung ist aber immer noch viel kleiner als die des Grundmodes. Die schwache Anregung von LP_{11} wirkt wie eine sehr langsame Intensitätsmodulation und verursacht eine Erhöhung des Rauschens im Frequenzbereich um $f \approx 0$ Hz des RIN-Spektrums vom Grundmode (vgl. Abbildung 5.19 b), während das RIN der Gesamtleistung kaum beeinflusst wird. Die Lichtleistung von LP_{11} steigt linear mit dem Strom an und erreicht die Intensität des Grundmodes bei einem Strom von $I = 3$ mA. Durch die sich nur teilweise

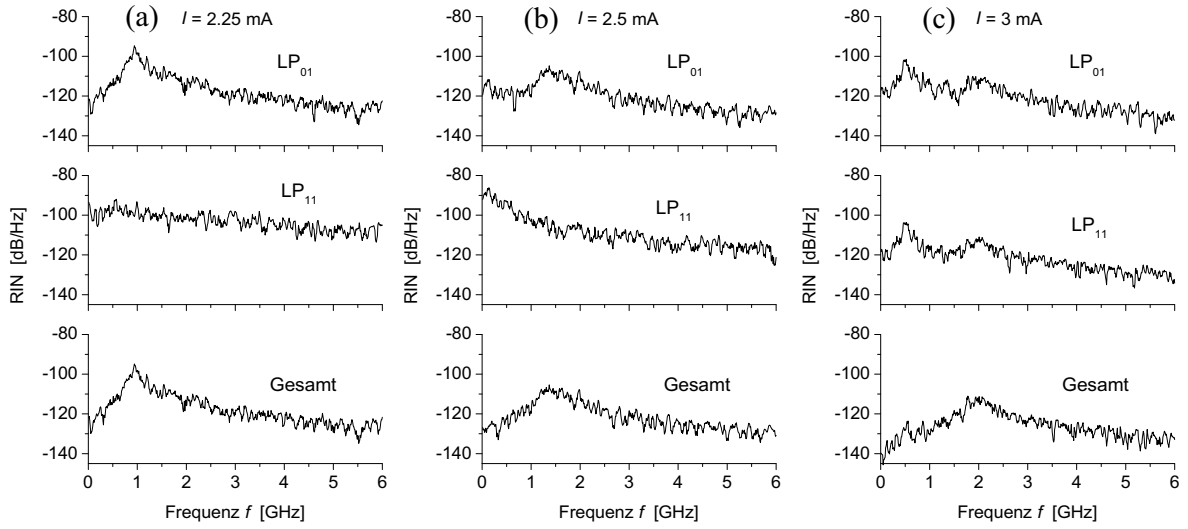


Abbildung 5.19: Simulierte RIN-Spektren für LP_{01} und LP_{11} bei $I =$ a) 2.25 mA b) 2.5 mA und c) 3 mA.

überlappenden Felder der Moden pendelt sich die Intensitätsmodulation aufgrund des gegenseitigen Ladungsträgeraustauschprozesses auf eine Frequenz $0 \leq f \leq f_r$ ein, die in Kapitel 5.2.2 auch als „Mode-Partition-Frequenz“ bezeichnet wird. Durch die negative Korrelation der beiden Moden entsteht ein zusätzlicher Rauschpeak im RIN-Spektrum der einzelnen Moden (vgl. Abbildung 5.19 c), welcher das RIN der Gesamtleistung ebenfalls beeinträchtigen kann, wenn er stark ausgeprägt ist.

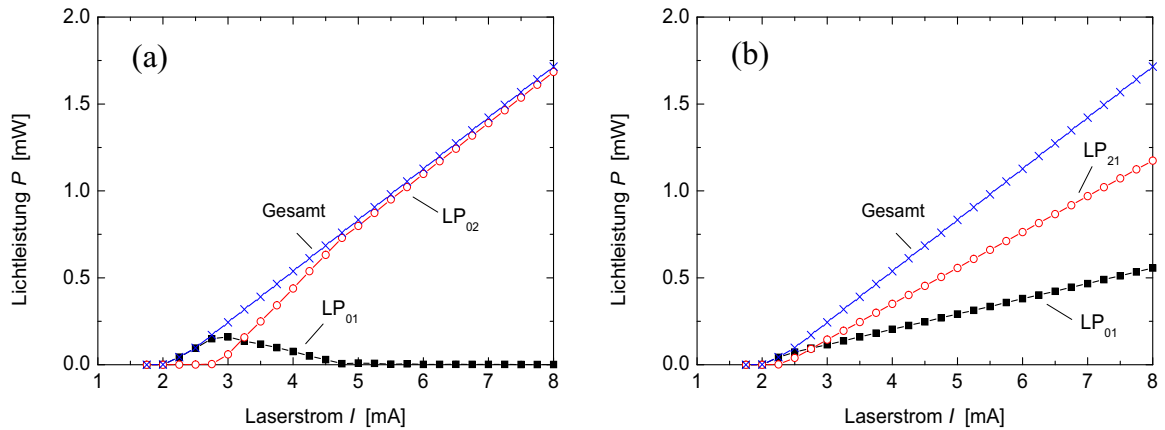


Abbildung 5.20: Simulierte P - I -Kennlinien für a) $LP_{01}+LP_{02}$ und b) $LP_{01}+LP_{21}$ mit $\rho_I = 1$, $\tau_{ph,1} = 4.18$ ps und $\tau_{ph,2} = 3.84$ ps.

Es ist anzunehmen, dass die Mode-Partition-Frequenz nicht nur von der Photonenzahl der Moden sondern auch von der Größe deren Feldüberlappung abhängt. Es ist zu vermuten, dass das Konkurrenzverhalten zwischen LP_{01} und LP_{02} bzw. LP_{21}

anders sein wird als die Wechselwirkung zwischen LP_{01} und LP_{11} . Analog zu dem in Abbildung 5.15 a) dargestellten Fall mit $\rho_I = 1$, $\tau_{ph,1} = 4.18$ ps, $\tau_{ph,2} = 3.84$ ps und den in Tabelle 5.1 verwendeten Parametern sind in Abbildung 5.20 die simulierten P - I -Kennlinien für die Kombination $LP_{01}+LP_{02}$ bzw. $LP_{01}+LP_{21}$ dargestellt, wobei $\Gamma_2(LP_{02}) = 0.45$ und $\Gamma_2(LP_{21}) = 0.19$ aus der Feldberechnung bestimmt wurden.

Je nach Größe der Feldüberlappung ergibt sich eine andere Wechselwirkung zwischen den Moden, die in Abbildung 5.20 dargestellt wird. Zum Vergleich der RIN-Spektren wird nun der Arbeitspunkt gesucht, bei dem die Lichtleistungen der betrachteten Moden identisch sind. Folglich wird bei der Simulation ein Stromwert von $I = 3.25$ mA für die Kombination $LP_{01}+LP_{02}$ und $I = 3$ mA für $LP_{01}+LP_{02}$ verwendet.

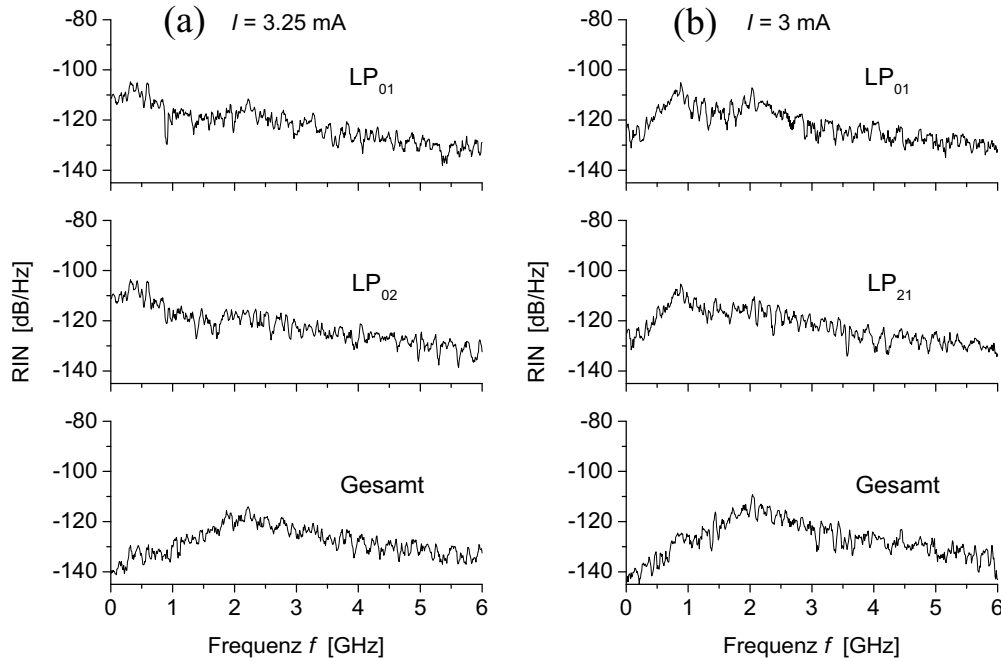


Abbildung 5.21: Simulierte RIN-Spektren für a) $LP_{01}+LP_{02}$ bei $I = 3.25$ mA und b) $LP_{01}+LP_{21}$ bei $I = 3$ mA mit $\rho_I = 1$, $\tau_{ph,1} = 4.18$ ps und $\tau_{ph,2} = 3.84$ ps.

Durch Vergleich der RIN-Spektren in Abbildung 5.21 und 5.19 c) wird deutlich, dass die Mode-Partition-Frequenz um so kleiner wird, je größer die Feldüberlappung der Moden ist. Zwischen LP_{01} und LP_{02} ist die Feldüberlappung am größten, so liegt die Mode-Partition-Frequenz im sehr niedrigen Frequenzbereich um 300 MHz, während sie bei LP_{01} und LP_{21} mit einer sehr geringen Feldüberlappung einen großen Wert von etwa 1 GHz annimmt.

5.3.5 Rausch-Analyse

Um eine detaillierte Untersuchung bezüglich der Mode-Partition-Frequenz zu ermöglichen, wird eine Kleinsignal-Analyse der Ratengleichungen in Gln. (5.16)-(5.19) durch-

geführt. Dabei wird angenommen, dass der VCSEL mit einem sinusförmigen Strom um den Mittelwert $\langle I_i \rangle$ moduliert wird:

$$I_i(t) = \langle I_i \rangle + \text{Re} \{ \Delta I_i \cdot \exp(j \omega_m t) \} \quad i = 1, 2 \quad (5.20)$$

mit der Kreisfrequenz ω_m . Bei einem kleinen Modulationshub mit $|\Delta I_i| \ll \langle I_i \rangle$ können die Ratengleichungen in Gln. (5.16)-(5.19) linearisiert werden, so dass die zeitlichen Verläufe der Photonenzahl S_j beider Moden $j = 1, 2$ und der Ladungsträgerdichte n_i in den Zonen $i = 1, 2$ ebenfalls als sin-förmig angenommen werden können mit:

$$S_j(t) = \langle S_j \rangle + \text{Re} \{ \Delta S_j \cdot \exp(j \omega_m t) \} \quad j = 1, 2 \quad (5.21)$$

$$n_i(t) = \langle n_i \rangle + \text{Re} \{ \Delta n_i \cdot \exp(j \omega_m t) \} \quad i = 1, 2 \quad , \quad (5.22)$$

wobei $\langle S_j \rangle$ und $\langle n_i \rangle$ die Mittelwerte der Photonenzahl S_j und der Ladungsträgerdichte n_i bezeichnen.

Zum Zweck der Herleitung einer verständlichen analytischen Beschreibung werden vereinfacht $\tau_{ph,1} = \tau_{ph,2} = \tau_{ph}$, $V_1 = V_2 = V$, eine gleichmäßig verteilte Stromdichte ($\rho_I = 1$) und somit $I_1 = I_2 = I/2$ und $n_{1,th} \approx n_{2,th} = n_{th}$ angenommen. Zusammen mit den Normierungen

$$G_{11} = \Gamma_1 \cdot \tilde{g}_1 \cdot \tau_{ph} = \Gamma_1 \cdot G_1 \quad (5.23)$$

$$G_{21} = (1 - \Gamma_1) \cdot \tilde{g}_2 \cdot \tau_{ph} = (1 - \Gamma_1) \cdot G_2 \quad (5.24)$$

$$G_{12} = \Gamma_2 \cdot \tilde{g}_1 \cdot \tau_{ph} = \Gamma_2 \cdot G_1 \quad (5.25)$$

$$G_{22} = (1 - \Gamma_2) \cdot \tilde{g}_2 \cdot \tau_{ph} = (1 - \Gamma_2) \cdot G_2 \quad (5.26)$$

lassen sich die Ratengleichungen in Gln. (5.16)-(5.19) wie folgt schreiben:

$$\frac{dS_1}{dt} = (G_{11} + G_{21} - 1) \cdot \frac{S_1}{\tau_{ph}} + \frac{K_{tot} \cdot n_{sp}}{\tau_{ph}} + F_{s,1} \quad (5.27)$$

$$\frac{dS_2}{dt} = (G_{12} + G_{22} - 1) \cdot \frac{S_2}{\tau_{ph}} + \frac{K_{tot} \cdot n_{sp}}{\tau_{ph}} + F_{s,2} \quad (5.28)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{I}{2 \cdot e \cdot V} - \frac{n_1}{\tau_e} - \frac{(G_{11} \cdot S_1 + G_{12} \cdot S_2)}{\tau_{ph} \cdot V} \quad (5.29)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{I}{2 \cdot e \cdot V} - \frac{n_2}{\tau_e} - \frac{(G_{21} \cdot S_1 + G_{22} \cdot S_2)}{\tau_{ph} \cdot V} \quad (5.30)$$

Nach Einsetzen von Gln. (5.20)-(5.22) in die Gln. (5.27)-(5.28) erhält man für die Photonenzahl

$$j \omega_m \Delta S_1 = - \frac{(\gamma_{11} \cdot \Delta S_1 + \gamma_{21} \cdot \Delta S_2)}{\tau_{ph}} + \left(\frac{\delta G_{11}}{\delta n_1} \cdot \Delta n_1 + \frac{\delta G_{21}}{\delta n_2} \cdot \Delta n_2 \right) \cdot \frac{\langle S_1 \rangle}{\tau_{ph}} + \Delta F_{s,1} \quad (5.31)$$

$$j \omega_m \Delta S_2 = -\frac{(\gamma_{12} \cdot \Delta S_1 + \gamma_{22} \cdot \Delta S_2)}{\tau_{ph}} + \left(\frac{\delta G_{12}}{\delta n_1} \cdot \Delta n_1 + \frac{\delta G_{22}}{\delta n_2} \cdot \Delta n_2 \right) \cdot \frac{\langle S_2 \rangle}{\tau_{ph}} + \Delta F_{s,2} \quad (5.32)$$

mit

$$\gamma_{11} = -\left(\frac{\delta G_{11}}{\delta S_1} + \frac{\delta G_{21}}{\delta S_1} \right) \cdot \langle S_1 \rangle + \frac{K_{tot} \cdot n_{sp}}{\langle S_1 \rangle} \approx \kappa_s \cdot [\Gamma_1^2 + (1 - \Gamma_1)^2] \cdot \langle S_1 \rangle \quad (5.33)$$

$$\gamma_{21} = -\left(\frac{\delta G_{11}}{\delta S_2} + \frac{\delta G_{21}}{\delta S_2} \right) \cdot \langle S_1 \rangle \approx \kappa_s \cdot [\Gamma_1 \cdot \Gamma_2 + (1 - \Gamma_1)(1 - \Gamma_2)] \cdot \langle S_1 \rangle \quad (5.34)$$

$$\gamma_{12} = -\left(\frac{\delta G_{12}}{\delta S_1} + \frac{\delta G_{22}}{\delta S_1} \right) \cdot \langle S_2 \rangle \approx \kappa_s \cdot [\Gamma_1 \cdot \Gamma_2 + (1 - \Gamma_1)(1 - \Gamma_2)] \cdot \langle S_2 \rangle \quad (5.35)$$

$$\gamma_{22} = -\left(\frac{\delta G_{12}}{\delta S_2} + \frac{\delta G_{22}}{\delta S_2} \right) \cdot \langle S_2 \rangle + \frac{K_{tot} \cdot n_{sp}}{\langle S_2 \rangle} \approx \kappa_s \cdot [\Gamma_2^2 + (1 - \Gamma_2)^2] \cdot \langle S_2 \rangle \quad (5.36)$$

unter Vernachlässigung der spontanen Rekombination ($K_{tot} \cdot n_{sp} \approx 0$) und Ausnutzung der Beziehungen

$$G_1 = G_{1,L} \cdot \{1 - \kappa_s \cdot (\Gamma_1 \cdot S_1 + \Gamma_2 \cdot S_2)\} \quad (5.37)$$

$$G_2 = G_{2,L} \cdot \{1 - \kappa_s \cdot [(1 - \Gamma_1) \cdot S_1 + (1 - \Gamma_2) \cdot S_2]\} \quad (5.38)$$

und wegen $n_{th,1} \approx n_{th,2}$

$$G_{1,L} \approx G_{2,L} \approx 1 \quad (5.39)$$

Mit Gl. (5.15) gilt

$$\frac{\delta G_1}{\delta n_1} \approx \frac{\delta G_2}{\delta n_2} \approx \tau_{ph} \cdot v_{gr} \cdot \xi \cdot \frac{d}{L_{eff}} \cdot a_0 = \frac{\delta G}{\delta n} \quad (5.40)$$

und somit

$$\frac{\delta G_{11}}{\delta n_1} = \Gamma_1 \cdot \frac{\delta G}{\delta n} \quad (5.41)$$

$$\frac{\delta G_{21}}{\delta n_2} = (1 - \Gamma_1) \cdot \frac{\delta G}{\delta n} \quad (5.42)$$

$$\frac{\delta G_{12}}{\delta n_1} = \Gamma_2 \cdot \frac{\delta G}{\delta n} \quad (5.43)$$

$$\frac{\delta G_{22}}{\delta n_2} = (1 - \Gamma_2) \cdot \frac{\delta G}{\delta n} \quad (5.44)$$

Analog zu Gln. (5.31) und (5.32) erhält man durch $\Delta I = 0$ die linearisierten Raten-
gleichungen für die Ladungsträgerdichte:

$$j \omega_m \Delta n_1 = -\frac{\Delta n_1}{\tau_1} - \frac{\Gamma_1 \cdot \Delta S_1 + \Gamma_2 \cdot \Delta S_2}{\tau_{ph} \cdot V} \quad (5.45)$$

$$j \omega_m \Delta n_2 = -\frac{\Delta n_2}{\tau_2} - \frac{(1 - \Gamma_1) \cdot \Delta S_1 + (1 - \Gamma_2) \cdot \Delta S_2}{\tau_{ph} \cdot V} \quad (5.46)$$

mit

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_e} + \left(\frac{\delta G_{11}}{\delta n_1} \cdot \langle S_1 \rangle + \frac{\delta G_{12}}{\delta n_1} \cdot \langle S_2 \rangle \right) \cdot \frac{1}{\tau_{ph} \cdot V} \quad (5.47)$$

und

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_e} + \left(\frac{\delta G_{21}}{\delta n_2} \cdot \langle S_1 \rangle + \frac{\delta G_{22}}{\delta n_2} \cdot \langle S_2 \rangle \right) \cdot \frac{1}{\tau_{ph} \cdot V} \quad (5.48)$$

Aus stationärer Betrachtung der Gln. (5.29) und (5.30) ergibt sich

$$\Gamma_1 \cdot \langle S_1 \rangle + \Gamma_2 \cdot \langle S_2 \rangle \approx (1 - \Gamma_1) \cdot \langle S_1 \rangle + (1 - \Gamma_2) \cdot \langle S_2 \rangle \quad (5.49)$$

und somit

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_e} + (\Gamma_1 \cdot \langle S_1 \rangle + \Gamma_2 \cdot \langle S_2 \rangle) \cdot \frac{\delta G / \delta n}{\tau_{ph} \cdot V} \quad (5.50)$$

Durch Einsetzen von Gln. (5.45) und (5.46) in die Gln. (5.31) und (5.32) unter Verwendung von Gln. (5.41)-(5.44) sowie Gl. (5.50) ergibt sich für die Photonenzahl:

$$\Delta S_1 = \frac{-\left(j \omega_m \frac{\gamma_{21}}{\tau_{ph}} + \omega_{21}^2\right) \cdot \Delta S_2 + \left(j \omega_m + \frac{1}{\tau}\right) \cdot \Delta F_{s,1}}{(j \omega_m)^2 + j \omega_m \cdot \frac{\gamma_{11}}{\tau_{ph}} + \omega_{11}^2} \quad (5.51)$$

$$\Delta S_2 = \frac{-\left(j \omega_m \frac{\gamma_{12}}{\tau_{ph}} + \omega_{12}^2\right) \cdot \Delta S_1 + \left(j \omega_m + \frac{1}{\tau}\right) \cdot \Delta F_{s,2}}{(j \omega_m)^2 + j \omega_m \cdot \frac{\gamma_{22}}{\tau_{ph}} + \omega_{22}^2} \quad (5.52)$$

mit

$$\omega_{11}^2 = \left[\Gamma_1^2 + (1 - \Gamma_1)^2 \right] \cdot \frac{\delta G}{\delta n} \cdot \frac{\langle S_1 \rangle}{\tau_{ph}^2 \cdot V} \quad (5.53)$$

$$\omega_{21}^2 = [\Gamma_1 \cdot \Gamma_2 + (1 - \Gamma_1) \cdot (1 - \Gamma_2)] \cdot \frac{\delta G}{\delta n} \cdot \frac{\langle S_1 \rangle}{\tau_{ph}^2 \cdot V} \quad (5.54)$$

$$\omega_{12}^2 = [\Gamma_1 \cdot \Gamma_2 + (1 - \Gamma_1) \cdot (1 - \Gamma_2)] \cdot \frac{\delta G}{\delta n} \cdot \frac{\langle S_2 \rangle}{\tau_{ph}^2 \cdot V} \quad (5.55)$$

$$\omega_{22}^2 = \left[\Gamma_2^2 + (1 - \Gamma_2)^2 \right] \cdot \frac{\delta G}{\delta n} \cdot \frac{\langle S_2 \rangle}{\tau_{ph}^2 \cdot V} \quad (5.56)$$

und

$$\frac{\gamma_{ii}}{\tau_{ph}} \gg \frac{1}{\tau} \quad (5.57)$$

$$\frac{\gamma_{ij}}{\tau \cdot \tau_{ph}} \ll \omega_{ij}^2 \quad i, j = 1, 2 \quad (5.58)$$

Mit den Definitionen

$$X_{11} = (j \omega_m)^2 + j \omega_m \frac{\gamma_{11}}{\tau_{ph}} + \omega_{11}^2 \quad (5.59)$$

$$X_{22} = (j \omega_m)^2 + j \omega_m \frac{\gamma_{22}}{\tau_{ph}} + \omega_{22}^2 \quad (5.60)$$

$$X_{12} = (j \omega_m)^2 + j \omega_m \frac{\gamma_{12}}{\tau_{ph}} + \omega_{12}^2 \quad (5.61)$$

$$X_{21} = (j \omega_m)^2 + j \omega_m \frac{\gamma_{21}}{\tau_{ph}} + \omega_{21}^2 \quad (5.62)$$

ergibt sich durch ineinander Einsetzen der Gln. (5.51) und (5.52) schließlich:

$$\Delta S_1 = H_1(j \omega_m) \cdot H_2(j \omega_m) \cdot \frac{j \omega_m + \frac{1}{\tau}}{\omega_{r1}^2 \cdot \omega_{r1}^2} \cdot \{X_{22} \cdot \Delta F_{s,1} - X_{21} \cdot \Delta F_{s,2}\} \quad (5.63)$$

$$\Delta S_2 = H_1(j \omega_m) \cdot H_2(j \omega_m) \cdot \frac{j \omega_m + \frac{1}{\tau}}{\omega_{r1}^2 \cdot \omega_{r1}^2} \cdot \{X_{11} \cdot \Delta F_{s,2} - X_{12} \cdot \Delta F_{s,1}\} \quad (5.64)$$

und

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 = H_1(j \omega_m) \cdot \frac{j \omega_m + \frac{1}{\tau}}{\omega_{r1}^2} \cdot \{\Delta F_{s,1} + \Delta F_{s,2}\} \quad (5.65)$$

mit den beiden Übertragungsfunktionen $H_i(j \omega_m)$

$$H_i(j \omega_m) = \frac{1}{\left(\frac{j \omega_m}{\omega_{ri}}\right)^2 + \frac{j \omega_m}{\omega_d} + 1} \quad i = 1, 2 \quad , \quad (5.66)$$

der Relaxations-Resonanzfrequenz

$$\omega_{r1} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot (\omega_{11}^2 + \omega_{12}^2 + \omega_{21}^2 + \omega_{22}^2)} = \frac{1}{\tau_{ph}} \sqrt{\left(\frac{\delta G}{\delta n}\right) \cdot \frac{\langle S_1 \rangle + \langle S_2 \rangle}{2 \cdot V}} \quad , \quad (5.67)$$

der Dämpfungsfrequenz

$$\omega_d = \frac{2 \cdot \tau_{ph} \cdot \omega_{r1}^2}{\gamma_{11} + \gamma_{12} + \gamma_{21} + \gamma_{22}} = \frac{\delta G / \delta n}{\kappa_s \cdot \tau_{ph} \cdot V} \quad (5.68)$$

und der „Mode-Partition-Frequenz“

$$\omega_{r2} = \sqrt{\frac{1}{2} \cdot (\omega_{11}^2 + \omega_{22}^2 - \omega_{21}^2 + \omega_{12}^2)} = \frac{1}{\tau_{ph}} \sqrt{\left(\frac{\delta G}{\delta n}\right) \cdot \frac{\langle S_{diff} \rangle}{2 \cdot V}} \quad , \quad (5.69)$$

wobei $\langle S_{diff} \rangle$ die Differenz zwischen der Photonen-Anzahl der beiden Moden in ihren eigenen Zonen und der in den fremden Zonen beschreibt mit

$$\langle S_{diff} \rangle = (\Gamma_1 - \Gamma_2) \cdot \{[\Gamma_1 \cdot \langle S_1 \rangle + (1 - \Gamma_2) \cdot \langle S_2 \rangle] - [\Gamma_2 \cdot \langle S_2 \rangle + (1 - \Gamma_1) \cdot \langle S_1 \rangle]\} \quad (5.70)$$

5.3.6 MPN und Feldüberlappung

Nach Gl. (5.7) ist das RIN definiert als das Verhältnis der mittleren quadratischen Leistungsschwankung $\langle \delta P^2 \rangle$ relativ zur mittleren Lichtleistung $\langle P \rangle$ zum Quadrat. Wegen $S \sim P$ kann das RIN einer Rauschbandbreite Δf analog zu Gl. (5.9) wie folgt ausgedrückt werden:

$$\text{RIN} = \frac{2 \cdot \Delta f \cdot \langle |\Delta S(\omega_m)|^2 \rangle}{\langle S \rangle^2} . \quad (5.71)$$

Nach Einsetzen der Gln. (5.63)-(5.65) in die Gl. (5.71) unter Berücksichtigung der spektralen Dichte des Langevin-Rauschterms [23]:

$$\langle |\Delta F_{s,j}(\omega_m)|^2 \rangle \approx 2 \cdot \langle S_j \rangle \cdot \frac{K_{tot} \cdot n_{sp}}{\tau_{ph}} , \quad j = 1, 2 \quad (5.72)$$

erhält man schließlich das RIN der Gesamtleistung

$$\text{RIN}|_{S_1+S_2} = |H_1(j\omega_m)|^2 \cdot \frac{(1/\tau)^2 + \omega_m^2}{\tau_{ph} \cdot \omega_{r1}^4 \cdot (\langle S_1 \rangle + \langle S_2 \rangle)} \cdot 4 \cdot K_{tot} \cdot n_{sp} \cdot \Delta f \quad (5.73)$$

sowie das RIN der einzelnen Moden S_j

$$\text{RIN}|_{S_j} = |H_1(j\omega_m)|^2 \cdot |H_2(j\omega_m)|^2 \cdot \frac{(1/\tau)^2 + \omega_m^2}{\tau_{ph} \cdot \omega_{r1}^4 \cdot \omega_{r2}^4 \cdot \langle S_j \rangle^2} \cdot 4 \cdot K_{tot} \cdot n_{sp} \cdot \Delta f \cdot X_j(\omega_m) \quad (5.74)$$

mit

$$X_1(\omega_m) = |X_{22}|^2 \cdot \langle S_1 \rangle + |X_{21}|^2 \cdot \langle S_2 \rangle \quad (5.75)$$

$$X_2(\omega_m) = |X_{11}|^2 \cdot \langle S_1 \rangle + |X_{12}|^2 \cdot \langle S_2 \rangle . \quad (5.76)$$

In Abbildung 5.22 sind die nach den Gln. (5.73)-(5.74) berechneten RIN-Spektren für drei Modenpaare mit unterschiedlich großen Feldüberlappungen dargestellt. Die verwendeten Parameter entsprechen weitgehend denen in Tabelle 5.1, wobei hier $V_1 = V_2 = \pi \cdot r_2^2 \cdot d/2$ und $\tau_{ph,1} = \tau_{ph,2} = 4.18 \text{ ps}$ beachtet werden müssen. Mit $\Gamma_1(\text{LP}_{01}) = 0.63$, $\Gamma_2(\text{LP}_{11}) = 0.35$, $\Gamma_2(\text{LP}_{02}) = 0.45$ und $\Gamma_2(\text{LP}_{21}) = 0.19$ zeigen die berechneten RIN-Spektren der einzelnen Moden in Abbildung 5.22 ähnlich wie die Messergebnisse in Abbildung 5.11 und Simulationen in Abbildung 5.19 oder 5.21 zwei Rauschpeaks bei $f_{r1} = \omega_{r1}/2\pi$ und $f_{r2} = \omega_{r2}/2\pi$, während das RIN der Gesamtleistung im wesentlichen nur einen Rauschpeak bei der Relaxations-Resonanzfrequenz f_{r1} besitzt. Ähnlich wie bei einer einmodigen Laserdiode verschiebt sich die Relaxations-Resonanzfrequenz gemäß Gl. (5.67) bei steigender Lichtleistung ohne Rücksicht auf die Anzahl oder Feldverteilungen der angeregten Moden zu höheren Frequenzen.

Die spektrale Lage der Mode-Partition-Frequenz f_{r2} hängt dagegen stark von den Feldüberlappungen der angeregten Moden ab, wie man durch Vergleich mit den in Abbildung 5.22 dargestellten RIN-Spektren feststellen kann. Gemäß Gl. (5.69) ist f_{r2}

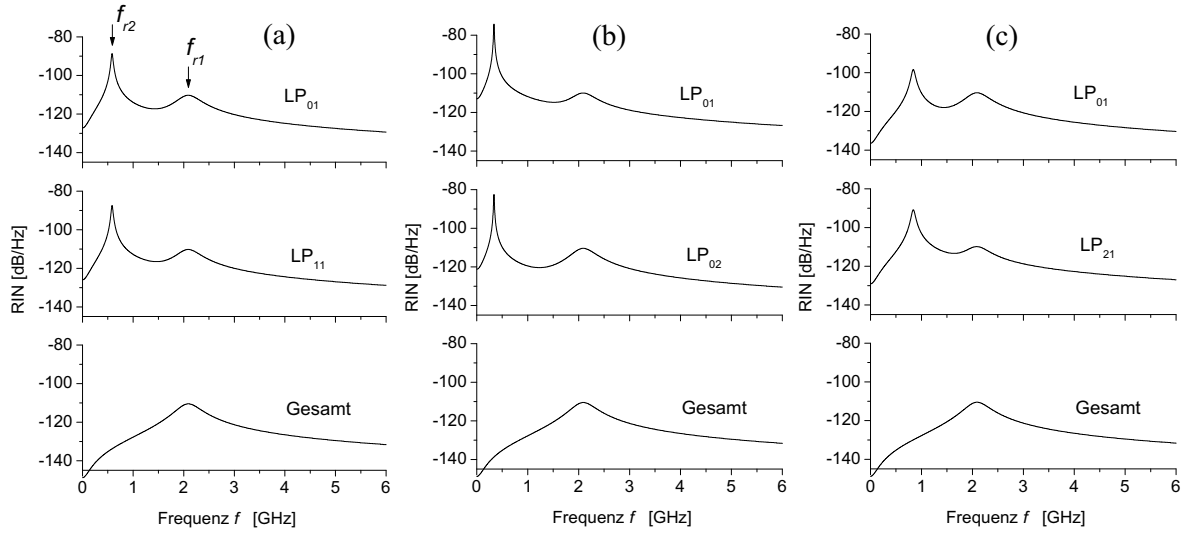


Abbildung 5.22: Berechnete RIN-Spektren nach Gln. (5.73)-(5.74) für das Modenpaar: a) $LP_{01} + LP_{11}$, b) $LP_{01} + LP_{02}$ und c) $LP_{01} + LP_{21}$ bei $I = 3$ mA.

eine Funktion der Größe $\langle S_{diff} \rangle$, die einen Wert von $\langle S_1 \rangle + \langle S_2 \rangle$ hat, wenn die angeregten Moden keine Feldüberlappung miteinander haben und damit unabhängig voneinander schwingen. Haben die Moden dagegen eine vollständige Feldüberlappung wie bei den longitudinalen Moden, so ist $\langle S_{diff} \rangle = 0$ und damit auch $f_{r2} = 0$. Definiert man einen effektiven Überlappungskoeffizient Γ_{eff} zu

$$\Gamma_{eff} = 1 - \frac{\langle S_{diff} \rangle}{\langle S_1 \rangle + \langle S_2 \rangle} = 1 - \frac{\omega_{r2}^2}{\omega_{r1}^2} \quad , \quad (5.77)$$

so erhält man schließlich eine lineare Abhängigkeit zwischen f_{r2}^2 und Γ_{eff} wie in Abbildung 5.23 a) dargestellt. Die Mode-Partition-Frequenz f_{r2} steigt stetig mit Abnahme der Feldüberlappung und erreicht die Größe der Relaxations-Resonanzfrequenz f_{r1} , wenn die beiden Moden unabhängig voneinander anschwingen ($\Gamma_{eff} = 0$).

Gemäß Gln. (5.73) und (5.74) erreicht das RIN das Maximum bei den Frequenzen ω_{r1} und ω_{r2} . Es lässt sich zeigen, dass das RIN bei der Relaxations-Resonanzfrequenz $\omega_m = \omega_{r1}$ sowohl für die beiden einzelnen Moden als auch für die Gesamtleistung identisch ist mit

$$\text{RIN}(\omega_m = \omega_{r1}) = 4 \cdot \frac{4 \cdot K_{tot} \cdot n_{sp} \cdot \tau_{ph}}{\kappa_s^2 \cdot (\langle S_1 \rangle + \langle S_2 \rangle)^3} \cdot \Delta f \quad . \quad (5.78)$$

Das lokale RIN-Maximum bei $\omega_m = \omega_{r1}$ ist $\sim 1/\langle S \rangle^3$ und zeigt den selben Wert wie das maximale RIN einer einmodigen Laserdiode in [23]. Für Moden mit Feldüberlappung kann das zweite lokale RIN-Maximum der einzelnen Moden bei der Mode-Partition-Frequenz ω_{r2} wie folgt berechnet werden:

$$\text{RIN}(\omega_m = \omega_{r2})|_{S_j} = 4 \cdot \frac{4 \cdot K_{tot} \cdot n_{sp} \cdot \tau_{ph} \cdot \Delta f}{\kappa_s^2 \cdot (\langle S_1 \rangle + \langle S_2 \rangle)} \cdot \frac{\langle S_i \rangle / \langle S_j \rangle}{\langle S_{diff} \rangle^2} \quad i, j = 1, 2 \quad i \neq j. \quad (5.79)$$

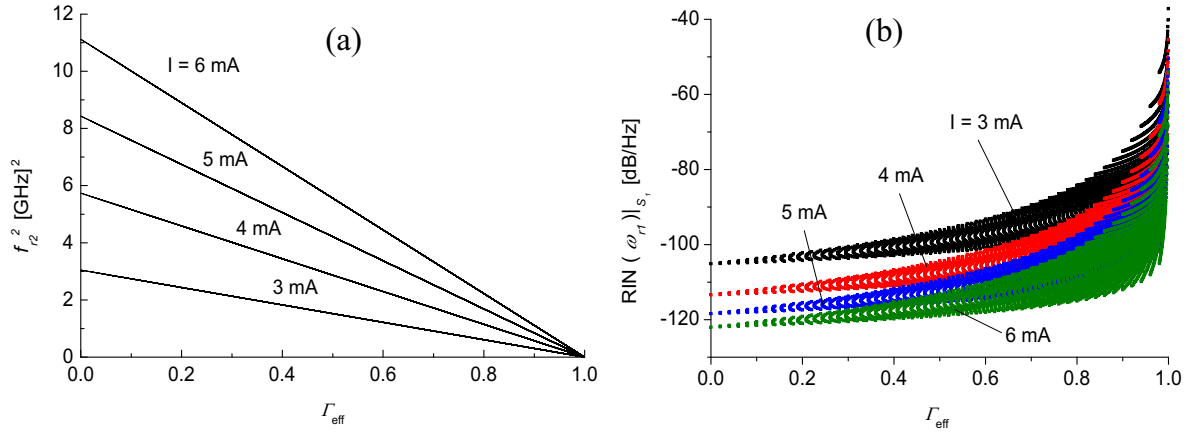


Abbildung 5.23: Abhängigkeit a) der „Mode-Partition-Frequenz“ f_{r2} und b) des entsprechenden RIN bei f_{r2} für Mode 1 vom effektiven Überlappungskoeffizienten Γ_{eff} .

Wie das in Abbildung 5.23 b) dargestellte $\text{RIN}(\omega_{r1})$ für den Mode 1 zeigt, steigt das RIN mit Zunahme der Feldüberlappung. Zwar sind die errechneten Werte aufgrund der zahlreichen Vereinfachungen bei der Herleitung der Gln. (5.73) und (5.74) nicht quantitativ zu bewerten, die Tendenz, dass möglichst wenig Feldüberlappung für eine rauscharme Übertragung, besonders in einer Übertragungsstrecke mit modenabhängigen Verluste, herrschen soll, ist dennoch qualitativ deutlich zu erkennen.

5.4 Mehrmoden-Modell

Das bisher betrachtete 2-Moden-Modell ist sehr hilfreich für das Verständnis bezüglich des Konkurrenzverhaltens zwischen zwei transversalen Moden im VCSEL. Um die Wechselwirkungen zwischen mehreren transversalen Moden zu untersuchen, wurde in Rahmen dieser Arbeit ein erweitertes Mehrmoden-Modell entwickelt, das selektiv-oxidierte VCSELs mit kreiszylindrischer Struktur mathematisch nachbildet. Dieses Modell berücksichtigt die Zusammensetzung der verwendeten Halbleitermaterialien, die vertikale Lage und Größe der AlO_x -Apertur, alle im Resonator geführten Moden samt ihren Feldverteilungen sowie den Emissionswellenlängen und die temperaturabhängige Modenverstärkung. Effekte wie *current spreading* werden mit dem „PSPICE-Modell“ im Kapitel 2.3.2 einbezogen, während *spatial hole burning* durch räumliche Aufteilung der aktiven Zone unter Berücksichtigung der Ladungsträger-Diffusion erfasst wird.

Wie in Abbildung 5.24 skizziert, wird die aktive Zone in einen Innen- und einen Außenbereich aufgeteilt, wobei die Grenze durch die Öffnung der AlO_x -Apertur bestimmt ist. Der Innenbereich wird in weitere n Zonen und der Außenbereich in m Zonen mit einem identischen Volumen $V_i = V$ ($i = 1 \dots n + m$) unterteilt. Somit wird die räumliche Verteilung der Ladungsträgerdichte $n(r)$ durch Diskretisierung zu n_i approximiert. Der Leistungsanteil jedes einzelnen Mode j in den Zonen i ist dann durch

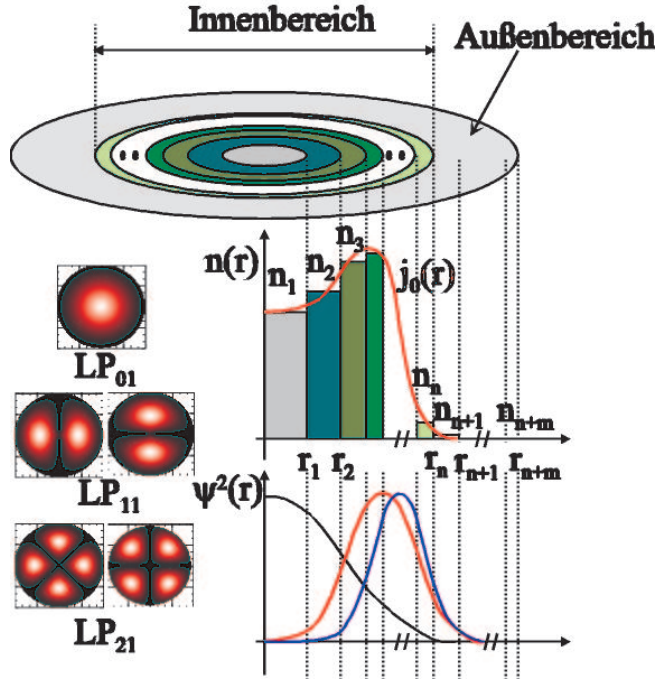


Abbildung 5.24: Skizze des Mehrmoden-Modells

dessen transversale Feldverteilung ψ_j bestimmt, wobei linear polarisierte LP-Moden gemäß Kapitel 3.2.2 angenommen werden.

5.4.1 Mehrmoden-Ratengleichungen

Analog zu den Gln. (5.16)-(5.19) für das 2-Moden-Modell lassen sich eine Ratengleichung für die Photonenzahl S_j jedes Modes j und eine Kontinuitätsgleichung für die Ladungsträgerdichte n_i in jeder Zone i aufstellen:

$$\frac{dS_j}{dt} = \left\{ \sum_{i=1}^{n+m} \Gamma_{i,j} \cdot \tilde{g}_{i,j} - \frac{1}{\tau_{ph,j}} \right\} \cdot S_j + R_{sp,j} + F_{s,j} \quad (5.80)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = \frac{J_i}{e \cdot d} - \frac{n_i}{\tau_e} + D_n \cdot \nabla^2 n_i - \sum_j \Gamma_{i,j} \cdot \tilde{g}_{i,j} \cdot \frac{S_j}{V_i} \quad (5.81)$$

mit der Stromdichte J_i und dem Volumen V_i für jede Zone i . d ist die Gesamtdicke der aktiven Zone, D_n der Diffusionskoeffizient, τ_e die Elektronenlebensdauer und $\tau_{ph,j}$ die Photonenlebensdauer für jeden Mode j . Der normierte Gewinnfaktor $\tilde{g}_{i,j}$ für jeden Mode j in jeder Zone i ist gegeben durch

$$\tilde{g}_{i,j} = v_{gr} \cdot \Gamma_z \cdot g_{i,j} = v_{gr} \cdot \Gamma_z \cdot \frac{g_{0,j} \cdot \ln \left(\frac{n_i}{n_{0,j}} \right)}{1 + \frac{\epsilon}{V_i} \cdot \Gamma_z \cdot \sum_j \Gamma_{i,j} \cdot S_j} \quad (5.82)$$

mit den longitudinalen und transversalen Füllfaktoren

$$\Gamma_z = \xi \cdot \frac{d}{L_{eff}} \quad \text{und} \quad \Gamma_{i,j} = \frac{\int_{r_{n+m}}^{r_i} \psi_j^2 \cdot r \cdot dr}{\int_0^{r_{n+m}} \psi_j^2 \cdot r \cdot dr}, \quad (5.83)$$

wobei $\xi \approx 2$ den Gewinnverstärkungsfaktor und L_{eff} die effektive Resonatorlänge kennzeichnen. Im Gegensatz zu der linearen Approximation im 2-Moden-Modell wird hier der Materialgewinn $g_{i,j}$ gemäß Gl. (3.44) unter Berücksichtigung der Material-, Wellenlängen- und Temperaturabhängigkeit des Gewinnvorfaktors $g_{0,j}$ und der Transparenzdichte $n_{0,j}$ (siehe Abbildung 3.17) exakt berechnet. Auch die Gewinnsättigung wird nun anders berechnet und statt einem auf die Photonenanzahl bezogenen einheitslosen κ_s nun durch einen auf die Photonendichte bezogenen Gewinnsättigungskoeffizienten ε in $[\text{cm}^3]$ berücksichtigt.

Die Photonenlebensdauer $\tau_{ph,j}$ ergibt sich aus

$$\tau_{ph,j} \approx \frac{1/v_{gr}}{\langle \alpha_j \rangle + \frac{1}{2 \cdot L_{eff,j}} \cdot \ln \left(\frac{1}{R_{t,j} \cdot R_{b,j}} \right)}, \quad (5.84)$$

mit der effektiven Resonatorlänge $L_{eff,j}$ und Spiegelreflektivitäten $R_{t,j}$ bzw. $R_{b,j}$ für den betrachteten Mode j . Die mittleren intrinsischen Verluste $\langle \alpha_j \rangle$ beinhalten Beugungs- sowie Streuverluste, und für jeden Mode j wird eine variable Größe eingesetzt.

5.4.2 Simulationsparameter

Für die genaue Nachbildung eines realen VCSEL sind detaillierte Material- und Strukturdaten erforderlich, welche i. Allg. jedoch nicht vollständig erhältlich sind. Entscheidend für die Modenverstärkung sind die gewählte Materialzusammensetzung in der aktiven Zone, die nominelle Wellenlänge λ_B und die Betriebstemperatur T (siehe Abbildung 3.17) sowie deren Abhängigkeit vom Strom dT/dI . Für die Anzahl der theoretisch geführten Moden sind primär die vertikale Lage der AlO_x -Apertur und die Größe der Apertur-Öffnung verantwortlich (vgl. Abbildung 3.11). Wie viele Moden mit welcher Leistungsverteilung tatsächlich anschwingen, hängt hauptsächlich vom räumlichen Profil der Stromdichteverteilung und dem Unterschied der intrinsischen Verluste zwischen den Moden ab. Das Profil der Stromdichteverteilung kann zwar mit dem „Pspice-Modell“ im Kapitel 2.3.2 berechnet werden, genaue Angaben wie z. B. über die Dotierung und die Umgebungstemperatur sind aber erforderlich.

Bei der Untersuchung liegt der Schwerpunkt deshalb in der Aufklärung des Modenkonzurrenzverhaltens und der Abhängigkeit der einzelnen Parametergrößen. Dennoch wird hier versucht, einige messtechnisch ermittelbaren Größen wie I_{th} , dP/dI und $D = f_r/\sqrt{P}$ soweit wie möglich einzuhalten, um die Gültigkeit der Simulationsergebnisse

zu gewährleisten. Betrachtet wird ein kreiszylindrischer selektiv-oxidierter VCSEL mit einem Apertur-Durchmesser von $15\text{ }\mu\text{m}$. Die unteren Bragg-Spiegel bestehen aus 35 und die oberen aus 26 Paaren $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ $\lambda/4$ -DBRs mit einer nominellen Wellenlänge von $\lambda_B = 850\text{ nm}$. Die aktive Zone enthält $3 \times 8\text{ nm}$ dicke GaAs-QWs, getrennt von 10 nm dicken $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ Barrieren-Schichten. Zusammen mit den gestuften $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ *Spacer*-Schichten beträgt die Gesamtlänge des inneren Resonators genau eine Wellenlänge.

Die Temperatur-Effekte werden hier vernachlässigt, d. h. unabhängig von der Größe des Stromes wird eine Betriebstemperatur von $T = 300\text{ K}$ angenommen. Es wird weiterhin angenommen, dass die intrinsischen Verluste und Spiegelreflektivitäten für alle Moden mit $\langle\alpha\rangle = 20\text{ cm}^{-1}$, $R_t = 0.9979$ und $R_b = 0.9998$ identisch sind, wodurch eine Photonenlebensdauer von $\tau_{ph} = 4.06\text{ ps}$ ermittelt wird. Um das *current spreading* und modenabhängige Streu- und Beugungsverluste zu vermeiden, wird die AlO_x -Apertur im ersten DBR-Paar unmittelbar über der aktiven Zone und in das Feldminimum gelegt. Da die daraus resultierende gesamte spektrale Bandbreite relativ gering ist, wird der Materialgewinn, vertreten durch den Gewinnvorfaktor g_0 und der Transparenzdichte n_0 , für alle Moden identisch angenommen. Für den interessierenden Arbeitsbereich ist es sinnvoll, die $\ln$ -Funktion des Materialgewinns $g_0 \cdot \ln(n/n_0)$ durch eine lineare Funktion $a_0 \cdot (n - n_0)$ zu approximieren mit $a_0 \approx g_0/n_0$.

Um die Stromdichteverteilung in der aktiven Zone zu erhalten, sind genaue Angaben über die Materialzusammensetzungen und die Höhe der Dotierungen erforderlich. In [77] wurde festgestellt, dass die Stromdichteverteilung ihr Maximum im Zentrum der aktiven Zone hat und um das Zentrum relativ gleichmäßig verteilt ist, während sie nach außen hin stark abnimmt. Eine solche *quasi*-stufenförmige Stromdichteverteilung ist als sehr realistisch einzuschätzen, da der Grundmode i. Allg. als erster anschwingt. Simulationsergebnisse mit *PSpice* in Abbildung 2.15 b) zeigt, dass eine gleichmäßige Stromdichteverteilung bei einem spezifischen Übergangswiderstand $\varrho_{het} \geq 2 \cdot 10^{-5}\text{ }\Omega\text{ cm}^2$ erhältlich sei. Bei den folgenden Simulationen wird eine stufenförmige Stromdichteverteilung mit 5 Innen- und 3 Außenzonen (getrennt durch den Radius r_{act} der Al_x -Öffnung) vereinfacht angenommen, wobei die Stromdichte in den Innenzonen gleichverteilt und in den Außenzonen verschwindend klein gewählt wurde.

Die Größe des Diffusionskoeffizienten D_n spielt nach [78] keine sehr große Rolle. In der Literatur wurden sehr unterschiedliche Werte verwendet. Während in [41][79][80] $D_n = 5\text{ cm}^2/\text{s}$ benutzt wurde, betrug er in [42][67][73] $D_n = 30\text{ cm}^2/\text{s}$. In [81] wurde aber festgestellt, dass der Diffusionskoeffizient im VCSEL nicht sehr groß sein kann ($D_n \approx 7.5\text{ cm}^2/\text{s}$). Aus diesem Grund wird hier für die Simulation ein Diffusionskoeffizient von $D_n = 10\text{ cm}^2/\text{s}$ angesetzt. Für den Gewinnsättigungskoeffizient ε wird hier ähnlich wie bei [73] ein Wert von $\varepsilon = 1 \cdot 10^{-17}\text{ cm}^3$ verwendet, während die Elektronenlebensdauer $\tau_e = 0.9\text{ ns}$ gewählt wird. Alle verwendete Parameter sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Für die Berechnung des Material-Gewinns g sind die in Tabelle 2.1 aufgelisteten Parameter entsprechend zu berücksichtigen.

VCSEL-Struktur:	
Quantenfilme	3 x 8 nm GaAs
Barrieren-Schichten	10 nm Al _{0.25} Ga _{0.75} As
Spacer-Schichten	Al _{0.35} Ga _{0.65} As/Al _{0.5} Ga _{0.5} As
<i>p</i> -DBRs	26 Paare Al _{0.9} Ga _{0.1} As/Al _{0.15} Ga _{0.85} As
<i>n</i> -DBRs	35 Paare Al _{0.9} Ga _{0.1} As/Al _{0.15} Ga _{0.85} As
Substrat	GaAs
Deckschicht	GaAs
Design-Wellenlänge	$\lambda_B = 850$ nm
vert. Lage der AlO _x -Apertur	im 1. <i>p</i> -DBR-Paar (Feldminimum)
Radius der Apertur-Öffnung r_{act}	variabel
Anzahl der Zonen:	
innen ($r \leq r_{act}$)	5
außen ($r > r_{act}$)	3
Temperatur	$T = 300$ K
mittlere intrinsische Verluste	$\langle \alpha \rangle = 20$ cm ⁻¹
Diffusionskoeffizient	$D_n = 10$ cm ² /s
Elektronenlebensdauer	$\tau_e = 0.9$ ns
Gewinnverstärkungsfaktor	$\xi = 2$
Verstärkungsfaktor der spont. Emission	$K_{tot} = 1$
Gewinnsättigungskoeffizient	$\varepsilon = 1 \cdot 10^{-17}$ cm ³

Tabelle 5.2: Simulationsparameter für das Mehrmoden-Modell.

5.4.3 Simulationsergebnisse

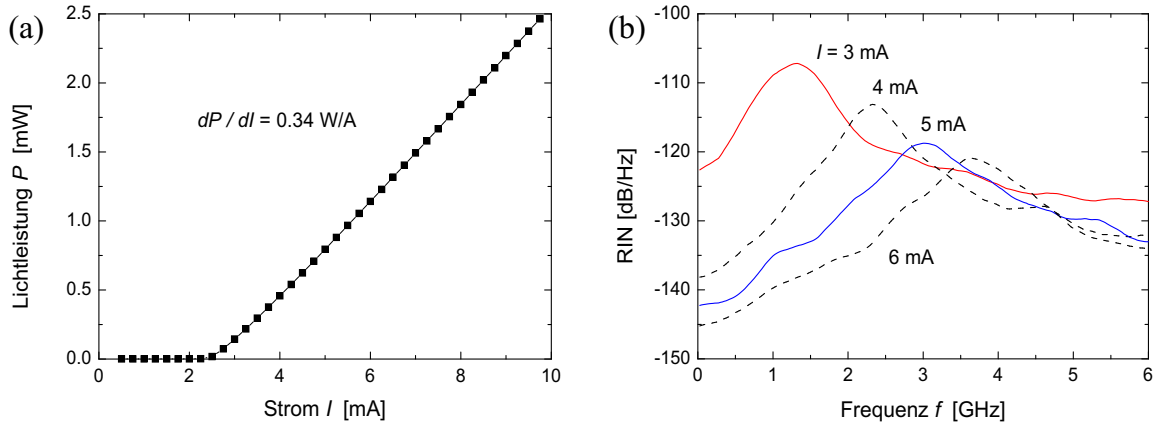


Abbildung 5.25: Simulationsergebnisse mit dem Mehrmoden-Modell für einen VCSEL mit $r_{act} = 7.5 \mu\text{m}$: a) P - I -Kennlinie und b) Gesamt-RIN in Abhängigkeit vom Strom.

In Abbildung 5.25 sind die simulierte P - I -Kennlinie und das RIN-Spektrum der Gesamtleistung in Abhängigkeit vom angelegten Strom dargestellt. Ähnlich wie die Messergebnisse in Abbildung 5.1 b) ergibt sich hier ein Schwellenstrom von $I_{th} = 2.5$ mA mit einer Steigung von $dP/dI = 0.34$ W/A. Auch das RIN Spektrum in Abbildung 5.25 b) entspricht weitgehend dem gemessenen in Abbildung 5.9 a). Obwohl der betrachtete VCSEL eindeutig mehrmodig ist (vgl. Abbildung 5.26), wird das RIN mit steigendem Strom immer kleiner, während die spektrale Lage des „Rauschpeaks“ sich mit dem Strom stets zu höheren Frequenzen verschiebt.

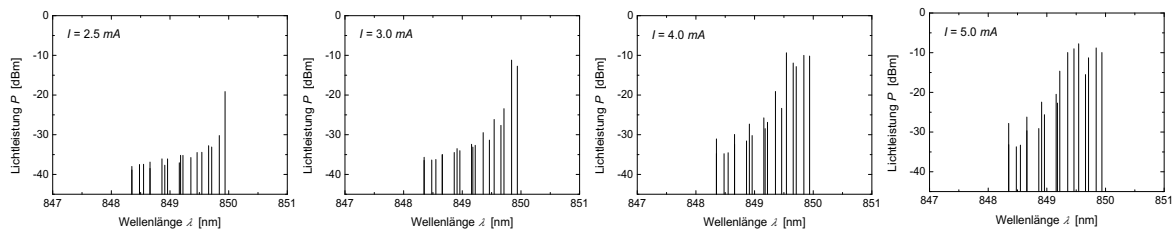


Abbildung 5.26: Simulierte optische Spektren eines VCSEL mit $r_{act} = 7.5 \mu\text{m}$.

Die Abhängigkeit des RIN von der Lichtleistung wird deutlich, wenn man einen Mittelwert des RIN über die interessierende Übertragungsbandbreite von $f = 0$ Hz bis Δf bildet. In Abbildung 5.27 a) ist das mittlere RIN über eine Bandbreite von 1.0, 1.25 sowie 2.5 GHz dargestellt. Für Datacom-Anwendungen wird vom Systemhersteller häufig ein $\text{RIN} < -120$ dB/Hz gefordert, welches im betrachteten Fall über einen großen Strombereich erfüllt ist.

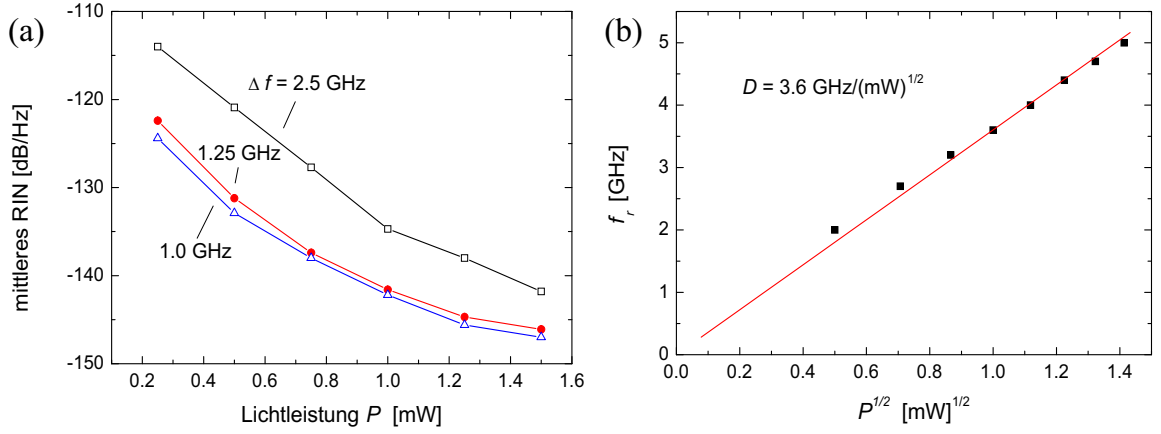


Abbildung 5.27: a) RIN-Mittelwert über eine Bandbreite $\Delta f = 1.0, 1.25$ bzw. 2.5 GHz und b) die Relaxations-Resonanzfrequenz f_r in Abhängigkeit von der Lichtleistung P für einen VCSEL mit $r_{act} = 7.5 \mu\text{m}$

Die spektrale Verschiebung der Relaxations-Resonanzfrequenz f_r mit dem Strom I bzw. mit der Lichtleistung P ist in Abbildung 5.27 b) dargestellt. Die ermittelte Steigung von $D = f_r/\sqrt{P} = 3.6 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mW}}$ ist zwar etwas kleiner als das Messergebnis ($4.2 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mW}}$) in Abbildung 5.9 b), sie stellt angesichts der zahlreichen Vereinfachungen und Annahmen jedoch ein gutes Ergebnis dar.

Bei gleichbleibender Materialzusammensetzung (d. h. konstantem Materialgewinn) kann eine Vergrößerung von D gemäß Gl. (4.24) nur noch durch Verringerung des Volumens V und der Steigung dP/dI erreicht werden. Da das Volumen der aktiven Zone durch den Radius r_{act} der AlO_x -Aperturöffnung bestimmt ist und dP/dI von den Spiegelreflektivitäten R_t und R_b abhängt, sind r_{act} und die Anzahl der DBR-Spiegelpaare die einzig relevanten Größen.

5.4.4 Einfluss der Spiegelreflektivitäten

Bei den untersuchten VCSELs strahlt das Licht senkrecht zur Waferfläche durch die oberen DBR-Spiegel nach außen ab. Die Ausgangsleistung P ist analog zu [23] dann gegeben durch:

$$P = h \cdot \nu \cdot \frac{\frac{1}{2 \cdot L_{eff}} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_t}\right)}{\langle \alpha \rangle + \frac{1}{2 \cdot L_{eff}} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_t \cdot R_b}\right)} \cdot \frac{S}{\tau_{ph}}, \quad (5.85)$$

wobei ν die optische Frequenz und $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ die *Planck'sche Konstante* beschreiben. Zusammen mit der Beziehung

$$\frac{S}{\tau_{ph}} = \frac{I - I_{th}}{e} \quad (5.86)$$

ergibt sich für die Steigung dP/dI folgende Beziehung:

$$\frac{dP}{dI} = \frac{h \cdot \nu}{e} \cdot \frac{\frac{1}{2 \cdot L_{eff}} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_t}\right)}{\langle \alpha \rangle + \frac{1}{2 \cdot L_{eff}} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_t \cdot R_b}\right)} \quad (5.87)$$

Bei konstanten intrinsischen Verlusten $\langle \alpha \rangle$ kann eine Reduzierung von dP/dI durch Erhöhung der oberen Spiegelreflektivität R_t oder Verringerung der unteren Spiegelreflektivität R_b erreicht werden. Eine Erhöhung von R_t bewirkt gemäß Gl. (4.10) eine zusätzliche Vergrößerung der Photonenlebensdauer τ_{ph} , wodurch ein geringerer Schwellenstrom I_{th} gemäß Gl. (4.12) erzielt werden kann. Umgekehrt führt eine Verringerung von R_b zu einer Verkleinerung von τ_{ph} und somit zu einem größeren I_{th} .

Betrachtet wird nun zunächst ein VCSEL mit 35 unteren DBR-Paaren, die bei der Wellenlänge $\lambda = 850 \text{ nm}$ eine Spiegelreflektivität von $R_b = 99.98\%$ liefern. Die Anzahl der oberen DBRs liegt im Bereich von 22-30 Paaren mit einer Spiegelreflektivität von $R_t = 99.35\%$ - 99.93% . Die Änderung der Steigung dP/dI sowie des Schwellenstromes I_{th} mit R_t ist in Abbildung 5.28 a) verdeutlicht.

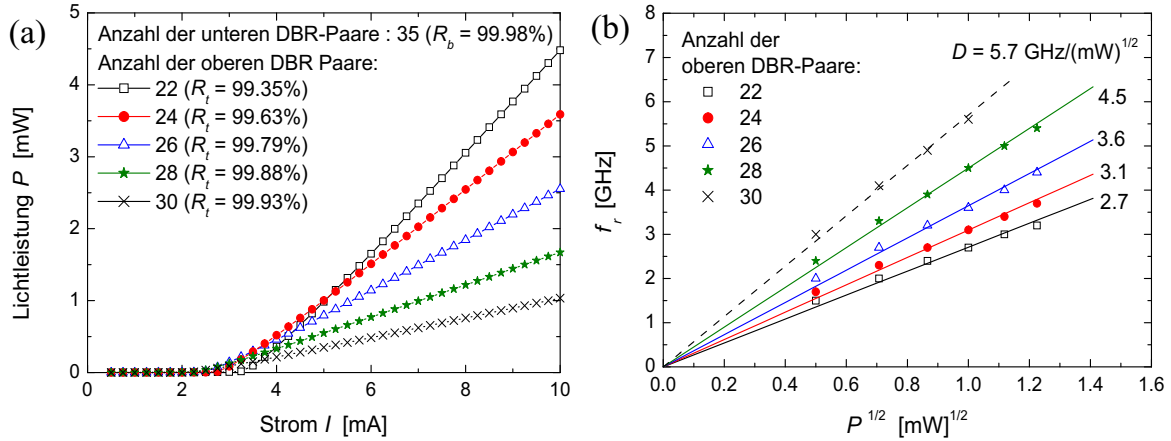


Abbildung 5.28: Simulierte a) P - I -Kennlinie und b) Relaxations-Resonanzfrequenz f_r eines VCSEL mit $r_{act} = 7.5 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit der oberen Spiegelreflektivität R_t .

Ein Überblick über den Einfluss der Spiegelreflektivität R_t auf die Steigung $D = f_r/\sqrt{P}$ lässt sich durch Betrachtung der Abbildung 5.28 b) gewinnen. Während D bei einer $R_t = 99.35\%$ gerade mal $2.7 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mW}}$ beträgt, nimmt sie bei $R_t = 99.93\%$ einen Wert von $5.7 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mW}}$ an.

Eine Erhöhung der Spiegelreflektivität R_t führt bei der gleichen Lichtleistung P nicht nur zu einer größeren f_r , sie verringert auch das Intensitätsrauschen, welches durch Betrachtung des simulierten Rauschspektrums in Abbildung 5.29 a) für $P = 1.0 \text{ mW}$ festgestellt werden kann. Bildet man den Mittelwert des RIN über eine Bandbreite von $\Delta f = 1.25 \text{ GHz}$ (Abbildung 5.29 b), so ist ein RIN-Unterschied von mehr als 20 dB zwischen den Fällen mit 22 und 30 oberen DBR-Paaren festzustellen.

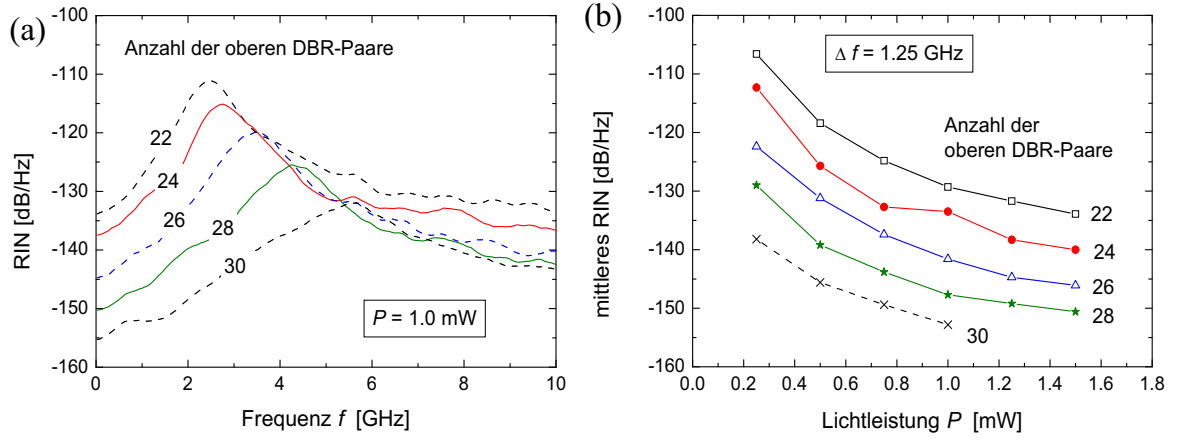


Abbildung 5.29: a) RIN-Spektrum und b) mittleres RIN über $\Delta f = 1.25$ GHz für einen VCSEL mit $r_{act} = 7.5 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von der Anzahl der oberen DBR-Paare.

Ähnliche Ergebnisse erzielt man durch Verringerung der unteren Spiegelreflektivität R_b . Bei gleichbleibender Spiegelreflektivität von $R_t = 99.79\%$ durch 26 obere DBR-Paare wird die Anzahl der unteren DBR-Paare zwischen 21 und 35 und damit die untere Spiegelreflektivität R_b zwischen 99.13% und 99.98% variiert. Die somit simulierten P - I -Kennlinien und die Abhängigkeit der Relaxations-Resonanzfrequenz f_r von der Lichtleistung P sind in Abbildung 5.30 dargestellt.

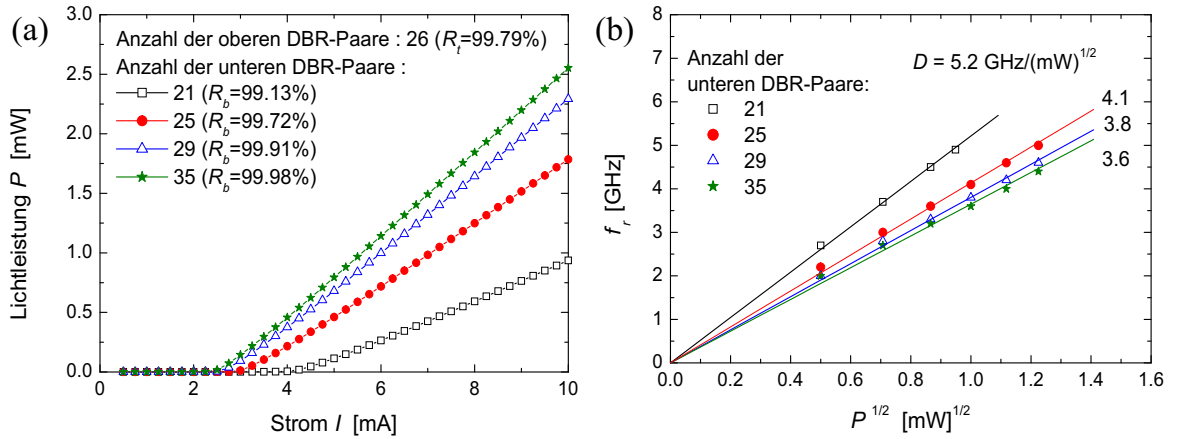


Abbildung 5.30: Simulierte a) P - I -Kennlinie und b) Relaxations-Resonanzfrequenz f_r eines VCSEL mit $r_{act} = 7.5 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit der unteren Spiegelreflektivität R_b .

Im Gegensatz zu Abbildung 5.28 a) ist die Verringerung von dP/dI in Abbildung 5.30 a) mit einer Erhöhung des Schwellenstromes I_{th} verknüpft. Außerdem ist eine deutliche Steigerung von D in Abbildung 5.30 b) erst durch einen extremen Unterschied der unteren Spiegelreflektivität R_b erreichbar.

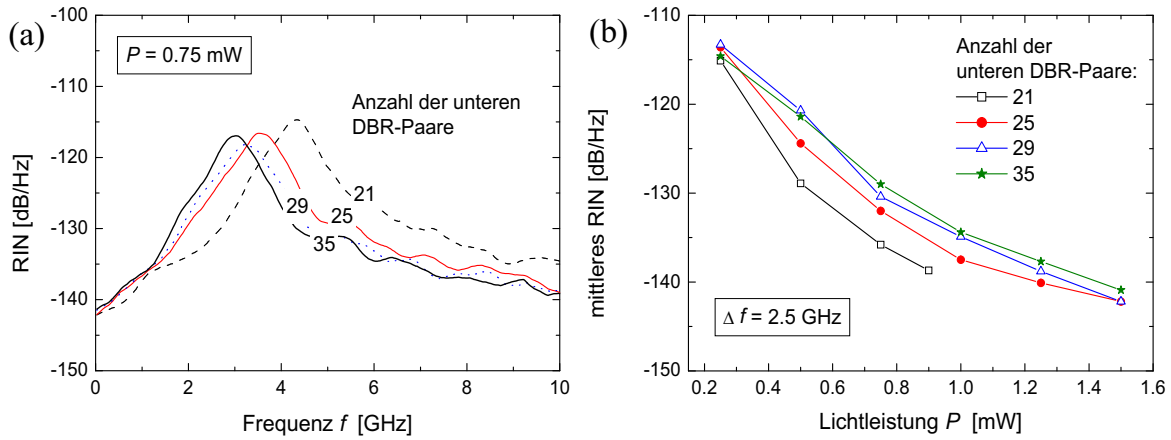


Abbildung 5.31: a) RIN-Spektrum und b) mittleres RIN über $\Delta f = 2.5$ GHz für einen VCSEL mit $r_{act} = 7.5 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit von der Anzahl der unteren DBR-Paare.

Trotz der Erhöhung von D trägt eine Verringerung von R_b im Gegensatz zu Abbildung 5.29 kaum zur Rausch-Reduktion bei. Bei der Betrachtung des RIN-Spektrums in Abbildung 5.31 a) für $P = 0.75$ mW ist kaum ein RIN-Unterschied im niederfrequenten Bereich festzustellen. Erst bei der Bildung eines mittleren RIN über eine große Bandbreite von $\Delta f = 2.5$ GHz in Abbildung 5.31 b) kann ein Rauschunterschied von ca. 5 dB zwischen den Fällen mit 21 und 35 unteren DBR-Paaren festgestellt werden.

Eine Steigerung von D durch Verringerung von dP/dI führt zwangsweise zu einem erhöhten elektrischen Leistungsverbrauch und damit auch zu einer erhöhten Temperaturänderung im VCSEL. Falls diese Gegebenheit jedoch toleriert werden kann, ist die erste Variante mit der Erhöhung von R_t zu bevorzugen. Eine Erhöhung der oberen DBR-Anzahl führt allerdings auch zu erhöhten elektrischen Verlusten durch *free carrier absorption* und zu einem vergrößerten seriellen Widerstand im VCSEL. Wieviel DBR-Paare akzeptabel sind, hängt von den verwendeten Materialien, der Dotierung und dem Dotierungsverfahren am Schichtübergang ab. Durch Verbesserung des Herstellungsverfahrens und eine bessere Wärmeleitung ist eine große Steigung $D > 5 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mW}}$ trotz des großen VCSEL-Volumens durchaus möglich. Eine weitere Erhöhung von D , z. B. für 10 Gb-Ethernet Anwendungen, kann nur noch durch Reduktion des VCSEL-Volumens oder Erhöhung des Materialgewinns erreicht werden.

5.4.5 Einfluss des aktiven Volumens

Die Abhängigkeit der VCSEL-Eigenschaften von dessen Volumen wird am Beispiel eines mit 26 oberen und 35 unteren DBR-Paaren bestückten VCSEL untersucht. Die AlO_x -Apertur liegt wie bisher betrachtet im ersten DBR-Paar und im Feldminimum, wobei der Radius der Apertur-Öffnung nun zwischen 1.5 und $7.5 \mu\text{m}$ variiert wird. Die entsprechenden P - I -Kennlinien sind in Abbildung 5.32 a) dargestellt.

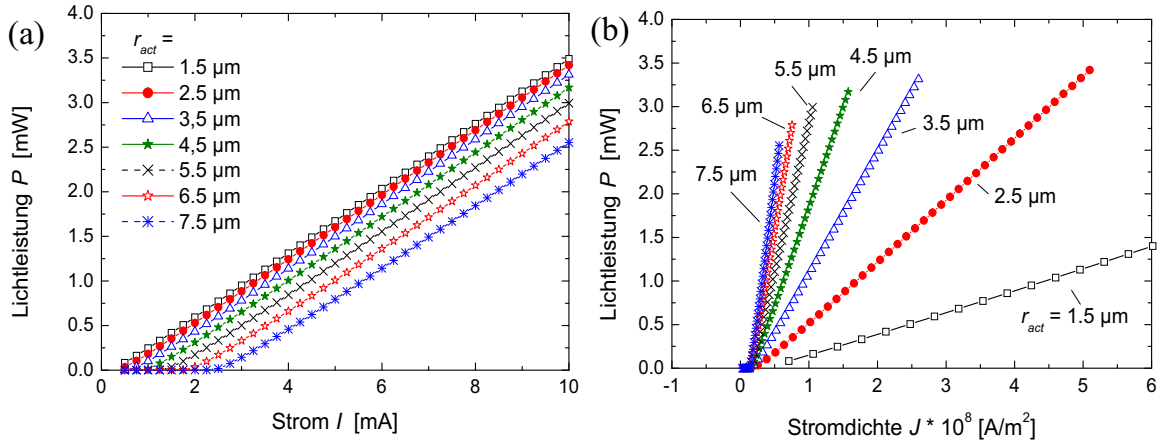


Abbildung 5.32: Lichtleistung in Abhängigkeit vom a) Strom I und von der b) Stromdichte J für VCSELs mit $r_{act} = 1.5-7.5 \mu\text{m}$.

Eine Reduktion des aktiven Radius r_{act} führt zu einer Verringerung des Schwellenstroms, während die Steigung dP/dI sich kaum verändert. Gemäß Gl. (4.24) führt eine Reduktion des Volumens zu einer Vergrößerung der Steigung $D = f_r/\sqrt{P}$, welche jedoch durch erhöhte Stromdichte J erkauft wird (vgl. Abbildung 5.32 b). Um eine Lichtleistung von $P = 1 \text{ mW}$ zu erhalten, ist die benötigte Stromdichte J für einen VCSEL mit $r_{act} = 1.5 \mu\text{m}$ etwa fünfzehnfach größer als für einen mit $r_{act} = 7.5 \mu\text{m}$. Die Erhöhung der Stromdichte führt zu einer erheblichen Wärmenentwicklung im VCSEL, wodurch die Lebensdauer des Devices drastisch reduziert werden könnte.

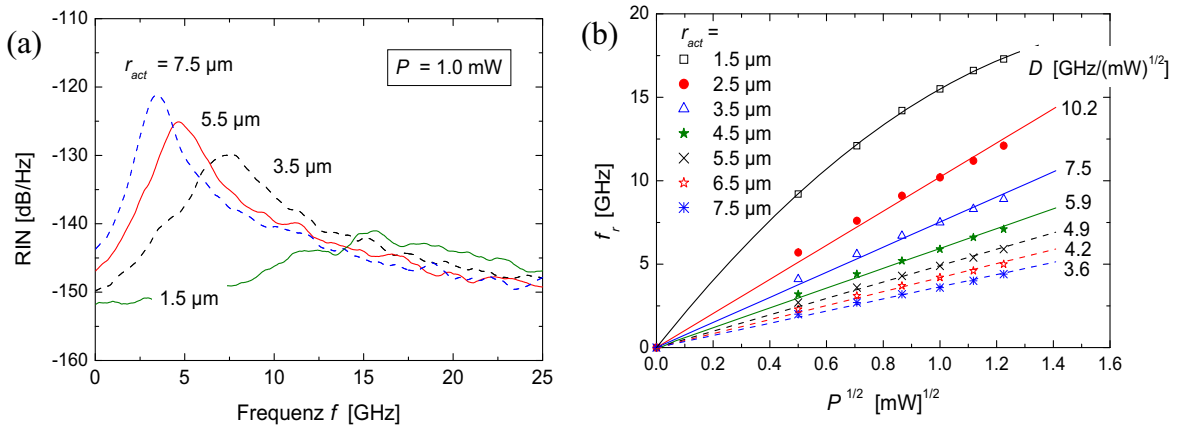


Abbildung 5.33: a) RIN-Spektrum und b) die Abhängigkeit der Relaxations-Resonanzfrequenz f_r von der Lichtleistung P für VCSELs mit unterschiedlichen r_{act} .

Bei der Betrachtung von Abbildung 5.33 wird deutlich, dass eine Verkleinerung des aktiven Radius nicht nur eine Vergrößerung von f_r sondern auch eine Reduktion des

Rauschpeaks zufolge hat. Obwohl eine Verkleinerung des VCSEL-Volumens mit einer Verringerung der Modenanzahl verknüpft ist (siehe Abbildung 5.34), ist die oben erzielte Verbesserung der VCSEL-Eigenschaften keine direkte Folge der Modenreduktion.

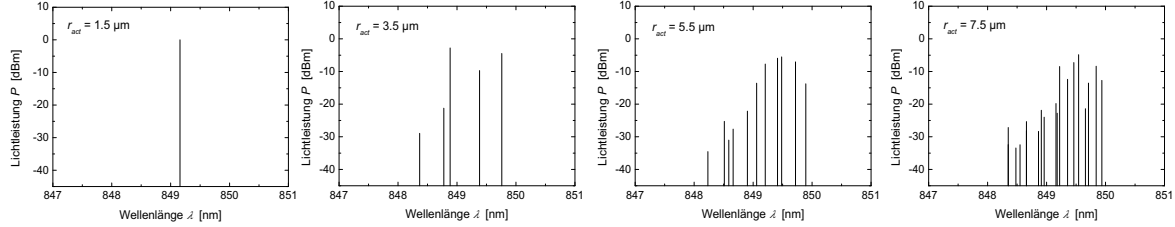


Abbildung 5.34: Simulierte optische Spektren bei $P = 1.0$ mW für VCSELS mit unterschiedlichen r_{act} .

Der Einfluss der Modenanzahl auf die Übertragungseigenschaften des VCSEL wird im nächsten Kapitel diskutiert. Hier soll nur die Möglichkeit der Performance-Besserung durch Reduktion des VCSEL-Volumens verdeutlicht werden. Wie man dem RIN-Mittelwert in Abbildung 5.35 entnehmen kann, führt eine Reduktion des VCSEL-Volumens zu einer Verminderung des Intensitätsrauschens. Das mittlere RIN über $\Delta f = 1.25$ GHz zeigt eine 10 dB Rauschreduktion bei $P = 1.0$ mW, wenn der aktive Radius von $7.5 \mu\text{m}$ auf $1.5 \mu\text{m}$ verringert wird. Über eine Bandbreite von $\Delta f = 2.5$ GHz ist sogar eine Rauschreduktion von 20 dB erreichbar.

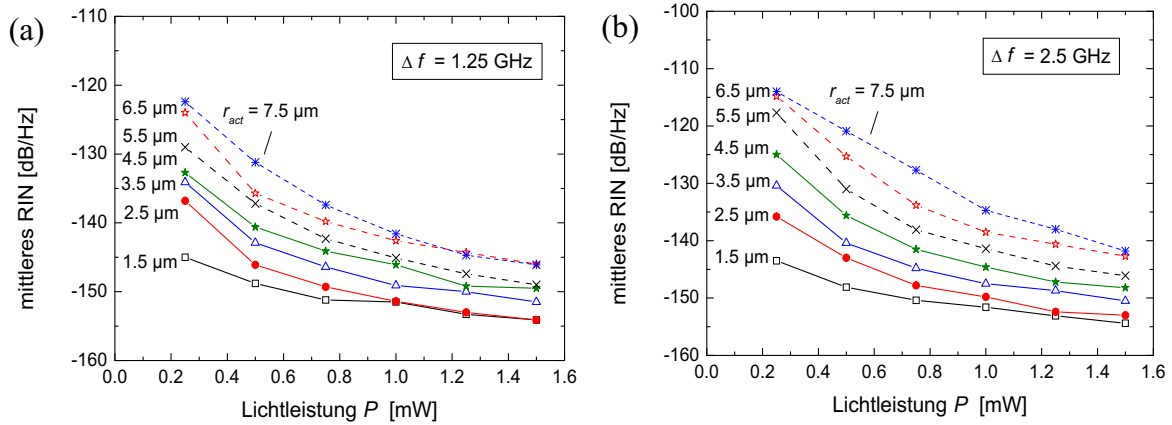


Abbildung 5.35: a) RIN-Spektrum und b) mittleres RIN über $\Delta f = 2.5$ GHz für VCSELS mit unterschiedlichem r_{act} .

5.5 Einfluss der Moden auf die Übertragung

In einem mehrmodigen VCSEL schwingen mehrere transversale Moden an. Durch das Konkurrenzverhalten der Moden könnte die Übertragungsgüte eines solchen VCSEL-

Systems womöglich beeinträchtigt werden. Bei der folgenden Untersuchung liegt der Schwerpunkt vielmehr auf der Aufklärung des Einflusses der Modenanzahl auf die Übertragungseigenschaften des VCSEL und weniger auf der genauen Nachbildung eines realen VCSEL.

Gemäß Abbildung 3.11 hängt die Anzahl der im VCSEL geführten Moden von der Größe und vertikalen Lage der AlO_x -Apertur ab. Um den Einfluss der Moden bei den selben Bedingungen vergleichen zu können, wird die Anzahl der Moden lediglich durch das Verschieben der AlO_x -Apertur in vertikaler Richtung variiert, während Größe und Materialzusammensetzung des VCSEL einheitlich gehalten werden. Entsprechend der Abbildung 5.36 a) werden vier unterschiedliche Fälle bei einem aktiven Radius von $r_{act} = 4.5 \mu\text{m}$ untersucht, die in Tabelle 5.3 zusammengefasst sind. p 1 oben bzw. unten bezeichnet die vertikale Lage der Apertur innerhalb eines DBR-Paars und damit die relative Position zum Feldminimum bzw. -maximum des in die DBRs eingedrungenen longitudinalen Feldes. N_{LP} gibt die Anzahl der geführten Moden wieder, während N_{act} die Anzahl der tatsächlich angeregten kennzeichnet. Da die Anzahl der angeregten Moden vom Strom abhängt, gibt N_{act} die Anzahl der bei der Lichtleistung $P = 1 \text{ mW}$ angeregten Moden mit einem Leistungsunterschied $\leq 15 \text{ dB}$ an.

Kennzeichen	AlO_x	N_{LP}	N_{act} ($P = 1 \text{ mW}$)
# 1	9. DBR (p 1 oben)	1	1
# 2	5. DBR (p 1 oben)	2	2
# 3	1. DBR (p 1 oben)	7	4
# 4	3. DBR (p 1 unten)	27	> 7

Tabelle 5.3: Simulationsparameter für die Modenuntersuchung.

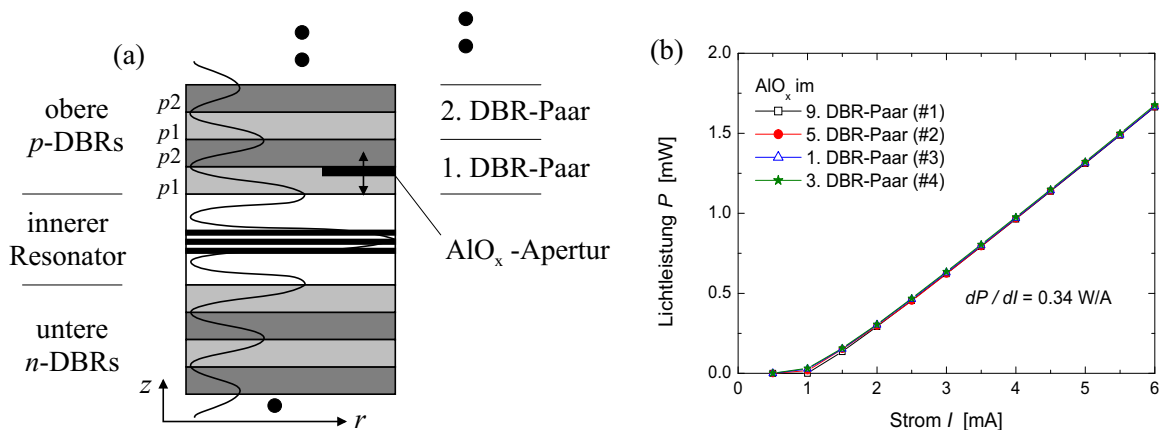


Abbildung 5.36: a) Skizze zur vertikalen Verschiebung der AlO_x -Apertur. b) Simulierte P - I -Kennlinien für die untersuchten Fälle bei $r_{act} = 4.5 \mu\text{m}$.

In Abbildung 5.36 b) sind die P - I -Kennlinien für alle untersuchten Fälle dargestellt, wobei eine nach außen hin langsam abklingende Stromdichteverteilung angenommen wurde. Da alle Parameter bis auf die Lage der Apertur konstant gehalten wurden, ist in Abbildung 5.36 b) kein Unterschied zwischen den betrachteten Fällen mit einem Schwellenstrom von $I_{th} \approx 1$ mA und einer Steigung von $dP/dI \approx 0.34$ W/A zu erkennen.

5.5.1 Modenaufgelöste RIN-Spektren

Das Konkurrenzverhalten zwischen den Moden lässt sich bequem durch das Betrachten von RIN-Spektren verdeutlichen. Betrachtet wird zunächst der zweimodige Fall (# 2) mit AlO_x -Apertur im fünften DBR-Paar. Die Änderung der modenaufgelösten RIN-Spektren mit dem Strom I bzw. mit der Lichtleistung P ist in Abbildung 5.37 dargestellt, wobei die zugehörigen optischen Spektren in die Abbildung integriert sind.

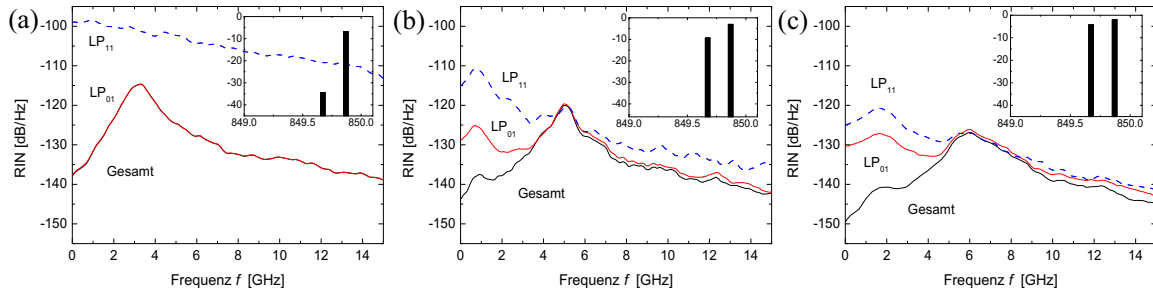


Abbildung 5.37: Modenaufgelöste RIN-Spektren für den Fall # 2 bei $P =$ a) 0.2 mW b) 0.6 mW und c) 1.0 mW.

Bei einem Strom knapp oberhalb der Schwelle (Abbildung 5.37 a) wird nur der Grundmode mit einer Seitenmode-Unterdrückung von mehr als 25 dB angeregt, so dass das RIN-Spektrum der Gesamtleistung sich mit dem des Grundmodes deckt. Bei $P = 0.6$ mW (Abbildung 5.37 b) schwingen beide Moden LP_{01} und LP_{11} an, und wegen der starken negativen Korrelation der Moden zeigen sowohl die Rauschspektren einzelner Moden als auch das RIN-Spektrum der Gesamtleistung einen zusätzlichen Rauschpeak bei der Mode-Partition-Frequenz neben der Rauschspitze bei der Relaxations-Resonanzfrequenz (vgl. Kapitel 5.3). Bei einer weiteren Erhöhung der Lichtleistung (Abbildung 5.37 c) verschiebt sich die Mode-Partition-Frequenz zu höheren Frequenzen hin, und die zugehörige Rauschspitze flacht ab.

Liegt die AlO_x -Apertur im 1. DBR-Paar (Fall # 3), so können theoretisch sieben Moden geführt werden. Bis zu einer Lichtleistung von $P = 1.2$ mW sind jedoch nur vier Moden mit genügend Leistung angeregt (vgl. Abbildung 5.38). Bei $P = 0.4$ mW (Abbildung 5.38 a) sind im wesentlichen nur zwei Moden angeregt, und die Rauschspektren zeigen einen zusätzlichen Rauschpeak wie beim zweimodigen Fall # 2. Steigt

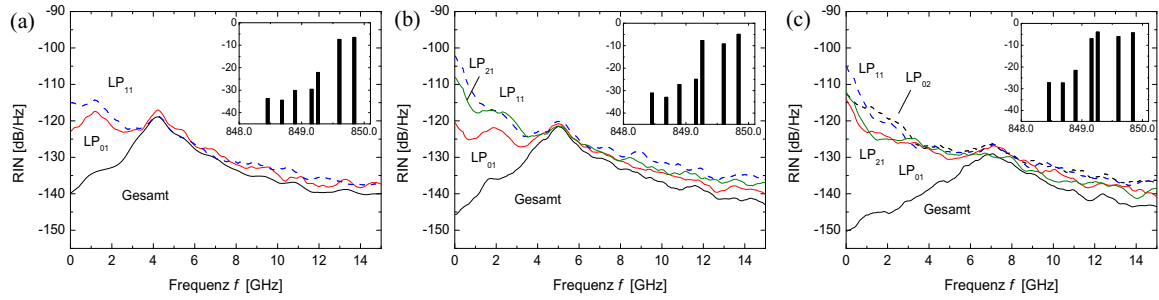


Abbildung 5.38: Modenaufgelöste RIN-Spektren für den Fall #3 bei $P =$ a) 0.4 mW b) 0.6 mW und c) 1.2 mW.

die Lichtleistung auf $P = 0.6$ mW (Abbildung 5.38 b), so ist neben LP_{01} und LP_{11} auch LP_{21} angeregt, und die RIN-Spektren der einzelnen Moden zeigen neben den beiden Rauschspitzen eine zusätzliche Rauscherhöhung im niederfrequenten Bereich bei $f \approx 0$. Dieses Ergebnis deckt sich sehr gut mit dem Messergebnis für den mehrmodigen VCSEL in Abbildung 5.11, wo das RIN-Spektrum des Grundmodes mit einer externen Blende gewonnen wurde. Die Erhöhung des RIN im niederfrequenten Bereich bei $f \approx 0$ deutet darauf hin, dass eine starke Konkurrenzsituation aufgrund der zahlreichen Moden und damit eine vollständige Feldüberlappung zwischen den Moden herrscht. Im Gegensatz zum 2-Moden-Fall schwingen die Moden nicht mehr auf eine Frequenz ein. Es ist vielmehr eine allmähliche Leistungs- bzw. abnahme unter den Moden zu erwarten. Bei einer hohen Leistung von $P = 1.2$ mW wird LP_{02} ebenfalls angeregt (Abbildung 5.38 c), und die niederfrequente Rauscherhöhung bei $f \approx 0$ der einzelnen RIN-Spektren bleibt erhalten, während das RIN-Spektrum der Gesamtleistung kaum beeinträchtigt wird.

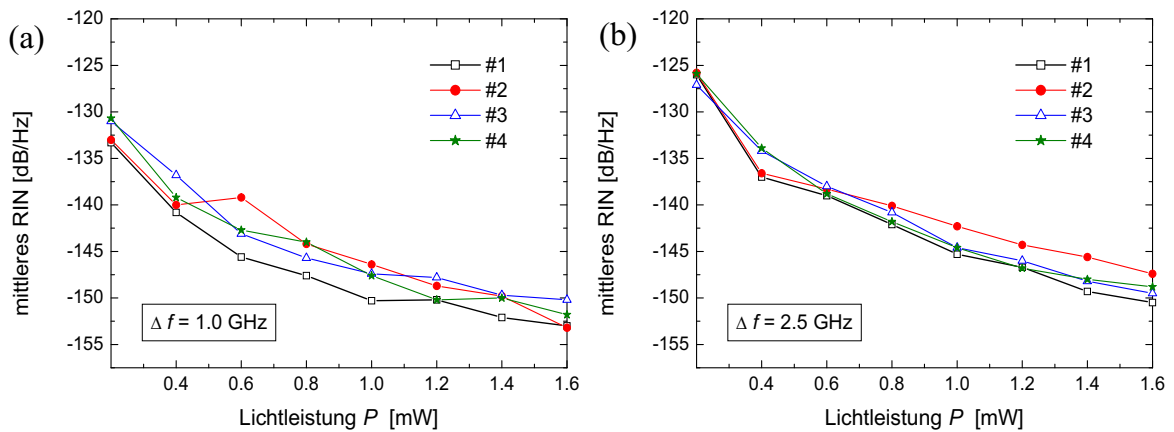


Abbildung 5.39: RIN-Mittelwert der Gesamtleistung über a) 1.0 GHz und b) 2.5 GHz für die untersuchten vier Fälle.

Trotz des großen Konkurrenzrauschens einzelner Moden ist die Rauscherhöhung

der Gesamtleistung sehr gering. Das wird deutlich, wenn die RIN-Mittelwerte für die Gesamtleistung in Abbildung 5.39 betrachtet werden. Über eine Bandbreite von $\Delta f = 1$ GHz sind die RIN-Mittelwerte eines mehrmodigen VCSEL im Vergleich zum einmodigen Fall (#1) nur um etwa 3 dB größer. Dabei spielt es keine große Rolle, ob im VCSEL zwei oder mehr Moden angeregt sind. Nur bei $P = 0.6$ mW, wo der zweimodige VCSEL gerade zweimodig wird, ist der RIN-Mittelwert des zweimodigen VCSEL um weitere 3 dB schlechter. Die fast identischen RIN-Werte aller mehrmodigen VCSELS bei höheren Leistungen kommen dadurch zustande, dass der Rauschpeak des zweimodigen VCSEL sich mit der Leistung zu höheren Frequenzen $f > 1$ GHz verschiebt. Die RIN-Mittelwerte über $\Delta f = 2.5$ GHz in Abbildung 5.39 b) zeigen deutlich, dass mehrmodige VCSELS fast identische RIN-Werte wie ein einmodiger VCSEL aufweisen, während das RIN des zweimodigen VCSEL um etwa 3 dB höher liegt. Dennoch sollte eine Rauscherhöhung von 3 dB bei einem RIN-Mittelwert um -140 dB/Hz keine nennenswerte Beeinträchtigung darstellen.

5.5.2 Modulationsverhalten

Für die optische Übertragung über kurze Verbindungsstrecken ist ein Betrieb mit Vorstrom unter der Schwelle eine kostengünstige Lösung. Die damit verbundene längere Einschaltverzögerung und deren zeitliche Fluktuation aufgrund des Bitmuster-Effekts begrenzen jedoch die erreichbare Übertragungsgeschwindigkeit (siehe Kapitel 4.4). Um eine Bitrate von mehreren Gb/s erreichen zu können, wird der VCSEL mit einem Vorstrom an bzw. knapp oberhalb der Schwelle gespeist. Ein direkt elektrisch modulierter Betrieb mit rechteckigen elektrischen NRZ-Pulsen ist aufgrund der einfachen Handhabbarkeit häufig das bevorzugte Modulationsverfahren.

Es ist zu erwarten, dass VCSELS mit unterschiedlicher Modenanzahl unterschiedliche Einschwingverhalten zeigen werden. Als Beispiel werden die in Tabelle 5.3 aufgeführten vier VCSELS mit einem aktiven Radius von $r_{act} = 4.5 \mu\text{m}$ untersucht. Simuliert werden 5000 Bits mit einer Bitrate $B = 2.5$ Gb/s und einem Vorstrom von $I_{off} = 1.2$ mA.

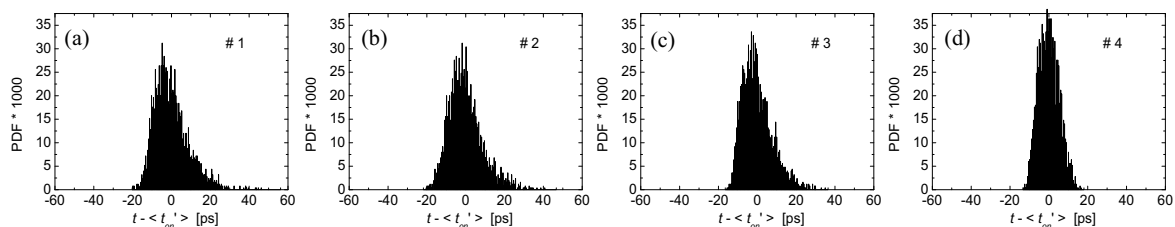


Abbildung 5.40: Relative Häufigkeitsverteilungen (PDFs) der Verzögerungszeit t'_{on} bei $I_{off} = 1.2$ mA und $I_{on} = 4$ mA für VCSEL a) # 1 b) # 2 c) #3 und d) #4.

In Anlehnung an die in Kapitel 4.4 aufgeführten Definitionen wird hier eine Verzöge-

rungszeit t'_{on} eingeführt, bei der die Lichtleistung die Hälfte ihres stationären Wertes P_{on} erreicht hat. Betrachtet wird die zeitliche Schwankung der Verzögerungszeit t'_{on} (Turn-On Jitter) bei einer festen alternierenden Bitfolge. Die relative Häufigkeitsverteilungen (PDFs) der Verzögerungszeit in Bezug auf deren Mittelwert $\langle t'_{on} \rangle$ sind für alle vier betrachteten Fälle bei einem Einschaltstrom $I_{on} = 4 \text{ mA}$ in Abbildung 5.40 dargestellt.

Aus der Abbildung 5.40 wird deutlich, dass eine kleinere zeitliche Schwankung der Verzögerungszeit bei mehrmodigen VCSELs zu beobachten ist. Definiert man die Standardabweichung der PDF als den Turn-On Jitter, so ist die Abhängigkeit des Jitters von I_{on} in Abbildung 5.41 dargestellt.

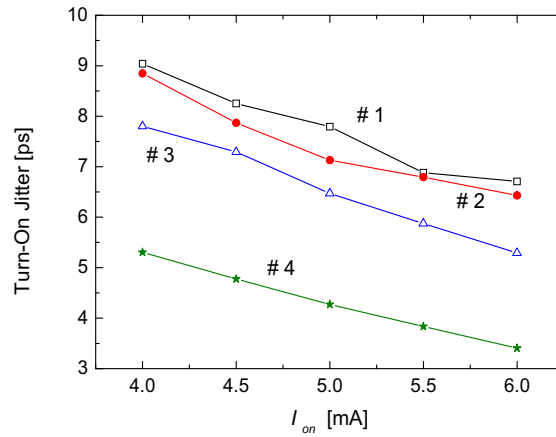


Abbildung 5.41: Turn-On Jitter bei $P_{on}/2$ mit $B = 2.5 \text{ Gb/s}$, $I_{off} = 1.2 \text{ mA}$ und einem festen 1010-Bitwort in Abhängigkeit von I_{on} .

Aus der Abbildung 5.41 ist zu erkennen, dass der Turn-On Jitter mit steigendem Strom I_{on} und damit mit der Lichtleistung P_{on} abnimmt. Außerdem ist dort ersichtlich, dass umso mehr Moden im VCSEL anschwingen, desto kleiner der Turn-On Jitter ist. Zwischen dem mehrmodigen (# 4) und dem einmodigen (# 1) VCSEL ist ein Unterschied von 4 ps zu beobachten. Die Abnahme des Jitters mit der Anzahl der Moden lässt sich mit den vermehrten Freiheitsgraden eines mehrmodigen VCSEL zum Erreichen des stationären Zustandes erklären.

Man muss hier aber berücksichtigen, dass ein festes Bitwort verwendet wurde. In einem praktischen System sind die Datenbits zufällig verteilt, und der Bitmuster-Effekt könnte bei mehrmodigen VCSELs aufgrund der Modenkonkurrenz noch einen erheblichen Einfluss ausüben. Eine Untersuchung des Jitters mit einer pseudo-random Bitfolge (PRBS) wird aber dadurch erschwert, dass Nachpulse bzw. Nachschwingungen nach dem Ausschaltvorgang entstehen, welche eine erhebliche Auswirkung auf den Jitter haben. Diese Nachpulse stellen die Relaxations-Resonanzfrequenz bei I_{off} dar und sind damit niederfrequent. Eine empfängerseite Tiefpass-Filterung mit einer Bandbreite von $0.75\text{-}1.0 \times B$ wird diese Nachschwingungen nicht beseitigen können, wie die

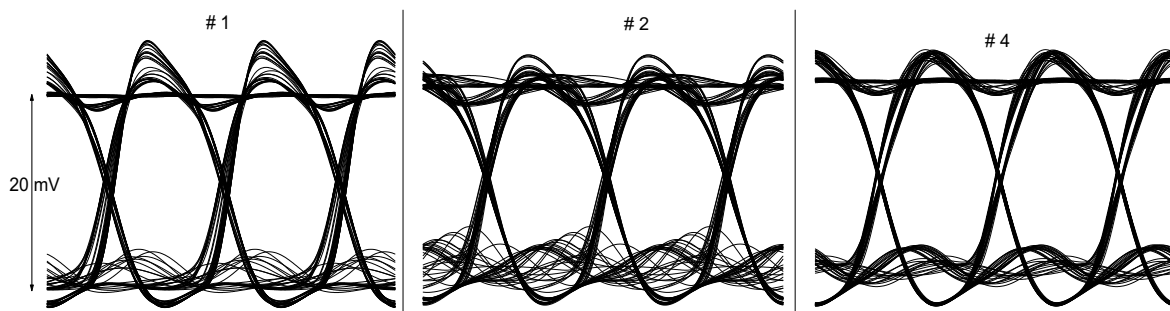


Abbildung 5.42: Augendiagramme der Gesamtleistung mit PRBS $2^7 - 1$ NRZ-Signal, $B = 2.5 \text{ Gb/s}$, $I_{off} = 1.2 \text{ mA}$ und $I_{on} = 4 \text{ mA}$.

Augendiagramme in Abbildung 5.42 zeigen.

Eine vollständige Beseitigung der Nachpulse kann nur erreicht werden, wenn der Vorstrom exakt an der Schwelle oder darunter liegt. Ein Vorstrom unterhalb der Schwelle wiederum ist zwangsweise mit dem Bitmuster-Effekt und vergrößerter Einschaltverzögerung verbunden (siehe Kapitel 4.4) und kann somit nicht angewendet werden. Ein Vorstrom genau an der Schwelle ist einerseits wegen der Temperaturschwankung sehr schwierig zu realisieren und andererseits sehr schwer zu definieren. Aus den P - I -Kennlinien in Abbildung 5.36 b) ist ein Schwellenstrom von $I_{th} = 1.0 \text{ mA}$ für alle vier Fälle ermittelt worden. Beträgt der Vorstrom $I_{off} = 1.0 \text{ mA}$, so erhält man die Augendiagramme in Abbildung 5.43.

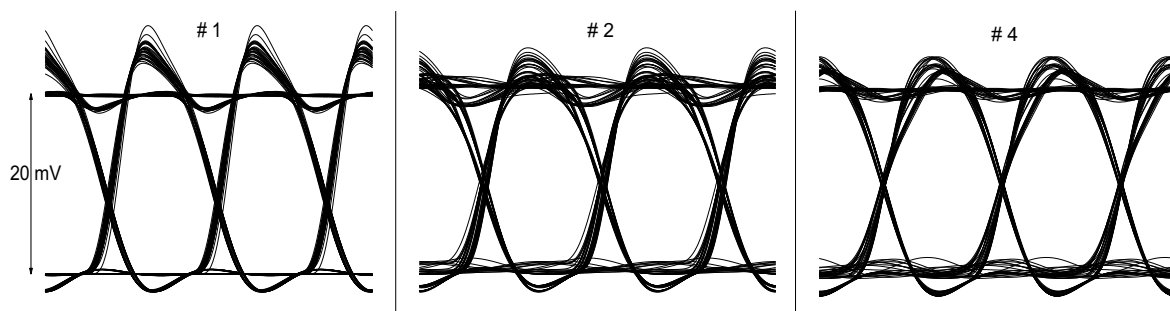


Abbildung 5.43: Augendiagramme der Gesamtleistung bei $B = 2.5 \text{ Gb/s}$, $I_{off} = 1.0 \text{ mA}$ und $I_{on} = 4 \text{ mA}$.

Während die Nachpulse im Fall # 1 vollständig verschwunden sind, sind sie im Fall # 2 und # 4 zwar vermindert, aber dennoch vorhanden. Offensichtlich ist der Schwellenstrom für die Fälle # 2 und # 4 ein wenig kleiner als 1 mA , während er im Fall # 1 etwas darüber liegt. Je nach dem, ob der Vorstrom etwas über oder unter dem Schwellenstrom liegt, können Bitmuster-Effekte den Turn-On Jitter beeinträchtigen, was in Abbildung 5.43 in allen drei Fällen zu erkennen ist. Die Abhängigkeit des Turn-On Jitters von der Modenanzahl kann somit nicht eindeutig ermittelt werden. Zumindest bei der verwendeten Bitrate von $B = 2.5 \text{ Gb/s}$ ist der Einfluss des

modenabhängigen Bitmuster-Effekts dennoch nicht sehr groß. In allen drei Fällen sind die Augendiagramme sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung weit geöffnet.

5.5.3 Einfluss der Modenselektion

Sowohl bei der Rauschbetrachtung als auch bei der Ermittlung des Turn-On Jitters ist das Vorhandensein von mehreren transversalen Moden kaum ein limitierender Faktor, sobald die Lichtleistung vollständig in die Übertragungsfaser eingekoppelt wird. Das ändert sich jedoch, wenn eine externe Modenfilterung vorgenommen wird. Im extremsten Fall wird nur der Grundmode in die Faser eingekoppelt, was z. B. bei der Verwendung einer einmodigen Faser (SMF) auftreten kann. Für diesen Fall sind in Abbildung 5.44 die RIN-Mittelwerte dargestellt.

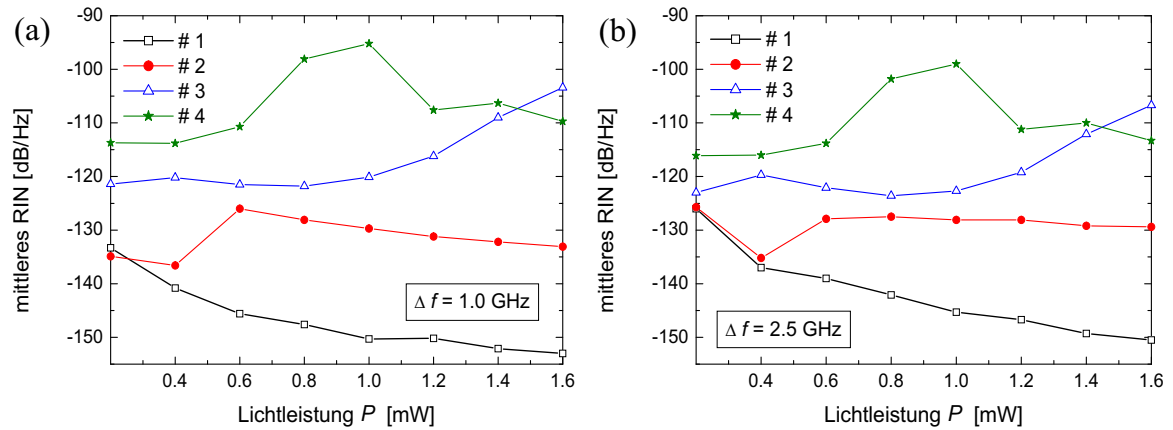


Abbildung 5.44: RIN-Mittelwert des Grundmodes über a) 1.0 GHz und b) 2.5 GHz für die untersuchten vier Fälle.

Im Vergleich zum einmodigen Fall (# 1) ist das RIN des Grundmodes für mehrmodige VCSELs um mehrere 10 dB größer. Die genaue Größe der RIN-Erhöhung hängt von der Leistung des Grundmodes ab und gilt deshalb quantitativ nicht für alle mehrmodigen VCSELs. Einer qualitativen Bewertung der Abbildung 5.44 kann entnommen werden, dass je mehr Moden vorhanden sind, umso größer wird das Rauschen der einzelnen Moden. Während das RIN eines einmodigen VCSEL sich mit der Erhöhung der Lichtleistung stetig verringert, kann das gefilterte RIN eines mehrmodigen VCSEL durch die Floor-Bildung nicht mehr durch Stromerhöhung verbessert werden.

Nicht nur das Intensitätsrauschen sondern auch die unterschiedlichen Einschaltverzögerungen der Moden begrenzen die Übertragungsgüte eines extern gefilterten mehrmodigen VCSEL. Obwohl die Augendiagramme der Gesamtleistung in Abbildung 5.43 weit geöffnet sind, sind die Augendiagramme des Grundmodes eines mehrmodigen VCSEL bei denselben Betriebseinstellungen stark verzerrt (vgl. Abbildung 5.45).

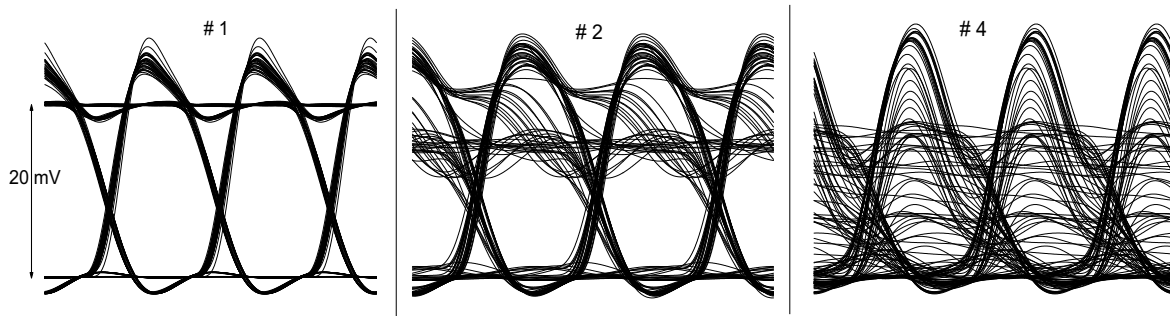


Abbildung 5.45: Augendiagramme des Grundmodes bei $B = 2.5 \text{ Gb/s}$, $I_{\text{off}} = 1.0 \text{ mA}$ und $I_{\text{on}} = 4 \text{ mA}$.

Im Hinblick auf die zukünftige 10-Gigabit-Ethernet Anwendung, muss die gesamte spektrale Bandbreite der Lichtemission für eine serielle Lösung (10 Gb/s pro Kanal) aufgrund der chromatischen Dispersion gering sein. Eine externe Moden- bzw. Wellenlängenfilterung zur Reduktion der spektralen Bandbreite ist aber keine Lösung. Die Verwendung einer SMF für diesen Zweck hätte verheerende Folgen, wenn die Seitenmodenunterdrückung (SMSR) im VCSEL nicht groß genug wäre ($\text{SMSR} \geq 30 \text{ dB}$).

Eine externe Modenfilterung bei Nutzung von MMF kann aber praktisch nur auftreten, wenn ein Versatz bei der Faser-Chip-Kopplung auftritt. Der Einfluss des Faserversatzes auf die Übertragungseigenschaften wird nun am Beispiel eines großen VCSEL mit $r_{\text{act}} = 7.5 \mu\text{m}$ demonstriert; eine Gradientenfaser mit einem Kerndurchmesser von $50 \mu\text{m}$ und einem „dip“ im Zentrum des Brechzahlprofils wurde angenommen (Berechnungen nach [13]).

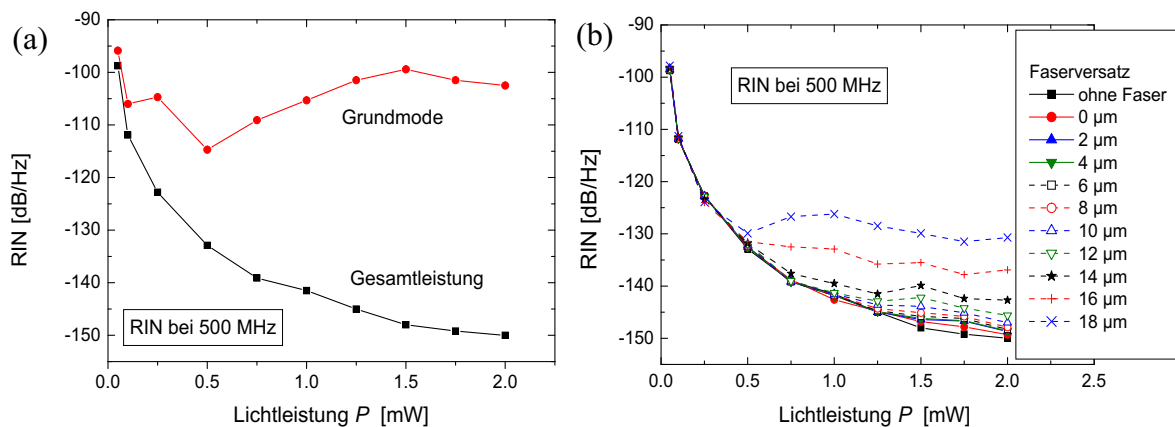


Abbildung 5.46: RIN bei $f = 500 \text{ MHz}$ für a) die Gesamtleistung und den Grundmode und b) unterschiedliche Größe des Faserversatzes bei Verwendung eines mehrmodigen VCSEL mit $r_{\text{act}} = 7.5 \mu\text{m}$ und MMF.

In Abbildung 5.46 ist das entsprechende RIN bei $f = 500 \text{ MHz}$ dargestellt. Obwohl

das RIN des Grundmodes im Vergleich zum RIN der Gesamtleistung um mehrere 10 dB größer ist, beträgt die Rauscherhöhung bis zu einem Faserversatz von $14\text{ }\mu\text{m}$ gerade 5 dB. Bei einem Versatz von $16\text{ }\mu\text{m}$ ist eine Erhöhung um etwa 10 dB zu beobachten. Bei einer Bitrate von $B = 2.5\text{ Gb/s}$ mit einer mittleren Lichtleistung von $P = 0.8\text{ mW}$ und einem Extinktionsverhältnis von 8 dB sind in Abbildung 5.47 die Augendiagramme in Abhängigkeit vom Faserversatz dargestellt.

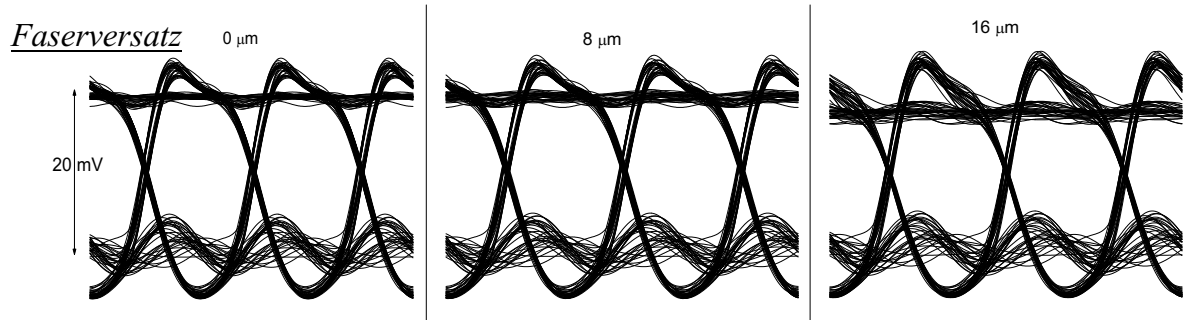


Abbildung 5.47: Augendiagramme eines mehrmodigen VCSEL mit $r_{act} = 7.5\text{ }\mu\text{m}$ bei $B = 2.5\text{ Gb/s}$ mit unterschiedlichem Faserversatz.

Durch den Faserversatz sind vor allem Moden mit sehr hoher Ordnung aufgrund ihrer größeren Divergenz betroffen. Trotz eines großen Versatzes von bis zu $16\text{ }\mu\text{m}$ ist das Augendiagramm kaum beeinträchtigt. In einem realen System wird der Faserversatz i. Allg. noch kleiner sein, so dass der Effekt der räumlichen Filterung eher gering einzuschätzen ist.

Kapitel 6

Ausblick

In dieser Arbeit wurden VCSELs für den Einsatz in kurzen optischen Übertragungsstrecken mit einer Bitrate bis 2.5 Gb/s untersucht. Die Verwendung solcher hochbitratigen Systeme führt dazu, dass in Verbindungsknoten (z. B. Server oder Router) eine riesige Datenmenge bearbeitet und übertragen werden muss, wodurch eine noch höhere Bitrate benötigt wird. Die einfachste Lösung für die Aggregation der Datenrate ist die parallele Übertragungstechnik. Dabei bietet sich die Kombination „Multimode-VCSELs + Multimode-Fasern (MMFs)“ als eine aus ökonomischer Sicht kostengünstige Alternative an, wobei das Einsatzgebiet auf sehr kurzen Übertragungsstrecken, wie z. B. „very short reach interfaces“ (**VSRs**) oder „storage area networks“ (**SANs**) [82] beschränkt sein wird.

In LANs bis zu einer Übertragungsstrecke von ≤ 300 m bevorzugt man eher eine „serielle“ Lösung, wobei ein hochwertiger VCSEL direkt mit 10 Gb/s moduliert wird. Die für die Standardisierung zuständige Organisation **IEEE** (The Institute of Electrical and Electronics Engineers) hat 1999 eine Gruppe **IEEE 802.3ae Task Force** gegründet, die den Standard für **10-Gigabit-Ethernet** bis Mitte 2002 erarbeiten soll [83]. Der letzte Entwurf [84] vor der offiziellen Ankündigung des Standards sieht für kurzweilige Laserdioden um 850 nm Emissionswellenlänge nur serielle Lösungen in Kombination mit MMFs vor, wobei je nach verwendeter MMF eine Übertragungsstrecke von 26 bis 300 m überbrückt werden muss. Aufgrund der chromatischen Dispersion muss die gesamte spektrale Bandbreite der Lichtemission bei einer solch hohen Bitrate gering sein, welche in [84] bis $\text{rms } \Delta\lambda \leq 0.45$ nm spezifiziert ist.

In einem großen VCSEL sind die Wellenlängenunterschiede zwischen den Moden sehr klein (siehe Abbildung 3.14). Die geforderte maximale spektrale Bandbreite von $\text{rms } \Delta\lambda \leq 0.45$ nm für 10-Gigabit-Ethernet erlaubt eigentlich die Anregung von mehreren transversalen Moden. In der Praxis ist die genaue Anzahl der angeregten Moden und deren optische Leistung jedoch sehr schwer zu kontrollieren. Die Tendenz in den letzten Jahren geht vermehrt zu einmodigen VCSELs, wobei die Einmodigkeit weniger durch Verkleinerung der aktiven Zone, sondern vielmehr durch interne Unterdrückung unerwünschter Moden erzielt werden muss, um eine hohe Wärmeentwicklung im VC-

SEL zu vermeiden. Die Einmodigkeit trotz „relativ“ großer aktiver Zone kann z. B. dadurch erreicht werden, indem man eine *Relief-Struktur* in die obersten DBR-Spiegel hinein ätzt [85][86], einen Absorber [87] oder eine zusätzliche implantierte Apertur mit kleiner Aperturöffnung oberhalb der AlO_x -Apertur [88] einbaut, wodurch die transversalen Moden höherer Ordnung größere optische Verluste bzw. einen kleineren optischen Gewinn als der Grundmode erfahren.

Weitere Beschränkungen wie die maximal zulässige mittlere Lichtleistung von $P \leq 0.8 \text{ mW}$ [84] und eine stabile Temperaturbeständigkeit des VCSEL von 0°C bis 85°C stellen aber eine zusätzliche Herausforderung für die Hersteller dar. Die Verfügbarkeit solch hochwertiger VCSELs auf einem niedrigen Preisniveau ist Voraussetzung für den Erfolg von 10-Gigabit-Ethernet in LAN.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Übertragungseigenschaften von VCSELs für die Datenübertragung in kurzen Verbindungsstrecken untersucht, wobei selektiv-oxidierte VCSELs mit Emissionswellenlängen um $\lambda \approx 850$ nm als Untersuchungsobjekte dienten. Ziel der Arbeit war die Erstellung von einfachen mathematischen Modellen, die zur Aufklärung der komplexen Zusammenhänge in VCSELs beitragen sollten.

Aufgrund der extrem kurzen Resonatorlänge kann im VCSEL zwar nur ein longitudinaler Mode anschwingen, die relativ große laterale Dimension erlaubt jedoch die Anregung von mehreren transversalen Moden. Je nach vertikaler Lage der AlO_x -Apertur und Größe der Apertur-Öffnung kann die Anzahl der im VCSEL geführten Moden manipuliert werden. Eine Einmodigkeit kann i. Allg. erst bei einem sehr kleinen aktiven Radius $r_{act} \leq 1.5 \mu\text{m}$ erreicht werden. Die dabei benötigte hohe Stromdichte würde allerdings eine hohe Erwärmung verursachen und die Lebensdauer des Device stark limitieren.

Die somit erzielte Einmodigkeit gilt im strengen Sinne nur in Bezug auf die transversale Ordnung der Moden. Ohne Polarisationskontrolle können im VCSEL aufgrund dessen Zylinderkreissymmetrie zwei orthogonal polarisierte Moden anschwingen, die infolge der feld- oder/und stress-induzierten Anisotropie in unterschiedlichen Wellenlängen emittieren. In Rahmen der Arbeit wurde ein einfaches 2-Polarisationen-Modell entwickelt, das auf zwei Ratengleichungen für die Photonenzahl beider Polarisationen und eine Kontinuitätsgleichung für die Ladungsträgerdichte des gemeinsamen Ladungsträger-Reservoirs basiert. Besonderes Augenmerk bei der Untersuchung galt dem Betrieb mit Vorstrom unterhalb der Schwelle, wobei ein analytischer Ausdruck zur Beschreibung des Turn-On Jitters unter Berücksichtigung des spontanen Emissionsrauschens für diese Betriebsart hergeleitet wurde. Solange der VCSEL einmodig bleibt, ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Ergebnissen erzielt worden. Wird der VCSEL mehrmodig, so ist der resultierende Turn-On Jitter aufgrund der vermehrten Freiheitsgrade zum Erreichen des stationären Zustandes kleiner als erwartet.

Ein Betrieb mit Vorstrom unterhalb der Schwelle würde zwar den elektrischen

Schaltkreis erheblich vereinfachen, ist aber zwangsweise mit einer längeren Einschaltverzögerung und dem Bitmuster-Effekt verknüpft. Mit einem hergeleiteten analytischen Ausdruck für die zeitliche Fluktuation der gesamten Einschaltverzögerung unter Berücksichtigung des spontanen Emissionsrauschens und des Bitmuster-Effekts war es möglich, die BER in Abhängigkeit vom Modulationsstrom zu schätzen und den Arbeitsbereich bei einer vordefinierten BER zu bestimmen. Für eine 1 Gb/s vorstromfreie (zero-biased) Übertragung ist der zum Erreichen von $BER < 10^{-9}$ benötigte Modulationsstrom I_{on} größer als $3 \cdot I_{th}$ und reduziert sich auf $2.4 \cdot I_{th}$, wenn ein Vorstrom von $I_{off} = 0.55 \cdot I_{th}$ toleriert wird. Für eine höhere Übertragungsrate würde ein Vorstrom unterhalb der Schwelle jedoch zu einem unrealistisch hohen elektrischen Verbrauch führen, so dass in der Regel ein Vorstrom an oder knapp oberhalb der Schwelle angelegt werden muss.

Kommerziell erhältliche VCSELs für Gigabit-Ethernet Anwendungen haben i. Allg. relativ große vertikale Dimensionen, wodurch mehrere transversale Moden angeregt werden. Die Anzahl der angeregten Moden und deren Lichtleistung hängen stark von der Stromdichteverteilung und der Größe des injizierten Stromes ab. Beim Strom knapp oberhalb der Schwelle schwingt der Grundmode häufig als erster an, gefolgt von Moden höherer Ordnung bei Stromerhöhung. Das Modenverhalten in einem mehrmodigen VCSEL ist aufgrund der unterschiedlichen Feldverteilungen der Moden sehr komplex. Mit einem einfachen 2-Moden-Modell wurde in dieser Arbeit versucht, das Konkurrenzverhalten zwischen zwei transversalen Moden zu erklären. Aufgrund des unterschiedlichen optischen Gewinns oder der Verluste besitzen die Moden unterschiedliche Schwellenströme und schwingen bei einer Strommodulation zu unterschiedlichen Zeitpunkten an. Nach anfänglichen Relaxationsschwingungen mit der Relaxations-Resonanzfrequenz erreichen die Moden infolge einer negativen Korrelation ihre stationären Werte. Diese negative Korrelation stellt eine langsame Modulation mit der Mode-Partition-Frequenz dar und äußert sich in Form eines zusätzlichen Rauschpeaks in niederfrequenten RIN-Spektren der einzelnen Moden, während das RIN der Gesamtleistung kaum beeinträchtigt wird. Mit Hilfe der aus einer Kleinsignal-Analyse hergeleiteten analytischen Formeln wurde festgestellt, dass die Größe der Mode-Partition-Frequenz von der Feldüberlappung der Moden abhängt. Haben die Moden eine vollständige Feldüberlappung, so liegt die Mode-Partition-Frequenz im niederfrequenten Bereich um $f \approx 0$ Hz wie beim Konkurrenzverhalten zwischen den longitudinalen Moden eines Kantenemitters.

Um Wechselwirkungen zwischen mehreren transversalen Moden zu untersuchen, wurde im Rahmen der Arbeit ein erweitertes Mehrmoden-Modell entwickelt. Das Modell berücksichtigt alle im Resonator geführten Moden durch Aufstellung von Raten-gleichungen für jeden einzelnen Mode und das Spatial Hole Burning sowie die Ladungsträgerdiffusion durch Aufteilung der aktiven Zone in mehrere Bereiche. Die Bestimmung der temperaturabhängigen Modenverstärkungen und der Stromdichteverteilung in der aktiven Zone ist ebenfalls möglich, genaue Angaben über Material- und Strukturdaten sind dazu jedoch notwendig.

Das Modenverhalten und dessen Einfluss auf die Übertragungsgüte der VCSELs bildeten den Schwerpunkt des letzten Abschnitts der vorliegenden Arbeit. Zu diesem Zweck wurden ein-, zwei- und mehrmodige VCSELs unter gleichen Bedingungen miteinander verglichen. Im Vergleich zum RIN eines einmodigen VCSEL wirkt sich das MPN eines zweimodigen VCSEL stärker auf das Intensitätsrauschen der Gesamtleistung aus als das eines mehrmodigen VCSEL. Bei einer Lichtleistung von $P = 1 \text{ mW}$ und einer Bandbreite von $\Delta f = 2.5 \text{ GHz}$ zeigt ein zweimodiger VCSEL mit einem aktiven Radius von $r_{act} = 4.5 \mu\text{m}$ ein um ca. 3 dB größeres Rauschen als ein einmodiger, während die Rauscherhöhung eines mehrmodigen VCSEL unter 1 dB liegt. Bei Modulation mit einem festen Bitwort zeigt ein mehrmodiger VCSEL sogar den kleinsten Turn-On Jitter aufgrund der vermehrten Freiheitsgrade zum Erreichen des stationären Zustandes. Allerdings muss bei Modulation mit einer zufälligen Bitfolge davon ausgegangen werden, dass der Bitmuster-Effekt bei mehrmodigen VCSELs eine größere Rolle spielt. Ein Beweis dafür ist schwer zu erbringen, da Nachpulse im Ausschaltzustand entstehen, die wesentlich stärker zum Bitmuster-Effekt beitragen als die Modenkonkurrenz im VCSEL selbst.

Im Hinblick auf die zukünftige 10-Gigabit-Ethernet Anwendung muss die gesamte spektrale Bandbreite der Lichtemission gering sein. Eine externe Moden- bzw. Wellenlängenfilterung zur Reduktion der spektralen Bandbreite würde das Intensitätsrauschen um mehrere 10 dB erhöhen und die Pulsform der übertragenen Bits stark verzerren. Wenn die externe Modenfilterung aber allein durch unbeabsichtigten Faserersatz bei der Faser-Chip-Kopplung entsteht, die i. Allg. nicht größer als $10 \mu\text{m}$ sein dürfte, so wird die Übertragungsperformance kaum beeinträchtigt, solange MMF als Übertragungsmedium verwendet wird.

Anhang A

Symbolverzeichnis

α	Absorptionskoeffizient
$\langle \alpha \rangle$	mittlerer Absorptionskoeffizient, mittlere intrinsische Verluste im VCSEL
β	Phasenkonstante
β_0	Phasenkonstante im Resonanzfall
Δ	Laplace-Operator
Δ_{sb}	Energiedifferenz zwischen dem Valenzbandminimum und dem Split-Off-Band
ε	Gewinnsättigungskoeffizient, bezogen auf die Photonendichte
ε_0	Dielektrizitätskonstante des freien Raumes = $8.85418 \cdot 10^{-12}$ As/V
$\underline{\varepsilon}$	relative komplexe Dielektrizitätskonstante des Mediums
$\phi_{1,2}$	Phasendrehung bei Reflexion an Spiegel 1 bzw. 2
ϕ_b	Phasendrehung bei Reflexion an den unteren DBR-Spiegeln
ϕ_t	Phasendrehung bei Reflexion an den oberen DBR-Spiegeln
φ_k	Feldverteilung im Kern
φ_m	Feldverteilung im Mantel
γ	komplexe Ausbreitungskonstante
Γ	Gesamt-Füllfaktor
Γ_1	Leistungsanteil des Modes 1 in Zone 1
Γ_2	Leistungsanteil des Modes 2 in Zone 1
Γ_{xy}	lateraler Füllfaktor
Γ_z	vertikaler Füllfaktor
η_i	Stromeffizienz
η_{link}	Übertragungseffizienz der gesamten Verbindungsstrecke
κ_s	Gewinnsättigungskoeffizient, bezogen auf die Photonenanzahl
λ	Emissionswellenlänge
λ_0	Resonanzwellenlänge
λ_{lp}	Wellenlänge des LP_{lp} -Modes
λ_B	nominelle Wellenlänge beim VCSEL-Design
$\Delta\lambda$	Wellenlängenunterschied
μ_0	Permeabilitätskonstante des freien Raumes

ν	optische Frequenz
θ_0	Einfallswinkel
ρ_c	Zustandsdichte der Elektronen im Leitungsband
$\rho_{r,hh}$	reduzierte Zustandsdichte, bezogen auf die schweren Löcher
$\rho_{r,lh}$	reduzierte Zustandsdichte, bezogen auf die leichten Löcher
ρ_v	Zustandsdichte der Löcher im Valenzband
ρ_I	Verhältnis der Stromdichten in Zone 1 und 2
ϱ_1	spezifischer Widerstand [$\Omega \text{ cm}$] der ersten Schicht eines DBR-Paares
ϱ_2	spezifischer Widerstand [$\Omega \text{ cm}$] der zweiten Schicht eines DBR-Paares
ϱ_{DBR}	spezifischer Widerstand [$\Omega \text{ cm}^2$] pro DBR-Schichtpaar
ϱ_{het}	spezifischer Widerstand [$\Omega \text{ cm}^2$] pro Schichtübergang
σ	Standardabweichung
τ_e	Elektronenlebensdauer
τ_{in}	Intraband-Relaxationszeit ($\approx 0.1 \text{ ps}$)
τ_{ph}	Photonenlebensdauer
ω	Kreisfrequenz
ω_d	Dämpfungs-Kreisfrequenz
ξ	Gewinnverstärkungsfaktor
a	Kernradius
a_0	Gewinn-Proportionalitätskoeffizient
A_{21}	Proportionalitätskonstante bei spontaner Emission
B	Bitrate
B_{12}	Proportionalitätskonstante bei Absorption
B_{21}	Proportionalitätskonstante bei stimulierter Emission
d	Gesamtdicke der aktiven Zone (QWs)
$d_{1,2}$	Dicke der ersten bzw. zweiten Schicht eines DBR-Paares
d_m	Dicke der m -ten DBR-Schicht
D_n	Diffusionskoeffizient
e	Elementarladung = $1.60218 \cdot 10^{-19} \text{ As}$
E^+	komplexe Feldamplitude der hinlaufenden Welle
E^-	komplexe Feldamplitude der rücklaufenden Welle
E_c	Bandkante des Leitungsbandes
$E_{c,n}$	Energieminimum des n -ten Leitungs-Subbandes
E_g	Bandlückenenergie
$E_{g,h,n}$	normierte n -te Subbandkante, $h = hh, lh$
E_p	Empfindlichkeit der Photodiode
E_v	Bandkante des Valenzbandes
$E_{vhh,n}$	Energiemaximum des n -ten Valenz-Subbandes für die schweren Löcher
$E_{vlh,n}$	Energiemaximum des n -ten Valenz-Subbandes für die leichten Löcher
f_c	Besetzungswahrscheinlichkeit der Elektronen im Leitungsband
F_c	Quasi-Ferminiveau im Leitungsband

f_r, f_{r1}	Relaxations-Resonanzfrequenz
f_{r2}	Mode-Partition-Frequenz
F_s	Langevin-Rauschquelle
f_v	Besetzungswahrscheinlichkeit der Elektronen im Valenzband
F_v	Quasi-Fermi-niveau im Valenzband
Δf	Bandbreite
g	Gewinnkoeffizient, Materialgewinn
$\tilde{g}$	normierter Gewinnfaktor
g_L	lineare Verstärkung
g_{th}	Schwellengewinn
$\langle g \rangle$	mittlerer Gewinnkoeffizient
$\langle g \rangle_{th}$	mittlerer Schwellengewinn
g_0	Gewinnvorfaktor
G	Verstärkungsfaktor des Breitbandverstärkers
h	Planck'sche Konstante = $6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Ws}^2$
H	Übertragungsfunktion
I	Laserstrom
I_{off}	Stromwert im ausgeschalteten Zustand
I_{on}	Stromwert im eingeschalteten Zustand
I_{ph}	Photostrom
I_{th}	Schwellenstrom
k_B	Boltzmann-Konstante = $1.38 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/K}$
k_0	Wellenzahl des freien Raumes
$k_{x,y,z}$	Wellenzahl in x, y, z -Richtungen
$\mathbf{k}$	Wellenvektor
K_{tot}	Verstärkungsfaktor der spontanen Emission
L	Resonatorlänge
L_{eff}	effektive Resonatorlänge
$l_{eff,b}$	Eindringtiefe in den unteren DBR-Spiegeln
$l_{eff,t}$	Eindringtiefe in den oberen DBR-Spiegeln
m_0	Elektronenruhemasse = $9.1095 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
m_e	effektive Elektronenmasse
m_{hh}	effektive Masse der schweren Löcher
m_{lh}	effektive Masse der leichten Löcher
$m_{r,hh}$	reduzierte effektive Masse, bezogen auf die schweren Löcher
$m_{r,lh}$	reduzierte effektive Masse, bezogen auf die leichten Löcher
M_{ave}	mittleres, energieunabhängiges Matrixelement
M_b	Anzahl der unteren DBR-Schichten
M_t	Anzahl der oberen DBR-Schichten
n	Elektronendichte
n_0	Transparenzdichte

n_{sp}	Inversionsfaktor (≈ 2)
n_{th}	Ladungsträgerdichte an der Schwelle, Schwellendichte
N	Anzahl der Widerstands-Netzwerk-Zellen pro DBR-Schicht bzw. Anzahl der vorherigen Bits
N_{act}	Anzahl der tatsächlich im VCSEL angeregten LP-Moden
N_{LP}	Anzahl der theoretisch im VCSEL geführten LP-Moden
$\underline{n}$	Brechzahl
$\underline{n}_0$	mittlere Brechzahl des inneren VCSEL-Resonators
$\Delta \underline{n}$	Brechzahldifferenz zwischen Kern und Mantel
p	Löcherdichte, Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung
P	Photonendichte, Lichtleistung
P_{off}	Lichtleistung im ausgeschalteten Zustand
P_{on}	Lichtleistung im eingeschalteten Zustand
r_1	Radius einer Widerstandszelle, Reflexionskoeffizient des Spiegels 1
r_{12}	Absorptionsrate
r_2	Reflexionskoeffizient des Spiegels 2
r_{21}	stimulierte Emissionsrate
r_{st}	Nettorate der stimulierten Emission
r_{act}	Radius der aktiven Zone
r_{dif}	differentieller Widerstand
r_{sp}	spontane Emissionsrate
R_b	Spiegelreflektivität der unteren DBR-Spiegel
R_{DBR}	Gesamtwiderstand aller DBR-Paare
R_{het}	Übergangswiderstand zwischen zwei DBR-Schichten
R_{load}	Lastwiderstand am Empfänger
$R_{l,DBR,n-1}$	linker Widerstand eines DBR in der n -ten Widerstandszelle
$R_{r,DBR,n}$	rechter Widerstand eines DBR in der n -ten Widerstandszelle
R_{sp}	spontane Emissionsrate
R_{st}	stimulierte Emissionsrate
R_t	Spiegelreflektivität der oberen DBR-Spiegel
R_{th}	stimulierte Emissionsrate an der Schwelle
R_z	Gesamtwiderstand in vertikaler Richtung eines DBR-Paars
$R_{z,DBR}$	vertikaler Widerstand eines DBR in einer Widerstandszelle
S	Photonenanzahl im Resonator
S_{off}	Photonenanzahl im ausgeschalteten stationären Zustand
S_{on}	Photonenanzahl im eingeschalteten stationären Zustand
$\langle S_c \rangle$	mittlere Photonenzahl bei $n = n_{th}$
$\langle S_{dif} \rangle$	Differenz zwischen der Photonenzahl der Moden in eigener und fremder Zone
t_d	gesamte Einschaltverzögerung ($= t_s + t_{on}$)
t_{on}	Anschwingzeit von S_{off} auf S_{on}
t_s	Einschaltverzögerung bis $n = n_{th}$

T	absolute Temperatur bzw. Bitdauer
u	Kernparameter
u_0	Signalamplitude
u_D	Schwellenspannung am Entscheider
U	Laserspannung
U_0	Potenzialunterschied zwischen Quantenfilm und Barriere
v	Mantelparameter
V	Faserparameter, Volumen
v_{gr}	Gruppengeschwindigkeit
w_p	spektrale Rauschleistungsdichte
W_p	spektrale Rauschleistung

Anhang B

Abkürzungsverzeichnis

AlO	Aluminium-Oxid
AlAs	Aluminium-Arsenid
AlGaAs	Alluminium-Gallium-Arsenid
BER	Bit-Error-Ratio (Bitfehlerrate)
DBR	Distributed Bragg Reflector
GaAs	Gallium-Arsenid
GPIB	General Purpose Interface Bus
InGaAs	Indium-Gallium-Arsenid
InGaAsP	Indium-Gallium-Arsenid-Phosphid
InP	Indium-Phosphid
LAN	Local Area Network
MAN	Metropolitan Area Network
MMF	Multimode Fiber
MPN	Mode Partition Noise
MSL	Mode Selective Loss
NRZ	Non Return to Zero
PDF	Probability Density Function
PRBS	Pseudo Random Bits
SNR	Signal to Noise Ratio
QW	Quantum Well
RIN	Relative Intensity Noise
SAN	Storage Area Network
SHB	Spatial Hole Burning
SMF	Singlemode Fiber
SMSR	Side-Mode-Suppression-Ratio
VCSEL	Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser
VSR	Very Short Reach Interface
WAN	Wide Area Network

Literaturverzeichnis

- [1] Torsten Wipiejewski. Der Laser von morgen. *Siemens Components*, 36(4):23–26, August 1998.
- [2] Carl Wilmsen, Henryk Temkin, and Larry A. Coldren. *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*. Cambridge University Press, New York, New York, USA, 1999.
- [3] Kent D. Choquette. The race toward long wavelength vcsels. In *Proc. IEEE Lasers and Electro-Optics Society 14th Annual Meeting, LEOS 2001*, volume 2, San Diego, CA, USA, November 2001.
- [4] Adil Karim. Vertical cavity lasers for telecommunications network : Prospects and challenges. In *Digest of the LEOS Summer Topical Meetings 2001*, Copper Mountain, CO, USA, July/August 2001.
- [5] T. Kageyama, T. Miyamoto, S. Makino, Y. Ikenaga, N. Nishiyama, A. Matsutani, F. Koyama, and K. Iga. Room temperature continuous-wave operation of GaInNAs/GaAs VCSELs grown by chemical beam epitaxy with output power exceeding 1 mw. *IEE Electronics Letters*, 37(4):225–226, February 2001.
- [6] G. Steinle, F. Mederer, M. Kicherer, R. Michalzik, G. Kristen, A. Y. Egorov, H. Riechert, H. D. Wolf, and K. J. Ebeling. Data transmission up to 10 Gbit/s with 1.3 μm wavelength InGaAsN VCSELs. *IEE Electronics Letters*, 37(10):632–633, May 2001.
- [7] G. Steinle, H. D. Wolf, M. Popp, A. Y. Egorov, G. Kristen, and H. Riechert. Novel monolithic VCSEL devices for datacom applications. In *Proc. 51st Electronic Components and Technology Conference, ECTC 2001*, pages 218–222, Orlando, FL, USA, May/June 2001.
- [8] Torsten Wipiejewski. Sendeelemente für die Daten-Autobahn. *Siemens Components*, 37(3):22–25, Juni 1999.
- [9] R. Michalzik, G. Giaretta, A. J. Ritger, and Q. L. Williams. 10 Gb/s based data transmission over 1.6 km of new generation 850 nm multimode fiber. In *Proc. IEEE Lasers and Electro-Optics Society 12th Annual Meeting, LEOS'99*, page PD 1.6, San Francisco, California, U.S.A., November 1999.

- [10] <http://content.honeywell.com/sensing/vcsel/>. Honeywell homepage.
- [11] Kent D. Choquette, K. L. Lear, R. P. Schneider, Jr., K. M. Geib, J. J. Figiel, and Robert Hull. Fabrication and performance of selectively oxidized vertical-cavity lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 7(11):1237–1239, November 1995.
- [12] K. L. Lear, K. D. Choquette, R. P. Schneider, Jr., S. P. Kilcoyne, and K. M. Geib. Selectively oxidised vertical cavity surface emitting lasers with 50power conversion efficiency. *IEE Electronics Letters*, 31(3):208–209, February 1995.
- [13] Christian-Alexander Bunge. *Gigabit-Übertragung mit Multimode-Fasern*. PhD thesis, Dissertation, Technische Universität Berlin, 2002.
- [14] D. Wiedenmann, R. King, C. Jung, R. Jäger, R. Michalzik, P. Schnitzer, M. Kicherer, and K. J. Ebeling. Design and analysis of single-mode oxidized VCSELs for high-speed optical interconnects. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 5(3):503–511, May 1999.
- [15] Kenichi Iga, Fumio Koyama, and Susumu Kinoshita. Surface emitting semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(9):1845–1855, September 1988.
- [16] K. Iga, S. Ishikawa, S. Ohkouchi, and T. Nishimura. Room-temperature pulsed oscillation of GaAlAs/GaAs surface emitting injection laser. *Applied Physics Letters*, 45(4):348–350, August 1984.
- [17] T. Sakaguchi, F. Koyama, and K. Iga. Vertical cavity surface-emitting laser with an AlGaAs/AlAs bragg reflector. *Electronics Letters*, 24(15):928–929, July 1988.
- [18] J. L. Jewell, A. Scherer, S. L. McCall, Y. H. Lee, S. Walker, J. P. Harbison, and L. P. Florez. Low-threshold electrically pumped vertical-cavity surface-emitting microlasers. *Electronics Letters*, 25(17):1123–1124, August 1989.
- [19] Y. H. Lee, J. L. Jewell, A. Scherer, S. L. McCall, J. P. Harbison, and L. T. Florez. Room-temperature continuous-wave vertical-cavity single-quantum-well microlaser diodes. *Electronics Letters*, 25(20):1377–1378, September 1989.
- [20] Jack L. Jewell, J. P. Harbison, A. Scherer, Y. H. Lee, and L. T. Florez. Vertical-cavity surface-emitting lasers: Design, growth, fabrication, characterization. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(6):1332–1346, June 1991.
- [21] Randall S. Geels and Larry A. Coldren. Submilliamp threshold vertical-cavity laser diodes. *Applied Physics Letters*, 57(16):1605–1607, October 1990.
- [22] K. J. Ebeling. *Integrierte Optoelektronik*. Springer Verlag, Berlin/Heidelberg, Germany, 2. edition, 1992.

- [23] K. Petermann. *Laser Diode Modulation And Noise*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 2. edition, 1991.
- [24] Peter S. Zory Jr. *Quantum Well Lasers*. Academic Press, San Diego, CA, USA, 1993.
- [25] Robert C. Weast. *Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, Cleveland, Ohio, USA, 57th edition, 1976.
- [26] Sadao Adachi. GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications. *Journal of Applied Physics*, 58(3):R1–R29, August 1985.
- [27] Y. Kokubo and I. Ohta. Refractive index as a function of photon energy for AlGaAs between 1.2 and 1.8 eV. *Journal of Applied Physics*, 81(4):2042–2043, February 1997.
- [28] R. Baets, P. Demeester, and P. E. Lagasse. High-reflectivity GaAs-AlGaAs mirrors: Sensitivity analysis with respect to epitaxial growth parameters. *Journal of Applied Physics*, 62(2):723–726, July 1987.
- [29] K. Tai, L. Yang, Y. H. Wang, J. D. Wynn, and A. Y. Cho. Drastic reduction of series resistance in doped semiconductor distributed bragg reflectors for surface-emitting lasers. *Applied Physics Letters*, 56(25):2496–2498, June 1990.
- [30] R. F. Kopf, E. F. Schubert, S. W. Downey, and A. B. Emerson. N- and P-type dopant profiles in distributed bragg reflector structures and their effect on resistance. *Applied Physics Letters*, 61(15):1820–1822, October 1992.
- [31] R. S. Geels, S. W. Corzine, J. W. Scott, D. B. Young, and L. A. Coldren. Low threshold planarized vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2(4):234–236, April 1990.
- [32] K. Kurihara, T. Numai, I. Ogura, A. Yasuda, M. Sugimoto, and K. Kasahara. Reduction in the series resistance of the distributed bragg reflector in vertical cavities by using quasi-graded superlattices at the heterointerfaces. *Journal of Applied Physics*, 73(1):21–27, January 1993.
- [33] E. F. Schubert, L. W. Tu, G. J. Zyzdik, R. F. Kopf, A. Benvenuti, and M. R. Pinto. Elimination of heterojunction band discontinuities by modulation doping. *Applied Physics Letters*, 60(4):466–468, January 1992.
- [34] M. G. Peters, B. J. Thibeault, D. B. Young, J. W. Scott, F. H. Peters, A. C. Gossard, and L. A. Coldren. Band-gap engineered digital alloy interfaces for lower resistance vertical-cavity surface-emitting lasers. *Applied Physics Letters*, 63(25):3411–3413, December 1993.

- [35] Rainer Michalzik and Karl Joachim Ebeling. Modeling and design of proton-implanted ultralow-threshold vertical-cavity laser diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(6):1963–1974, June 1993.
- [36] Edger Voges and Klaus Petermann. *Optische Kommunikationstechnik. Handbuch für Wissenschaft und Industrie*. Springer Verlag, Berlin/Heidelberg, Germany, 2000.
- [37] G. Ronald Hadley. Effective index model for vertical-cavity surface-emitting lasers. *Optics Letters*, 20(13):1483–1485, July 1995.
- [38] H.-G. Unger. *Optische Nachrichtentechnik, Band 1: Optische Wellenleiter*. Hüthig Buch Verlag, Heidelberg, Germany, 3. edition, 1993.
- [39] P. Schnitzer, M. Grabherr, R. Jäger, C. Jung, U. Koerbler, and K. J. Ebeling. Bias-free 2.5 Gb/s data transmission using GaAs VCSELs at 835 nm emission wavelength. In *Proc. 22nd European Conference on Optical Communication, ECOC '97*, pages 35–38, Edinburgh, Scotland, UK, September 1997.
- [40] D. Vakhshoori, J. D. Wynn, and G. J. Zydzik. Top-surface emitting lasers with 1.9 V threshold voltage and the effect of spatial hole burning on their transverse mode operation and efficiencies. *Applied Physics Letters*, 62(13):1448–1450, March 1993.
- [41] A. Valle, J. Sarma, and K. A. Shore. Spatial holeburning effects on the dynamics of vertical cavity surface-emitting laser diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(8):1423–1431, August 1995.
- [42] Joanne Y. Law and Govind P. Agrawal. Effects of spatial hole burning on gain switching in vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(3):462–468, March 1997.
- [43] Connie J. Chang-Hasnain, J. P. Harbison, Ghulam Hasnain, Ann C. von Lehmen, L. T. Florez, and N. G. Stoffel. Dynamic, polarization, and transverse mode characteristics of vertical cavity surface emitting lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(6):1402–1409, June 1991.
- [44] A. K. Jansen van Doorn, M. P. van Exter, and J. P. Woerdman. Strain-induced birefringence in vertical-cavity semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(4):700–706, April 1998.
- [45] C. Degen, B. Krausenkopf, G. Jennemann, I. Fischer, and W. Elsässer. Polarization selective symmetry breaking in the near-fields of vertical cavity surface emitting lasers. *Journal of Optics B*, 2:517–525, May 2000.

- [46] Decai Sun, Elias Towe, Paul H. Ostdiek, Jeffery W. Grantham, and Gregory J. Vansuch. Polarization control of vertical-cavity surface-emitting lasers through use of an anisotropic gain distribution in [110]-oriented strained quantum-well structures. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1(2):674–680, June 1995.
- [47] Min Soo Park, Byung Tae Ahn, Byung-Su Yoo, Hye Yong Chu, Hyo-Hoon Park, and C. J. Chang-Hasnain. Polarization control of vertical-cavity surface-emitting lasers by electro-optic birefringence. *Applied Physics Letters*, 76(7):813–815, February 2000.
- [48] M. P. van Exter, A. K. Jansen van Doorn, and J. P. Woerdman. Electro-optic effect and birefringence in semiconductor vertical-cavity lasers. *Physical Review A*, 56(1):845–853, July 1997.
- [49] R. F. M. Hendriks, M. P. van Exter, J. P. Woerdman, A. van Geelen, L. Weegels, K. H. Gulden, and M. Moser. Electro-optic birefringence in semiconductor vertical-cavity lasers. *Applied Physics Letters*, 71(18):2599–2601, November 1997.
- [50] Kent D. Choquette, D. A. Richie, and R. E. Leibenguth. Temperature dependence of gain-guided vertical-cavity surface-emitting laser polarization. *Applied Physics Letters*, 64(16):2062–2064, April 1994.
- [51] Kent D. Choquette, Richard P. Schneider Jr., Kevin L. Lear, and Ronald E. Leibenguth. Gain-dependent polarization properties of vertical-cavity lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1(2):661–666, June 1995.
- [52] A. K. Jansen van Doorn, M. P. van Exter, and J. P. Woerdman. Elasto-optic anisotropy and polarization orientation of vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers. *Applied Physics Letters*, 69(8):1041–1043, August 1996.
- [53] A. K. Jansen van Doorn, M. P. van Exter, and J. P. Woerdman. Tailoring the birefringence in a vertical-cavity semiconductor laser. *Applied Physics Letters*, 69(24):3635–3637, December 1996.
- [54] Kent D. Choquette and R. E. Leibenguth. Control of vertical-cavity laser polarization with anisotropic transverse cavity geometries. *IEEE Photonics Technology Letters*, 6(1):40–42, January 1994.
- [55] T. Yoshikawa, H. Kosaka, K. Kurihara, M. Kajita, Y. Sugimoto, and K. Kasahara. Complete polarization control of 8x8 vertical-cavity surface-emitting laser matrix arrays. *Applied Physics Letters*, 66(8):908–910, February 1995.
- [56] K.-H. Ha, Y.-H. Lee, H.-K. Shin, K.-H. Lee, and S.-M. Whang. Polarisation anisotropy in asymmetric oxide aperture VCSELs. *Electronics Letters*, 34(14):1401–1402, July 1998.

- [57] Hye Yong Chu, Byueng-Su Yoo, Min Soo Park, and Hyo-Hoon Park. Polarization characteristics of index-guided surface-emitting lasers with tilted pillar structure. *IEEE Photonics Technology Letters*, 9(8):1066–1068, August 1997.
- [58] Young-Gu Ju, Yong-Hee Lee, Hyun-Kuk Shin, and Il Kim. Strong polarization selectivity in 780-nm vertical-cavity surface-emitting lasers grown on misoriented substrates. *Applied Physics Letters*, 71(6):741–743, August 1997.
- [59] Jung-Hoon Ser, Young-Gu Ju, Jae-Heon Shin, and Y. H. Lee. Polarization stabilization of vertical-cavity top-surface-emitting lasers by inscription of fine metal-interlaced gratings. *Applied Physics Letters*, 66(21):2769–2771, May 1995.
- [60] Steven J. Schablitsky, Lei Zhuang, Rick C. Shi, and Stephan Y. Chou. Controlling polarization of vertical-cavity surface-emitting lasers using amorphous silicon sub-wavelength transmission gratings. *Applied Physics Letters*, 69(1):7–9, July 1996.
- [61] T. Ohtoshi, T. Kuroda, A. Niwa, and S. Tsuji. Dependence of optical gain on crystal orientation in surface-emitting lasers with strained quantum wells. *Applied Physics Letters*, 65(15):1886–1887, October 1994.
- [62] M. Takahashi, P. Vccaro, N. Egami, A. Mizutani, A. Matsutani, F. Koyama, and K. Iga. Oxide-confinement vertical-cavity surface-emitting lasers grown on GaAs(311)A substrates with dynamically stable polarisation. *Electronics Letters*, 34(3):276–278, February 1998.
- [63] Hiroyuki Uenohara, Kouta Tateno, Toshiaki Kagawa, Yoshitaka Ohiso, Hiroyuki Tsuda, Takashi Kurokawa, and Chikara Amano. Investigation of dynamic polarization stability of 850-nm GaAs-based vertical-cavity surface-emitting lasers grown on (311)B and (100) substrates. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(4):400–402, April 1999.
- [64] Nobuhiko Nishiyama, Akimasa Mizutani, Nobuaki Hatori, Masakazu Arai, Fumio Koyama, and Kenichi Iga. Lasing characteristics of InGaAs-GaAs polarization controlled vertical-cavity surface-emitting laser grown on gaas (311) b substrate. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 5(3):530–535, May/June 1999.
- [65] Daryoosh Vakhshoori. Symmetry considerations in vertical-cavity surface-emitting lasers: Prediction of removal of polarization isotropicity on (001) substrates. *Applied Physics Letters*, 65(3):259–261, July 1994.
- [66] N. Schunk. *Rauschverhalten von Halbleiterlasern bei optischer Rückwirkung*. PhD thesis, Dissertation, Technische Universität Berlin, 1989.

- [67] Joanne Y. Law and Govind P. Agrawal. Mode-partition noise in vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 9(4):437–439, April 1997.
- [68] K. Obermann, S. Kindt, and K. Petermann. Turn-on jitter in zero-biased single-mode semiconductor lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(1):31–33, January 1996.
- [69] David M. Curter and Kam Y. Lau. Ultralow power optical interconnect with zero-biased, ultralow threshold laser-how low a threshold is low enough? *IEEE Photonics Technology Letters*, 7(1):4–6, January 1995.
- [70] N. K. Dutta. Power penalty due to timing jitter for lasers modulated without prebias. *Applied Physics Letters*, 67(22):3230–3232, November 1995.
- [71] Leonard P. Chen and Kam Y. Lau. Regime where zero-bias is the low-power solution for digitally modulated laser diode. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(2):185–187, February 1996.
- [72] Yinon Satuby and Meir Orenstein. Small-signal modulation of multitransverse modes vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(6):757–759, June 1998.
- [73] Yinon Satuby and Meir Orenstein. Mode-coupling effects on the small-signal modulation of multitransverse-mode vertical-cavity semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(6):944–954, June 1999.
- [74] O. Buccafusca, J. L. A. Chilla, J. J. Rocca, S. Feld, C. Wilmsen, V. Morozov, and R. Leibenguth. Transverse mode dynamics in vertical cavity surface emitting lasers excited by fast electrical pulses. *Applied Physics Letters*, 68(5):590–592, January 1996.
- [75] M. Giudici, J. R. Tredicce, G. Vaschenko, J. J. Rocca, and C. S. Menoni. Spatio-temporal dynamics in vertical cavity surface emitting lasers excited by fast electrical pulses. *Optics Communications*, 158:313–321, December 1998.
- [76] O. Buccafusca, J. L. A. Chilla, J. J. Rocca, P. Brusenbach, and J. Martin-Regalado. Transient response of vertical-cavity surface-emitting lasers of different active-region diameters. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(4):608–615, April 1999.
- [77] C. Degen, I. Fischer, and W. Elsässer. Transverse modes in oxide confined vcsels: Influence of pump profile, spatial hole burning, and thermal effects. *Optics Express*, 5(3):38–47, August 1999.

- [78] Valentin N. Morozov, John A. Neff, and Haijun Zhou. Analysis of vertical-cavity surface-emitting laser multimode behavior. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(6):980–988, June 1997.
- [79] J. Dellunde, M. C. Torrent, J. M. Sancho, and K. A. Shore. Statistics of transverse mode turn-on dynamics in VCSEL's. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(7):1197–1204, July 1997.
- [80] A. Valle. Selection and modulation of high-order transverse modes in vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(10):1924–1932, October 1998.
- [81] R. P. Sarzala and W. Nakwaski. Carrier diffusion inside active regions of gain-guided vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEE Proceedings of Optoelectronics*, 144(6):421–425, December 1997.
- [82] Peter L. Pondillo. Use of multimode fiber and 850 VCSEL arrays for high-speed parallel interconnects. In *Proc. IEEE Lasers and Electro-Optics Society 14th Annual Meeting, LEOS 2001*, volume 2, San Diego, CA, USA, November 2001.
- [83] <http://www.10gea.org/tech/whitepapers.htm>. 10 gigabit ethernet technology overview white paper. December 2001.
- [84] <http://www.ieee802.org/3/ae/>. IEEE draft 802.3ae/d4.0. supplement to carrier sense multiple access with collision detection (CSMA/CD) access method & physical layer specifications. pages 437–447, December 2001.
- [85] H. Martinsson, J. A. Vukusic, and A. Larsson. Single-mode power dependence on surface relief size for mode-stabilized oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(9):1129–1131, September 2000.
- [86] H. J. Unold, S. W. Z. Mahmoud, R. Jäger, M. Grabherr, R. Michalzik, and K. J. Ebeling. Large-area single-mode vcsels and the self-aligned surface relief. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 7(2):386–392, March/April 2001.
- [87] C. C. Chen, S. J. Liaw, and Y. J. Yang. Stable single-mode operation of an 850-nm vcsel with higher order mode absorber formed by shallow Zn diffusion. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(4):266–268, April 2001.
- [88] E. W. Young, K. D. Choquette, S. L. Chuang, K. M. Geib, A. J. Fisher, and A. A. Allerman. Single-transverse-mode vertical-cavity lasers under continuous and pulsed operation. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(9):927–929, September 2001.

Eigene Veröffentlichungen

1. L. Zei, K. Obermann, D. Wiedenmann and K. J. Ebeling. Turn-On Jitter of Zero-Biased Polarization Controlled Single-Mode VCSELs. In *Proc. 24th European Conference on Optical Communication, ECOC'98*, Seiten 287-288, Madrid, Spain, September 1998
2. L. Zei, K. Obermann, T. Czogalla and K. Petermann. Turn-On Jitter of Zero-Biased Nearly Single-Mode VCSEL's. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(1):6-8, January 1999
3. L. Zei, K. Petermann, R. Jäger and K. J. Ebeling. Operation Range of VCSEL-Interconnect Links with „Below-Threshold“-Biasing. In *Proc. IEEE Lasers and Electro-Optics Society 12th Annual Meetings, LEOS'99*, Seiten ThM2, San Francisco, Californian, U.S.A., November 1999
4. I. Scherbatko, S. Iezekiel and L. Zei. Dynamics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser with Two Transverse Modes. In *Proc. IEEE 1999 Symposium on High Performance Electron Devices for Microwave & Optoelectronic Applications, EDMO'99*, Seiten 113-118, London, UK, November 1999
5. L. Zei, K. Petermann, R. Jäger and K. J. Ebeling. Operation Range of VCSEL-Interconnect Links with „Below-Threshold“-Biasing. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 18(4):477-481, April 2000
6. L. Zei, S. Ebers, J.-R. Kropp and K. Petermann. Mode Partition Noise of Multimode VCSEL's due to Spatial Filtering. In *Proc. 26th European Conference on Optical Communication, ECOC 2000*, Seiten 63-64, Munich, Germany, September 2000
7. L. Zei, S. Ebers, J.-R. Kropp and K. Petermann. Noise Performance of Multimode VCSELs. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 19(6):884-892, June 2001
8. L. Zei, J.-R. Kropp and K. Petermann. Transmission Performance Analysis of Multimode VCSELs Using a Comprehensive Model. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, eingereicht in Mai 2002

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen, die mich bei der Promotion unterstützt haben, herzlich bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Petermann für die exzellente Betreuung dieser Arbeit. Während der Durchführung der Arbeit stand er mir stets beratend und hilfreich zur Seite. Herrn Prof. Dr.phil.nat. Bimberg vom Institut für Festkörperphysik und Herrn Prof. Dr.-Ing. Wagemann vom Fachgebiet Halbleitertechnik des Institutes für Hochfrequenz- und Halbleiter-Systemtechnologien möchte ich für ihr Mitwirken im Promotionsverfahren danken.

Ferner danke ich allen meinen KollegInnen für das freundliche Arbeitsklima und viele hilfreiche Diskussionen. Ein besonderer Dank gilt Ralf Hauße und Ulrich Siebel für die sowohl privaten als auch fachlichen Unterstützungen während der Promotion. Auch bei Beate Konrad möchte ich mich herzlich für die ausführliche Korrekturarbeit meiner Dissertation bedanken.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die finanzielle Ausstattung und bei Herrn Prof. Ebeling von der Abteilung Optoelektronik der Universität Ulm für die zur Verfügung gestellten VCSEL-Proben bedanken. Ein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Kropp von Infineon Technologies AG für die anspornenden Projektbesprechungen und Anregungen.

Schließlich möchte ich mich bei meiner Lebensgefährtin Hui-Lan Kuo, meiner Familie und allen meinen Freunden für ihre Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit bedanken.