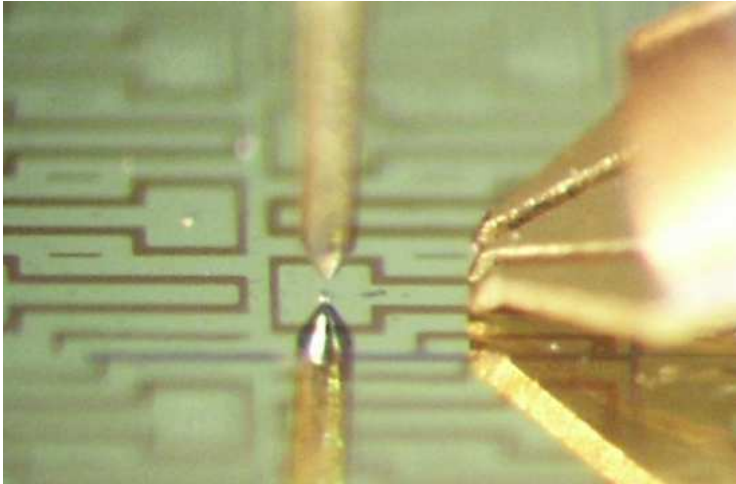


Tabitha Ballmann



**Modulationsdynamik von
rot oberflächenemittierenden Halbleiterlasern**

Modulationsdynamik von rot oberflächenemittierenden Halbleiterlasern

Von der Fakultät Mathematik und Physik der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde einer
Doktorin der Naturwissenschaft (Dr. rer. nat.)
genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

Tabitha Ballmann

aus Waiblingen

Hauptberichter:

Prof. Dr. H. Schweizer

Mitberichter:

Prof. Dr. M. Berroth,

Prof. Dr. P. Michler

Tag der mündlichen Prüfung:

3. April 2007

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| Abstract | 1 |
| Zusammenfassung | 5 |
| 1 Einleitung | 9 |
| 2 Herstellung der VCSEL | 15 |
| 2.1 Kontaktdesign | 16 |
| 2.1.1 Wärmespreizung | 16 |
| 2.1.2 Koplanare Wellenführung | 17 |
| 2.2 Bauelementprozessierung | 19 |
| 3 Stationärer Betrieb | 29 |
| 3.1 Temperaturbilanz im VCSEL | 29 |
| 3.2 Thermischer Widerstand | 46 |
| 3.3 Elektrischer Widerstand | 48 |
| 3.4 Differentieller Quantenwirkungsgrad und optische Streuverluste | 55 |
| 4 Kleinsignalmodulation | 69 |
| 4.1 Grundlagen der Kleinsignalmodulation | 69 |
| 4.1.1 Ratengleichungen und intrinsische Laserantwort | 69 |
| 4.1.2 Elektrisches Ersatzschaltbild und parasitäre Laserantwort | 75 |
| 4.2 Streuparametermessungen | 80 |
| 4.2.1 Meßaufbau | 80 |
| 4.2.2 Parasitäres Bandbreitenlimit durch Widerstände und Kapazitäten | 83 |
| 4.2.3 Pseudo-parasitäres Bandbreitenlimit durch Ladungsträgertransport | 89 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4.2.4 | Resonanzfrequenz und Dämpfung - thermisches und intrinsisches Bandbreitenlimit | 94 |
| 5 | Großsignalmodulation | 109 |
| 5.1 | Meßaufbau | 110 |
| 5.2 | Modulation mit Arbeitspunkt unterhalb der Schwelle, turn-on delay | 111 |
| 5.3 | Modulation mit Arbeitspunkt oberhalb der Schwelle, ca- vity buildup delay | 115 |
| 5.4 | Augendiagramm | 121 |
| 6 | Ausblick | 125 |
| A | Epitaxiestruktur | 127 |
| A.1 | Struktur des 650 nm VCSEL m3428 | 128 |
| A.2 | Struktur des 660 nm VCSEL m3378 | 129 |
| A.3 | Struktur des 670 nm VCSEL m3385 | 130 |
| B | Emissionsspektren zur VCSEL-Struktur m3428 | 131 |
| C | Symbolliste | 133 |
| | Literaturverzeichnis | 137 |
| | Veröffentlichungen | 147 |
| | Danksagung | 149 |

Abstract

This dissertation describes the device design, fabrication and characterization in constant and modulated operation of selectively oxidized VCSEL at 650-670 nm emission wavelength. To accomplish the requirements of optical data-transmission, a fabrication process with low-parasitics device design was developed. The VCSEL geometry was examined in view of high optical power, operation up to high temperatures and fast modulation.

To diminish optical losses, the aperture was shifted into a node of the electrical field and the GaAs contact layer was removed from the light output window. By that means absorption of the red light in the highly p-doped GaAs with its relatively small bandgap is avoided. The absorption or photon lifetime in the VCSEL can be extracted directly from the measured values of the external quantum efficiency. Apertures $> 13 \mu\text{m}$ yield an absorption of 13 cm^{-1} . A comparable value is obtained by estimating with an empirical expression the intensity absorption due to free carriers of the dopants in the Bragg reflectors using the doping concentrations (Zn $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, Se about $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) known from Hall measurements. Apertures $< 13 \mu\text{m}$ show shorter photon lifetimes (instead of 2.59 ps only 1.52 ps with an aperture of $3.5 \mu\text{m}$) as the aperture size is decreased. Additional optical losses occur by scattering excess of the Gaussian mode from small apertures. The scattering losses also increase the threshold current density. This explanation can be confirmed by a model describing the propagating light through an unfolded cavity.

Furthermore, causes for laser restrictions in direct current operation were investigated by measuring the temperature inside the VCSEL and the optical output power dependent on the conditions of operation (supplied current, ambient temperature) and the device geometry (mesa width, current aperture width). These measurements were duplicated mathematically by a temperature balance model. Hence, especially the threshold current density deteriorates strongly with higher temperatu-

res. The degradation of the threshold current, not the degradation of the quantum efficiency, determines the current value on the characteristic, where the laser switches off and stops lasing. The characteristic temperatures are independent of geometry and amount to $T_0 = 43$ K and $T_1 = 85$ K. The Bragg-filters of these VCSELs are positioned in the maximum region of the gain spectrum, so that the parameters T_0 and T_1 approximately apply also to Bragg-filter lasers. The temperature inside the VCSEL is known through the spectral shift of the emission wavelength. For small apertures or for large ratios of passive to active device diameter, the internal temperature rises the weakest with current density. The heating behaviour is best. This also applies to direct current operation at increased ambient temperatures, when external heat is added to the heating through current. Here as well, the small-aperture VCSELs with their more favourable temperature-budget prove to be more temperature insensitive and can be run up to higher ambient temperatures. On the other hand a medium aperture size is best to achieve maximum optical power. Down to smaller apertures the poorer heat removal by thermal conductivity limits the output power. Up to large apertures and with it high pump currents the dissipated electrical power dominates with its heat generation by electrical resistance. Considering the thermal resistance the mesa semiconductor material above the narrow oxide aperture provides for lateral distribution of heat. Simultaneously the pump current acting as heating source is kept small by the aperture. Good heat removal is achieved with mesas $> 50 \mu\text{m}$, whereas the removal almost no more improves with mesa diameter beyond $150 \mu\text{m}$. The size of the contact-metal area on the p-side around the VCSEL also has visible influence on the heat spreading at a width of $90 \mu\text{m}$ and therefore was widened to $\sim 200 \mu\text{m}$. Like the thermal resistance the electrical resistance can be lowered through larger diameters of mesa and aperture. Using a larger mesa, that means a wider current path through the p-mirror above the current aperture, the resistance in the oxidized VCSEL could be reduced. A large mesa area enables also a larger ring-contact area and with that a smaller p-contact resistance. At a mesa size of for example $70 \mu\text{m}$ the ring width has to be at least $11 \mu\text{m}$, to receive a contact resistance of $< 10 \Omega$. For the material system there exists a maximum ambient temperature, that still allows laser operation. Its value is obtained by operating the VCSEL under short pulses ($0.3 \mu\text{s}$). This prevents the VCSEL from heating up through drive current. Thus we could demonstrate, that the material system of the 670 nm VCSEL $\text{Ga}_{0.404}\text{In}_{0.596}\text{P}/(\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ with a band offset of about 400 meV permits external temperatures of well over 100°C up to

temperatures of 150°C. At temperatures higher than this too many electrons escape the quantum wells, to reach laser threshold. This value of 150°C corresponds with the value of the internal temperature of the VCSELs, up to which laser emission was observed during dc operation. The better the heat produced by drive current can be carried off, the nearer the maximum temperature of the pulsed measurement is approached.

Measuring the VCSEL response to small-signal modulation of the current amplitude and fitting a three-pole transfer function from laser rate equations to it, enables us to determine the relative importance of the four different bandwidth-limiting effects in a semiconductor laser. These are the intrinsic damping of the resonance peak, the thermal saturation of the resonance frequency, the parasitic, and the transport induced parasitic-like roll-off of the response function. By changing the VCSEL design and using a planarizing 3 μm thick polymer layer for passivation of the VCSEL surrounding, we reduced the contact area capacitance and thereby the parasitic RC -product and achieve modulation bandwidths of 4 GHz at 9 mA for a 650 nm-VCSEL (12 μm aperture). Measurements of the back scattered electrical signal S_{11} show, that the capacitance of the thin oxide aperture leads to quite high values and for further improvement the oxide aperture should be replaced by a tapered aperture for example. Such an aperture keeps optical scattering losses low and at the same time offers the thickness for low capacitance. When the parasitic modulation response roll-off with increasing frequency is eliminated, the main limit in red VCSELs is a thermal limit also for small-signal modulation - as for dc operation. As the drive current is increased, around which the modulation is carried out, the resonance frequency follows the rise in photon density inside the VCSEL. Resonance frequency and photon density saturate at high currents due to growing device heating. Here again, the small-aperture VCSEL has the better temperature budget and reaches far higher resonance frequencies, that is 6.3 GHz at 4.5 mA with an aperture of 3.5 μm (at 657.9 nm). From the modulation measurements we further extract intrinsic parameters, that are important for modulation dynamics, such as a differential gain of $3.22 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ for the 650 nm VCSEL with four 4.6 nm thick quantum wells in the active region consisting of $\text{Ga}_{0.43}\text{In}_{0.57}\text{P}/(\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$. If the resonator mode was misaligned and at a shorter wavelength relative to the peak gain of the quantum wells, the resonance frequency could be enhanced through the differential gain. However, the temperature performance degraded at the same time. The gain compression factor amounts to $1.0 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$, whereby the local capture time from the barrier region into the quantum well can be estimated as maximally 2 ps long. There are two limits left,

the pseudo- RC effect due to diffusive carrier transport across the spacer and barrier layer of the 1λ -cavity and the intrinsic damping of the resonance peak. Both of the last two limits have high values (33 ps transport time \rightarrow 18 GHz bandwidth, 0.17 ns K -factor \rightarrow 52 GHz bandwidth) and do not contribute to the limitation of the bandwidth at present.

The large-signal digital response of VCSELs is further limited by on- and off-switching delays. The numerical simulation of the VCSEL response gives for the carrier lifetime at threshold a value of 0.39 ns or recombination coefficients of $A = 6.13 \cdot 10^8$ 1/s and $B = 25 \cdot 10^{-11}$ cm³/s for the same active material as used during small-signal modulation and for a 7 μ m aperture VCSEL. Similar values result from threshold current densities of dc operation and from small-signal modulation. For biasing above threshold, the on-switching delay becomes shorter with increasing small-signal resonance frequency. But also the RC -charge curve due to the thin oxide layer still affects the on-switching delay. An eye-diagram at a data-rate of 1.25 Gb/s was recorded with the 650 nm VCSEL (aperture 7 μ m).

Zusammenfassung

In dieser Dissertation wird das Bauteildesign, die Herstellung und die Charakterisierung im stationären und modulierten Betrieb von selektiv oxidierten VCSEL mit 650-670 nm Emissionswellenlänge beschrieben. Um die Anforderung zur optischen Datenübertragung zu erfüllen, wurde ein Herstellungsprozeß mit parasitätsarmem Bauteildesign entwickelt. Die VCSEL-Geometrie wurde im Hinblick auf eine hohe optische Leistung, Betrieb bis zu hohen Temperaturen und eine schnelle Modulation untersucht.

Um die optischen Verluste möglichst klein zu halten, wurde die Apertur in einen Knoten des elektrischen Feldes verlegt und die GaAs-Kontaktschicht vom Lichtaustrittsfenster entfernt. Dadurch wird Absorption des roten Lichts im hoch p-dotierten GaAs mit seiner relativ geringen Bandlücke vermieden. Die Absorption bzw. Photonenlebensdauer im VCSEL kann direkt aus den Meßwerten des externen Quantenwirkungsgrads extrahiert werden. Für Aperturen $> 13 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Absorption von 13 cm^{-1} . Einen vergleichbaren Wert erhält man, wenn man die Lichtabsorption durch freie Ladungsträger der Dotieratome in den Braggspiegeln anhand der aus Hallmessungen bekannten Dotierkonzentrationen ($\text{Zn } 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\text{Se ca. } 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) nach einer empirischen Formel abschätzt. Für Aperturen $< 13 \mu\text{m}$ ergeben sich zu kleineren Aperturen hin kürzere Photonenlebensdauern (statt 2.59 ps nur 1.52 ps bei einer Apertur von $3.5 \mu\text{m}$). Zusätzliche optische Verluste treten auf, indem die Ausläufer der Gaußmode an einer kleinen Apertur gestreut werden. Auch die Schwellstromdichte steigt dadurch an. Diese Erklärung läßt sich durch ein Modell bestätigen, bei dem der Lichtweg durch einen entfalteten Resonator betrachtet wird.

Um weiter festzustellen, was den Laser im Gleichstrombetrieb begrenzt, wurde die Temperatur im VCSEL-Inneren und die optische Ausgangsleistung abhängig von den Betriebsbedingungen (zugeführter Strom, Außentemperatur) und der Bauteilgeometrie (Mesabreite, Strom-

aperturbreite) gemessen und mit einem Temperaturbilanzmodell rechnerisch nachvollzogen. Vor allem die Schwellstromdichte verschlechtert sich demnach mit höheren Temperaturen stark. Die Degradation der Stromschwelle und nicht die Degradation der Quantenausbeute legt den Stromwert in der Kennlinie fest, an dem der Laser ausgeht und keine Lasertätigkeit mehr zeigt. Die charakteristischen Temperaturen sind geometrieunabhängig und betragen $T_0 = 43\text{ K}$ und $T_1 = 85\text{ K}$. Der Bragg-Filter befindet sich bei diesen VCSELn im Bereich des Maximums des Verstärkungsspektrums, so daß die Größen T_0 und T_1 näherungsweise auch im Bragg-Filterlaser anwendbar sind. Durch die spektrale Verschiebung der Emissionswellenlänge ist die Temperatur im VCSEL-Inneren bekannt. Die Innentemperatur steigt für kleine Aperturen, bzw. für große Verhältnisse von passivem zu aktivem Bauteildurchmesser, am wenigsten mit der Stromdichte an. Das Erwärmungsverhalten ist am günstigsten. Dies gilt auch für den Gleichstrombetrieb bei erhöhten Außentemperaturen, d.h. zur Erwärmung durch den Strom kommt die Wärme von außen dazu. Die kleinen Apertur-VCSEL mit ihrem besseren Temperaturbudget erweisen sich auch hier als temperaturstabiler und bis zu höheren Außentemperaturen betreibbar. Für maximale optische Leistung ist dagegen eine mittlere Aperturgröße am besten. Zu kleinen Aperturen hin begrenzt die schlechtere Wärmeabfuhr über die thermische Leitfähigkeit die Ausgangsleistung. Zu großen Aperturen und damit auch großen Pumpströmen hin dominiert die dissipierte elektrische Leistung mit ihrer Wärmeerzeugung durch den elektrischen Widerstand. Beim thermischen Widerstand sorgt das Mesahalbleitermaterial über der engen Oxidapertur für eine Querverteilung der Wärme. Gleichzeitig hält die Apertur den als Heizquelle wirkenden Pumpstrom klein. Eine gute Wärmeabfuhr erreicht man mit Mesen $> 50\ \mu\text{m}$, wobei sich die Abfuhr mit über $150\ \mu\text{m}$ Mesadurchmesser kaum noch verbessert. Die Größe der Kontaktmetallfläche auf der p-Seite um den VCSEL hat bei $90\ \mu\text{m}$ Breite auch einen sichtbaren Einfluß auf die Wärmespreizung und wurde deshalb auf $\sim 200\ \mu\text{m}$ verbreitert. Wie beim thermischen Widerstand läßt sich der elektrische Widerstand ebenfalls mit größeren Durchmessern von Mesa und Apertur senken. Mit breiteren Mesen, das bedeutet mit breiterem Strompfad durch den p-Spiegel oberhalb der Stromapertur, konnte der Widerstand im oxidierten VCSEL reduziert werden. Eine große Mesafäche ermöglicht auch eine größere Ringkontaktfläche und damit einen kleineren p-Kontaktwiderstand. Bei einer Mesa von z.B. $70\ \mu\text{m}$ muß die Ringbreite mindestens $11\ \mu\text{m}$ betragen, um einen Kontaktwiderstand $< 10\ \Omega$ zu erhalten. Rein vom Materialsystem her existiert eine maximale Umgebungstemperatur, bei der noch Laserbetrieb möglich ist.

Ihren Wert erhält man, indem der VCSEL mit kurzen Pulsen ($0.3 \mu\text{s}$) betrieben wird. Dies verhindert eine Erwärmung des VCSEL durch den Betriebsstrom. So konnten wir zeigen, daß das Materialsystem des 670 nm VCSEL $\text{Ga}_{0.404}\text{In}_{0.596}\text{P}/(\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ mit einer Banddiskontinuität von ca. 400 meV Außentemperaturen weit über 100°C bis zu Temperaturen von 150°C zuläßt. Bei höheren Temperaturen gehen zu viele Elektronen den Quantenfilmen verloren, um noch die Laserschwelle erreichen zu können. Dieser Wert von 150°C entspricht auch den Innentemperaturwerten der VCSEL, bis zu denen im Gleichstrombetrieb Laseremission zu sehen war. Je besser die durch den Betriebsstrom erzeugte Wärme abgeführt werden kann, um so näher kommt man der maximalen Temperatur der Pulsmessung.

Mißt man die VCSEL-Antwort auf eine Kleinsignalmodulation der Stromamplitude und paßt eine Drei-Pol-Transferfunktion aus den Laserratengleichungen an, ist es möglich, die relative Wichtigkeit der vier bandbreitenlimitierenden Effekte in einem Halbleiterlaser zu bestimmen. Das ist die intrinsische Dämpfung der Resonanzspitze, die thermische Sättigung der Resonanzfrequenz, das parasitäre und das transportbedingte parasitätsähnliche Absinken der Antwortfunktion. Indem das VCSEL-Design geändert wurde und eine planarisierende $3 \mu\text{m}$ hohe Schicht an Polymer zur Passivierung der VCSEL-Umgebung benutzt wurde, reduzierten wir die Kontaktflächenkapazität und damit das parasitäre RC -Produkt und erreichen Modulationsbandbreiten von 4 GHz bei 9 mA für einen 650 nm VCSEL ($12 \mu\text{m}$ Apertur). Messungen des rückgestreuten elektrischen Signals S_{11} zeigen, daß die Kapazität der dünnen Oxidapertur recht hohe Werte annimmt und für eine weitere Verbesserung die Oxidapertur z.B. durch eine keilförmig zulaufende Apertur ersetzt werden sollte. Eine solche Apertur hält optische Streuverluste niedrig und bietet gleichzeitig die Breite für eine kleine Kapazität. Beseitigt man das parasitäre Abfallen der Modulationsantwort zu hohen Frequenzen hin, ist das eigentliche Limit im roten VCSEL auch bei der Kleinsignalmodulation ein thermisches Limit - wie im Gleichstrombetrieb. Wird der Arbeitsstrom erhöht, um den die Modulation ausgeführt wird, folgt die Resonanzfrequenz dem Anstieg der Photonendichte im VCSEL. Resonanzfrequenz und Photonendichte sättigen bei hohen Strömen wegen zunehmender Bauteilerwärmung. Wieder hat der kleine Apertur-VCSEL das bessere Temperaturbudget und erreicht deutlich höhere Resonanzfrequenzen und zwar 6.3 GHz bei 4.5 mA mit einer Apertur von $3.5 \mu\text{m}$ (bei 657.9 nm). Aus den Modulationsmessungen erhält man zudem für die Modulationsdynamik wichtige intrinsische Parameter wie eine differentielle Verstärkung von $3.22 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ für den

650 nm VCSEL mit vier 4.6 nm dicken Quantenfilmen im aktiven Bereich bestehend aus $\text{Ga}_{0.43}\text{In}_{0.57}\text{P}/(\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$. Verstimmt man die Resonatormode kurzwellig gegenüber dem Verstärkungsmaximum der Quantenfilme ließ sich die Resonanzfrequenz über die differentielle Verstärkung steigern. Das Temperaturverhalten verschlechterte sich aber dabei. Die Verstärkungskompression ergibt sich zu $1.0 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$, wodurch die lokale Einfangzeit von der Barrierenregion in den Quantenfilm als maximal 2 ps lang abschätzbar ist. Die letzten beiden Limits, der Pseudo-*RC*-Effekt durch diffusiven Transport der Ladungsträger über die Einbettungs- und Barrierenschicht der 1λ -cavity und die intrinsische Dämpfung der Resonanzspitze, liegen hoch (33 ps Transportzeit \rightarrow 18 GHz Bandbreite, 0.17 ns *K*-Faktor \rightarrow 52 GHz Bandbreite) und tragen derzeit nicht zur Begrenzung der Bandbreite bei.

Die digitale Großsignalantwort des VCSELS ist durch Ein- und Ausschaltverzögerungen weiter begrenzt. Die numerische Simulation der VCSEL-Antwort liefert für die Ladungsträgerlebensdauer an der Schwelle 0.39 ns bzw. Rekombinationskoeffizienten von $A = 6.13 \cdot 10^8 \text{ 1/s}$ und $B = 25 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ für das gleiche aktive Material wie bei der Kleinsignalmodulation und einen VCSEL mit $7 \mu\text{m}$ Aperturweite. Ähnliche Werte ergeben sich auch aus der Schwellstromdichte des stationären Betriebs und aus der Kleinsignalmodulation. Bei einem Vorstrom über der Schwelle wird die Einschaltverzögerung mit steigender Kleinsignal-Resonanzfrequenz kürzer. Aber auch die *RC*-Aufladekurve durch die dünne Oxidschicht beeinflusst die Einschaltverzögerung noch. Es wurde ein Augendiagramm bei einer Datenrate von 1.25 Gb/s mit dem 650 nm VCSEL aufgenommen (Apertur $7 \mu\text{m}$).

Kapitel 1

Einleitung

Der ‘vertical cavity surface emitting laser’ (VCSEL) ist ein Halbleiterlaser, dessen Resonator vertikal mit Hilfe der Oberflächen der Epitaxieschichten geformt ist und der aus der Oberfläche emittiert. Diese Idee stammt von Kenichi Iga aus dem Jahr 1977 [Iga78]. Ein wichtiger Unterschied zwischen herkömmlichen kantenemittierenden und oberflächenemittierenden Lasern ist die Resonatorlänge. Die von VCSEL ist in der Größenordnung einer Wellenlänge, während die von Kantenemittern hunderte von μm beträgt.

Das zu pumpende Volumen ist dadurch klein, was zu extrem niedrigen Schwellströmen (bis unter 1 mA, d.h. ca. ein zehntel des Stroms von Kantenemittern) und dementsprechend geringem elektrischen Leistungsverbrauch führt.

Ein weiterer wichtiger Unterschied der vertikalen Ausrichtung ist, daß das Licht radialsymmetrisch geführt werden kann. Die gute Strahlqualität mit einem Abstrahlwinkel von nur ca. 10° ermöglicht eine hohe Einkoppeffizienz in optische Fasern. Das macht VCSEL zu idealen Lichtquellen für die faseroptische Nachrichtenübertragung. Zudem lassen sich die Laser in 2-dimensionalen Matrizen auf dem Substrat gleichzeitig herstellen, ohne daß sie einzeln werden müssen, um voll funktionstüchtige Bauteile zu ergeben. Das ist ein großer Kostenvorteil in der Produktion gegenüber Kantenemittern.

Verglichen mit lichtemittierenden Dioden (LEDs) (Modulationsbandbreiten im MHz-Bereich) zeichnen sich VCSEL durch schnelle Modulierbarkeit und hohe Bandbreiten (GHz) aus.

Aus diesen Vorteilen ergeben sich die in Tab. 1.1 aufgelisteten An-

| Technical Fields | Systems |
|----------------------------|--|
| 1. Communications: | LANs, Optical links, Mobile links, etc. |
| 2. Computer Optics : | Computer links, Optical interconnects, High speed/Parallel data transfer, etc. |
| 3. Optical Memory: | CD, DVD, Near field, Multi-beam, etc. |
| 4. Opto-Equipments: | Printer, Laser pointer, Mobile tools, etc. |
| 5. Information Processing: | Optical processors, Parallel processing, ... |
| 6. Optical Sensing: | Optical fiber sensing, Bar code readers, Encoders, etc. |
| 7. Displays: | Array light sources, etc. |
| 8. Illuminations: | Multi-beam search-lights, Micro illuminators, Adjustable illuminations, ... |

Tabelle 1.1: *Anwendungsgebiete für oberflächenemittierende Laser [Iga04].*

wendungsgebiete für VCSEL. Die in dieser Arbeit betrachteten VCSEL emittieren im roten Spektralbereich bei einer Wellenlänge von 650-670 nm. Dieser Bereich paßt zum Absorptionsminimum der auf Polymethylmethakrylat (PMMA) basierenden polymeroptischen Faser (POF) in Abbildung 1.1. PMMA wird im allgemeinen als das Kernmaterial von kommerziell erhältlichen Stufenindex-POFs (SI-POF) benützt. Die PMMA-Plastikfaser eignet sich als kostengünstige Breitband-Datenverbindung entlang kurzer Strecken bis ca. 200 m (Abb. 1.2 und [Boom01]). Im Gegensatz zu den herkömmlichen auf Kupfer basierenden Technologien, wie Koaxialkabel und Zweidrahtleitung, gibt es bei optischen Fasern kein elektromagnetisches Übersprechen (electromagnetic interference (EMI)). Wegen der zunehmenden Anzahl an Kabeln z.B. im Auto erhöht sich die Gefahr des elektrischen Übersprechens, weshalb man 1998 ein erstes optisches Datenbussystem mit SI-POF und roten LEDs in Autos einführte. Seit 2002 ist 'media-orientierter Systemtransport' (MOST) ein von vielen Automarken verwendeter Standard für ein optisches Infotainment Datenbussystem [Kibler04]. Plastikfasern sind auch flexibler und leichter als Koaxialkabel. POF bietet zudem eine größere Bandbreite auf längeren Übertragungstrecken (Abb. 1.2).

Die hohe Dämpfung (ca. 100 dB/km) von POF verglichen mit Glasfaser begrenzt jedoch die Länge der Datenübertragung. Höhere Bandbreiten als die der SI-POF erhält man, indem man bei der auf konventionellem PMMA basierenden POF ein graduelles Indexprofil einbaut.

Die Länge der Übertragungsstrecke kann weiter ausgebaut werden, wenn man GI-POF aus perfluoriniertem (PF) Polymer verwendet. Sie hat von 500 bis 1300 nm einen Bereich niedrigerer Absorption (ca. 40 dB/km) und eignet sich damit auch zum Wellenlängenmultiplexing.

Die optische Glasfaser, die schon umfassend für die Datentransmission auf langen Strecken verwendet wird, läßt sich an Ort und Stelle des Benutzers schlecht einsetzen, da ein präziser Umgang mit Glasfasern erforderlich ist. Das liegt hauptsächlich am Kerndurchmesser der Glasfaser. Die Kerngröße der Multimoden-Glasfaser mit graduelltem Index (GIMM) hat standardmäßig einen Durchmesser von 50 bzw. $62,5\ \mu\text{m}$ und ist durch die Inflexibilität, die für Glas typisch ist, maximal begrenzt auf $200\ \mu\text{m}$. POF zeichnet sich auch hier durch große Flexibilität aus. Der typisch große Kern ($200\sim 1000\ \mu\text{m}$) von Plastikfasern erlaubt eine große Toleranz gegenüber Fehljustage, wodurch die Produktion billiger Stecker möglich ist. Zusammen mit sichtbarem Licht kann man so ein optisches Netzwerk schnell und preisgünstig installieren.

1989 wurde von der Gruppe um K. Iga vom Tokio Institute of Technology der erste elektrisch gepumpte VCSEL mit Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur demonstriert [Koyama89]. Dieser VCSEL emittierte im infraroten Bereich. 1993 zeigten erstmals rote VCSEL cw-Betrieb (continuous wave) bei Raumtemperatur von den Sandia National Laboratories

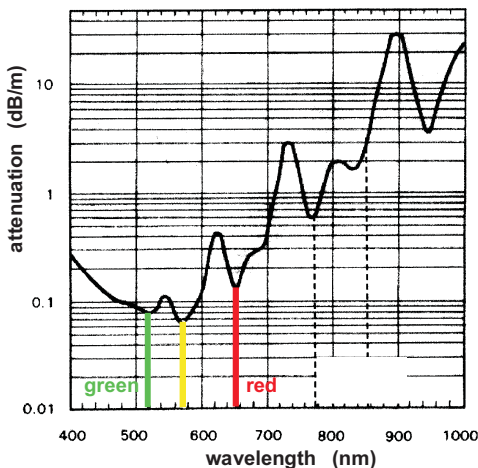


Abbildung 1.1:
Dämpfungsspektrum
der PMMA-POF
mit graduelltem Index
[Koike00, Koike03].

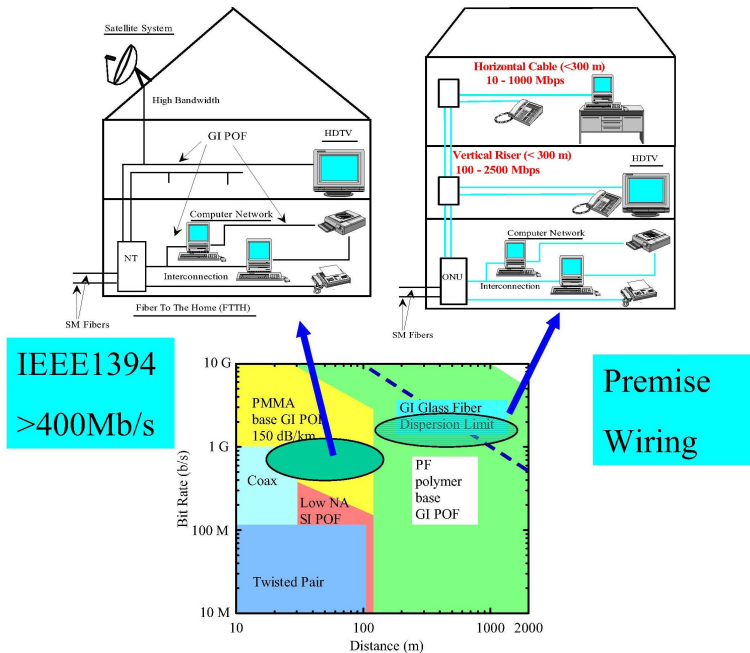


Abbildung 1.2: Einsatzbereich verschiedener Fasertypen. Die Gebäude und das Gelände der Keio-Universität in Japan sind auf diese Weise vernetzt und werden als Giga-Insel bzw. GigaHouse TownTM Project bezeichnet. Als Sendeelement werden rote Laserdioden von NEC Co. verwendet. [Koike00, Koike03]

[Lott93]. 1995 wurden die ersten 650 nm VCSEL von der gleichen Gruppe vorgestellt [Choquet95], mit 0,28 mW optischer Leistung.

An der Entwicklung roter VCSEL arbeiteten inzwischen folgende Gruppen: Univ. Stuttgart, Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH) (Berlin), EU-Konsortium mit dem Projekt [BRESELS], Chalmers Univ. of Technology (Schweden), Royal Institute of Technology (Schweden), Tampere Univ. (Finnland), Sandia Nat. Labs (USA), JiLin Univ. (China). Und Firmen, die inzwischen an roten VCSEL arbeiteten, sind: Firecomms (Irland. 660 und 650 nm) [firecomms], United Epitaxy (Taiwan. 670 nm) [Chiou05], Toshiba (Japan. 666 nm) [Takaoka02], Honeywell (USA. 670 nm) [honeywell], Industrial Fiber Optics (USA. 670 nm) [i-fiberoptics], MITEL (Schweden. 670 nm),

Epitaxial Products Intern. bzw. heute IQE (UK. 650-670 nm) [IQE].

Die international besten VCSEL bei 650 nm erreichen heute Betriebswerte von 4 mW (cw, RT, Apertur $14 \mu\text{m}$) und Laserbetrieb bis 65°C Umgebungstemperatur (Apertur $4,4 \mu\text{m}$). Bei 670 nm wurden 10 mW (Apertur $17 \mu\text{m}$) und Laserbetrieb bis 86°C (Apertur $6 \mu\text{m}$) erzielt. Diese Ergebnisse stammen von der FBH-Gruppe aus Berlin [Knigge802]. Zu den dynamischen Eigenschaften von VCSELn wurde von Honeywell zusammen mit Sandia Nat. Labs eine Kleinsignal 3 dB Bandbreite von 11 GHz bei 670 nm veröffentlicht [Lehman97] und von der FBH-Gruppe 5,5 GHz bei 656 nm [Knigge902]. Großsignalraten mit Augendiagrammen wurden bei 670 nm bis 2 Gb/s von MITEL gemessen [Risberg00] und bis 2.5 Gb/s von United Epitaxy [Chiou05]. Zu Bitraten bei 650 nm haben wir Werte bis 1.25 Gb/s erzielt [Ballmann04]. Das bisher beste Datenübertragungsexperiment mit roten VCSELn und POF wurde ebenfalls von MITEL zusammen mit dem Royal Institute of Technology durchgeführt. Über eine 50 m lange POF Verbindung hat ein 670 nm VCSEL Daten mit 1 Gb/s gesendet [Stevens00].

An der Univ. Stuttgart wurden rote VCSEL von Jochen Schwarz (Bauelementprozessierung) [Schwarz01] und Rainer Butendeich (Epitaxie) [Buten03] realisiert. Ziel dieser Arbeit ist es nun die Modulationseigenschaften der VCSEL zu untersuchen. Ziel ist auch das physikalische Verständnis von Ladungsträgertransport und Wärmetransport. Während der Arbeit wurde die Wellenlänge von 670 auf 650 nm verkürzt.

Kapitelüberblick:

Kapitel 2 gibt die Diskussion der Fabrikation von VCSEL wieder. Für die laterale Strukturierung der planaren epitaktischen Schichtstruktur wird ein neues Kontakttdesign für die Belichtungsmaske entworfen. Die Metallfläche im Bereich des VCSEL wird vergrößert, um die im Betrieb entstehende Wärme besser zu verteilen. Weiter wird bei der Zuleitung des elektrischen Signals zum VCSEL auf koplanares Design geachtet für eine bessere Wellenführung im hochfrequent strommodulierten Betrieb. Für den hochfrequenten Betrieb ist es auch nötig, das RC -Produkt zu senken. Verwendet man Polymer statt SiO_2 als Isolation, kann man die Dicke der Isolationsschicht durch mehrmaliges Aufschleudern erhöhen und die Kontaktflächenkapazität erniedrigen. Da Polymer die Kontaktlegierungstemperatur nicht aushält, muß der Prozeßablauf insgesamt geändert und auf nicht zu legierende Metallkontakte umgestellt werden.

In Kapitel 3 wird das Verhalten im stationären Betrieb betrachtet.

Abhängig von der VCSEL-Geometrie, d.h. Größe der Oxidapertur und der Mesabreite, werden die Laserkenngrößen ermittelt, um festzustellen durch welche physikalischen Mechanismen der Laserbetrieb begrenzt wird. Es werden Wärmeerzeugung im VCSEL (elektrischer Leistungseintrag, el. Bauteilwiderstand) und Wärmeabfuhr (Energieabfuhr mittels Wärmeleitung und Photonenemission) und der Einfluß von optischen Streuverlusten untersucht. Die VCSEL-Geometrie wirkt sich auf den Schwellstrom aus, auf die erreichbare optische Ausgangsleistung und auf mögliche Außentemperaturen, bei denen noch Laserbetrieb herrscht. Durch das rechnerische Nachvollziehen der gemessenen Abhängigkeiten lassen sich Prognosen für eine weitere Bauteiloptimierung erstellen. Ziel sind leistungsstarke und bei hohen Temperaturen betreibbare VCSEL.

Ebenfalls an VCSEL mit unterschiedlicher Oxidapertur wird in Kapitel 4 untersucht, wie schnell das Laserlicht einer Stromänderung folgen kann. Aus der Kleinsignal-Amplitudenmodulation erhält man mit den optischen S_{21} -Transmissions- und elektrischen S_{11} -Reflexionskurven Einblick in Lasergrößen wie die differentielle Verstärkung, die Verstärkungskompression, die Ladungsträgerlebensdauer und Transportzeiten. Und man erfährt, wo die Modulationsgrenzen der einzelnen störenden Effekte liegen. Elektrische parasitäre Effekte und thermische Effekte des Bauelements, sowie Transportvorgänge der Ladungsträger in der Epitaxiestructur und die intrinsische Dämpfung der Modulationsamplitude im Laser können sich auf die Modulationsdynamik auswirken. Es spielt auch eine Rolle wie die Resonatormode gegenüber dem Maximum der Verstärkung spektral verschoben ist.

Kapitel 5 behandelt die digitale Großsignal-Amplitudenmodulation für 650 nm VCSEL. Die Kleinsignalmodulationswerte aus Kap. 4 können nicht direkt für die digitale Datenübertragung übernommen werden, da hier der Laser abrupt zwischen zwei Arbeitspunkten geschaltet wird, um optische Pulse zu erhalten, die digitalen bits entsprechen. Die Störeinflüsse der Datenrate werden untersucht, wie Ein- und Ausschaltverzögerungen, Relaxationsoszillation und zeitliche Schwankungen bei einer zufälligen bit-Folge, die durch Gedächtniseffekte von vorangegangenen bits entstehen.

Kapitel 2

Herstellung der VCSEL

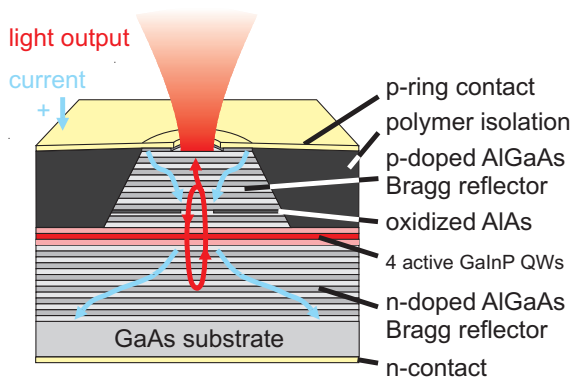


Abbildung 2.1: Querschnitt eines selektiv oxidierten zur Epitaxieseite (top) emittierenden VCSEL mit 650 - 670 nm Wellenlänge.

Ein schematischer Querschnitt durch einen VCSEL ist in Abb. 2.1 zu sehen. Der Pumpstrom wird der pin-Laserdiode über Metallkontakte zugeführt, von denen der obere ringförmig ist, um das Licht austreten zu lassen. Das Licht läuft vertikal zu den Quantenfilmen. Die Kürze der verstärkenden Strecke bei einem Umlauf wird durch die hohe Reflektivität der Braggspiegel ausgeglichen, die für eine Vielzahl an Umläufen sorgt.

Bei VCSELn mit Oxidapertur kann man den Strom breitflächig

über eine große Kontaktfläche injizieren. Der Strom wird über die Oxidapertur im oberen Spiegel gebündelt und so die elektrisch gepumpte Fläche im aktiven Bereich des VCSEL klein gehalten. Das führt zu kleinen Schwellströmen bei gleichzeitiger Wärme- und Stromverteilung im breiten Mesabereich oberhalb der Apertur.

Für die in Kap. 3-5 folgenden Experimente wurde eine neue Photomaske mit dem Programm CAD entworfen und mit Elektronenstrahlithographie hergestellt. Die Photomaske besteht aus einer chrombeschichteten Glasplatte. Lithographisch wird das Chrom an den Stellen weggeätzt, die bei der Prozeßabfolge in Kap. 2.2 belichtet werden sollen, während das Chrom die anderen Stellen vor dem Licht abdeckt.

Auf der Maske befinden sich Variationen von Mesen- und Fenstergrößen wie sie laut Prognose des Temperaturbilanzmodells von Kap. 3 sinnvoll sind. Ein weiteres Kriterium, nach dem die Maske gestaltet wurde, ist möglichst viel Designvariationen auf enger Fläche zu haben. Durch inhomogene Wachstumsbedingungen ändert sich die Epitaxiestruktur zum Rand hin, so daß nur auf kleinen Substratteilflächen die gleiche epitaktische Struktur zu Grunde liegt (Abb. 2.6), auf der die unterschiedlichen Bauteildesigns verglichen werden sollen. Welches Kontaktdesign für die Belichtungsmaske gewählt wurde, soll das nächste Unterkapitel erläutern.

2.1 Kontaktdesign

2.1.1 Wärmespreizung

Die Leistungskarte in Abb. 2.2 zeigt die maximale Ausgangsleistung experimentell vermessener VCSEL. Die Farbe eines Kästchens ist ein Maß für die ausgestrahlte Lichtleistung eines VCSELs. Rot bedeutet eine hohe Leistung, orange, grün und blau sind in dieser Folge schlechter.

Die 4 Quadranten stehen für VCSEL mit Aperturweiten von 7, 11, 16 und 20 μm . Die mittlere optische Leistung eines Quadranten nimmt zu größeren Aperturen hin zu, wie man das auch nach Kap. 3.1 erwarten würde.

Andererseits weist die Karte unerwartet eine Reihe besserer Leistung im Wechsel mit einer Reihe schlechterer Leistung auf. Es gibt dabei einen Zusammenhang zwischen der maximalen optischen Ausgangsleistung und der p-Kontaktfläche. Die VCSEL sind, siehe linker vergrößerter Ausschnitt in Abb. 2.2, von zwei unterschiedlich breiten Kontaktflächen umgeben. Mit der größeren Kontaktfläche von $170 \times 420 \mu\text{m}^2$ wird

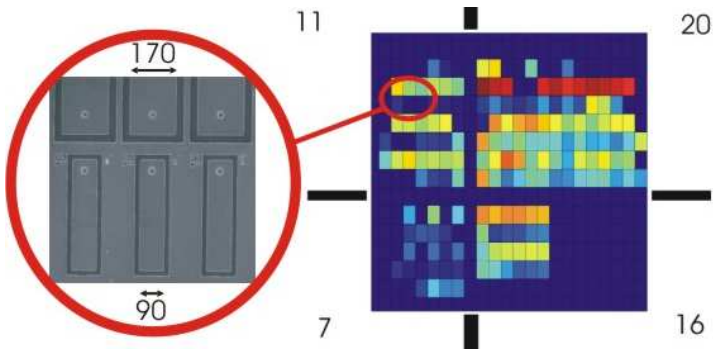


Abbildung 2.2: Farbübersicht der maximalen Ausgangsleistung von VCSELn. Jedes Rechteck entspricht einem VCSEL. (Rot 0.5 mW, orange 0.4 mW, gelb 0.3 mW, grün 0.2 mW, blau 0.1 mW.) Der Quadrant mit VCSELn der Aperturweite 20 µm besitzt im Mittel eine höhere Ausgangsleistung gegenüber den anderen Aperturen. Die VCSEL-Reihen bestehen abwechselnd aus Bauteilen mit 90 µm und 170 µm breiten Kontaktflächen. Die breitere Fläche um den VCSEL ergibt eine größere Ausgangsleistung aufgrund besserer Wärmespreizung.

eine höhere Ausgangsleistung erreicht im Vergleich zu den VCSELn mit der kleineren Kontaktfläche von nur $90 \times 400 \mu\text{m}^2$. Die Wärme, die VCSEL im Betrieb erzeugen, begrenzt ihre Ausgangsleistung (Kap. 3.1). Das Ergebnis hier zeigt, daß eine breitere Goldflächenumgebung eine bessere Wärmeverteilung ermöglicht und somit die Ausgangsleistung verbessert. Eine weitere Verbesserungsmöglichkeit ist, die Kontaktschichtdicke durch Galvanisieren zu vergrößern [Wipie96].

2.1.2 Koplanare Wellenführung

Mit der symmetrischen koplanaren Dreibandleitung will man die Stromzuführung zu einem VCSEL bei moduliertem Strom gewährleisten. Da bei einem VCSEL das Licht vertikal austritt, wird sowohl die optische Faser als auch die elektrische Kontaktierung auf der Oberfläche angebracht (Abb. 4.6). Wegen des Faserradius der Plastikfaser sollte eine $\gtrsim 500 \mu\text{m}$ lange elektrische Zuleitung genügend Abstand zwischen Faser und Kontaktkralle erzeugen. Für eine hochfrequenztaugliche Wellenführung braucht man eine Masse-Signal-Masse-Leitung. Die Leitung muß einen Wellenwiderstand Z_L von 50Ω haben, um eine Reflexion der

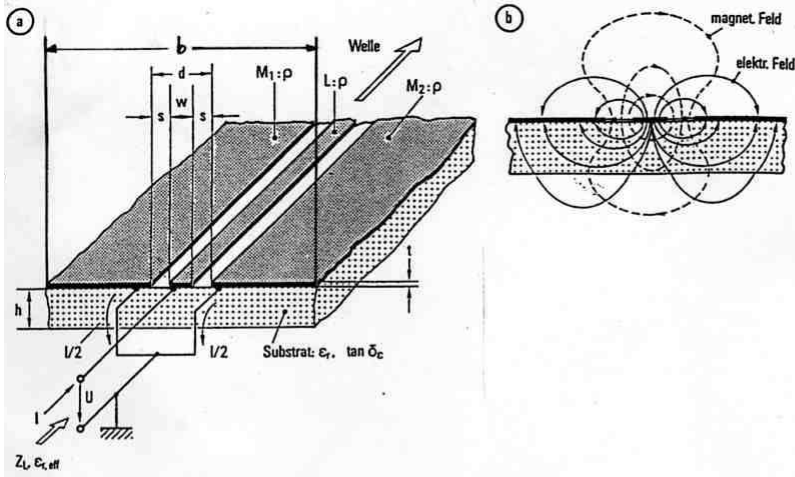


Abbildung 2.3: Koplanare Dreibandleitung mit Massestreifen M_1 , M_2 . a) Perspektivische Ansicht; b) Feldlinienbild des Querschnitts.

Welle zu vermeiden. Der Wellenwiderstand als Funktion des Materials und seiner Abmessungen berechnet sich mit einer konformen Abbildung, die durch Näherungen folgenden analytischen Ausdruck annimmt [Hoffmann83]:

$$Z_L = \frac{Z_{vak}}{4\pi\sqrt{\epsilon_{r,eff}}} \left(\ln 2 + 2 \tanh^{-1} \left(\frac{1}{x} \right) \right) \quad (2.1)$$

Z_{vak} ist der Wellenwiderstand elektromagnetischer Wellen im Vakuum $Z_{vak} = 377 \Omega$. Die Dielektrizitätskonstante von GaAs ist $\epsilon_r \approx 13$ [Adachi93]. Das ergibt eine effektive Dielektrizitätszahl von $\epsilon_{r,eff} = (\epsilon_r + 1)/2 = 7$, wegen der Aufteilung des Feldes auf den Luftraum und den Dielektrikumsraum [Hoffmann83]. In x sind die Längenverhältnisse von w , b und d enthalten (s. Abb. 2.3).

$$x = \sqrt[4]{\frac{1 - (w/b)^2}{1 - (w/d)^2}} \quad (2.2)$$

Aus $Z_L = 50 \Omega \Rightarrow x = 1.05$. Nimmt man $w = 70 \mu\text{m}$ für eine Kralle mit Kontaktflächen von $60 \mu\text{m}$ Breite, sind b und d noch wählbar. Bei großen b wächst d ebenfalls und der Abstand der Krallenkontakte von

100 μm kann nicht eingehalten werden. Bei kleinem b reicht die Breite des Massestreifen für die 60 μm breite Krallenkontaktfläche nicht aus. Nimmt man die Abmessungen $w = 70 \mu\text{m}$, $d = 30 + 70 + 30 = 130 \mu\text{m}$ und $b = 70 + 30 + 70 + 30 + 70 = 270 \mu\text{m}$, errechnet man für den x -Wert nach Formel (2.2) $x = 1.07$. Die Formel (2.1) für den Wellenwiderstand ergibt den Wert $Z_L = \frac{377 \Omega}{4\pi\sqrt{7}} (\ln 2 + 2 \tanh^{-1}(1/1.07)) = 46 \Omega \approx 50 \Omega$.

2.2 Bauelementprozessierung

Die Schichten des VCSEL werden mit Metallorganischer Gasphasenepitaxie (MOVPE, AIX-200) hergestellt. Die Herstellung und Charakterisierung der epitaktischen Schichten ist in der Dissertation von Rainer Butendich bereits beschrieben [Buten03]. Die genauen

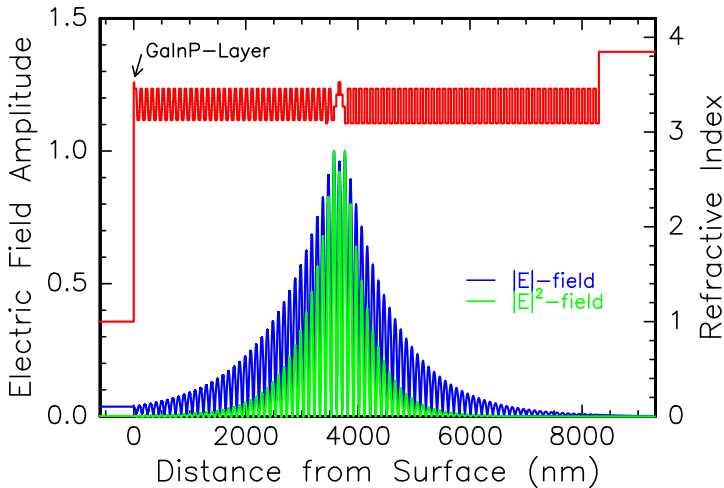


Abbildung 2.4: Betrag der normierten elektrischen Feldverteilung im optischen VCSEL-Resonator. Durch Eingabe des Materials und der Schichtdicke wird das Stehwellenfeld mit der Transfer-Matrix-Methode numerisch berechnet. In der Rechnung läuft das Licht vom aktiven Bereich innen je nach rechts und links in die Braggspiegel. Bei 0 nm tritt es in die Luft aus.

Epitaxiestrukturen der VCSEL dieser Arbeit sind in Anhang A zu sehen. Die aktive Zone wird aus 4 kompressiv verspannten GaInP Quantenfilmen geformt, die in AlGaInP-Barrieren eingebettet sind. Zusammen bilden sie einen Resonator (Cavity) mit einer Länge, die einer Wellenlänge λ des stehenden Lichtwellenfeldes im VCSEL entspricht (s. Abb. 2.4). Der untere n-Typ Se-dotierte und der obere p-Typ Zn-dotierte Braggreflektor bestehen aus 45.5 und 36 AlAs/ $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ und $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ Paaren, mit graduellen Grenzflächen im p-Typ DBR, um den Serienwiderstand zu verringern. Eine ca. 20 nm dicke AlAs-Schicht im zweiten Spiegelpaar des p-DBR ist für eine selektive laterale Oxidation vorgesehen. Höher aluminiumhaltige Schichten oxidieren schneller. Das macht man sich zu nutze, um eine Oxidapertur zu erzeugen und eine Bündelung des Stroms zu erreichen [Huffa94]. Die Apertur liegt in einem Knoten des elektrischen Feldes, was die Streuverluste klein hält (Abb. 3.20). Das letzte p-DBR Paar wird mit einer hoch p-dotierten GaAs-Schicht abgeschlossen. Sie schützt die darunterliegenden aluminiumhaltigen Schichten vor Oxidation an Luft und dient als Kontaktschicht zur Metallisierung hin. Manche Strukturen haben unter der GaAs-Kontaktschicht noch eine 10 nm dicke GaInP-Schicht. Ihre Funktion wird unten während der Bauelementstrukturierung erklärt.

Nach dem Fertigstellen der planaren epitaktischen Schichten auf

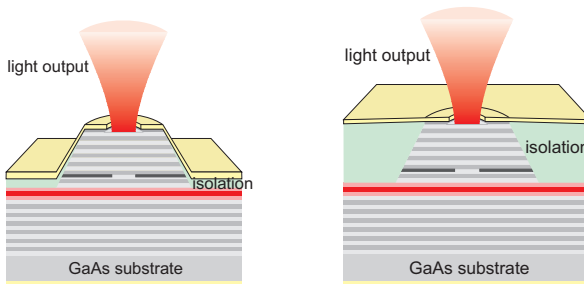


Abbildung 2.5: Querschnitt durch einen VCSEL. Links nach dem Standard-Prozess mit SiO_2 -Isolierung (grün), rechts nach dem hochfrequenz-optimierten Prozess mit dem Polymer PC403. Die Kapazität unterhalb der Kontaktfläche neben der Mesa ist rechts kleiner durch den größeren Plattenabstand des Kondensators.

einem GaAs-Substrat mit 2 Zoll Durchmesser folgt die laterale Strukturierung zum fertigen Bauelement mit elektrischen Kontakten. In der Dissertation von Jochen Schwarz [Schwarz01] ist eine Prozeßvariante protokolliert, die sich als zuverlässiger Standard bewährt hat. Hier soll nun ein Prozeßablauf dargestellt werden, wie er für hochfrequent modulierbare VCSEL entwickelt wurde. Bei elektrisch modulierten VCSEL muß man auf kleine Widerstände und Kapazitäten, d.h. ein kleines parasitäres RC -Produkt, achten, damit große Modulationsbandbreiten erreicht werden können. Zur Passivierung der Mesa-Umgebung wird im Standard-Prozeß SiO_2 ca. 240 nm hoch aufgesputtert. Stattdessen wird hier mit dem Polymer PC403 durch mehrmaliges Aufschleudern die VCSEL-Umgebung planarisiert. Die Isolationsschichtdicke beträgt so ca. $3\ \mu\text{m}$, was die Kontaktflächenkapazität entsprechend reduziert (vgl. Abb. 2.5). Die Kontaktlegierungstemperatur von 430°C beim Standard-Prozeß ist für das Polymer zu hoch. Die Kontaktmetalle und die Prozeßabfolge werden so umgestellt, daß kein Legieren mehr nötig ist. Die Prozeßschritte sind in Abb. 2.7 skizziert und sollen im folgenden einzeln beschrieben werden.

Prozeßschrittbeschreibung (Abb. 2.7)

1. Spalten, Reinigen, p-Kontakt:

Zuerst wird ein Teilstück prozessierbarer Größe durch Anritzen entlang einer Kristallrichtung mit einem Diamantritzer abgespalten. Die Wachstumsbedingungen sind über den 2 Zoll-Wafer nicht konstant. Die Schichtdicken nehmen von der Mitte des Substrats zum Rand hin ab. Die spektralen Lagen der Cavity-Resonanz und der Reflexionsstoppbänder des n- und p-Braggspiegels werden entsprechend zum Rand hin kurzwelliger (s. Abb. 2.6). Das Verstärkungsmaximum der Quantenfilme bleibt dagegen nahezu konstant. Je nach gewünschter spektraler Verstimmung zwischen Cavity-Resonanz, die die Emissionswellenlänge der VCSEL bestimmt, und dem Maximum der Verstärkung muß man sich den passenden Ort auf dem Wafer beim Spalten aussuchen. Nach dem Spalten wird die rechteckige Probe mit einer Kantenlänge von 5 - 15 mm mit erhitztem Aceton und danach mit erhitztem Propanol von organischen Verunreinigungen befreit. Mit einem HCl-Dip (37% HCl:H₂O 1:1) wird eine mögliche von Luftsauerstoff gebildete Oxidschicht auf der Halbleiteroberfläche entfernt. Nach diesem Reinigungsschritt legt man die Probe in einen N₂-gefluteten Trockenofen bei 250°C . Das Dehydrieren verbessert die Haftung der Materialien, die anschließend auf die Probe aufgebracht werden. Bei dieser Prozeßvariante ist das die p-Metallisierung. Die Vorderseite der Probe wird ganzflächig mit 20 nm

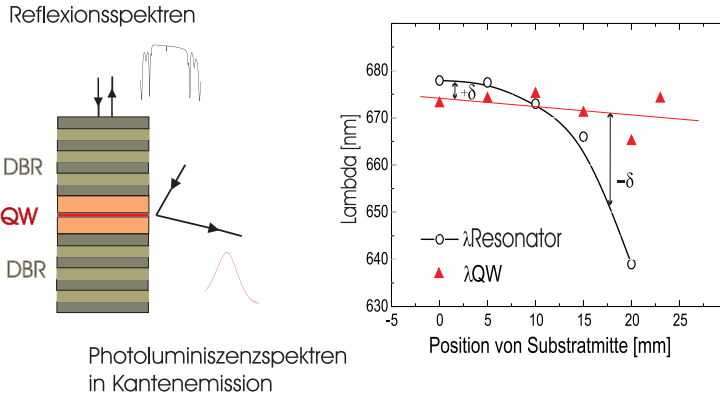


Abbildung 2.6: *Inhomogene Wachstumsbedingungen quer über das Substrat (Strömungsprofil, Temperatur) lassen die Schichtdicken zum Rand hin abnehmen. Als Folge verringert sich die Wellenlänge der Resonatormode entsprechend. Resonatormode und Verstärkungsmaximum stimmen nur bei einem bestimmten Radius (hier 10 mm) auf dem Substrat überein.*

Pd und 200 nm Au bedampft in einer Elektronenstrahlauhdampf-Anlage (electron-gun evaporation) vom Typ PLS500S (Fa. Pfeiffer).

2. Optische Lithographie: Trocken- und Naßätzen der Mesa, Oxidation für Stromapertur:

Mit Standard-Photolithographie wird eine zirkulare Mesa definiert mit Durchmessern von $35\ \mu\text{m}$ bis über $100\ \mu\text{m}$. Sie dient der Abtrennung eines VCSEL von seinen Nachbar-VCSELn und legt die Oxidationsschicht frei. Der Fotolack des Typs AZ5214E (Fa. Hoechst) wird mit optischer Lithographie strukturiert (Fa. Karl Süss Microtec, Typ MJB3 UV) und hat die Aufgabe, den Mesenbereich während des Ätzvorgangs zu schützen. In einer Plasmatrockenätzanlage (Fa. Technics Plasma/Leybold-Heraeus) ätzt man mit der ECR-RIE-Methode (electron-cyclotron resonance reactive ion etching) zuerst die Metallisierung durch. Dazu wird ein Gasgemisch aus Argon und Freon im Verhältnis $1,80 : 0,30$ (Prozeßdruck $0,5\ \mu\text{bar}$) bei einer Beschleunigungsspannung der Ionen von 200 V und einer eingespeisten Mikrowellenleistung von 200 W benutzt. Nach 11 min ist die p-Kontaktschicht aus 220 nm Pd/Au abgetragen. Die darunterliegenden Halbleiterschichten ätzt man

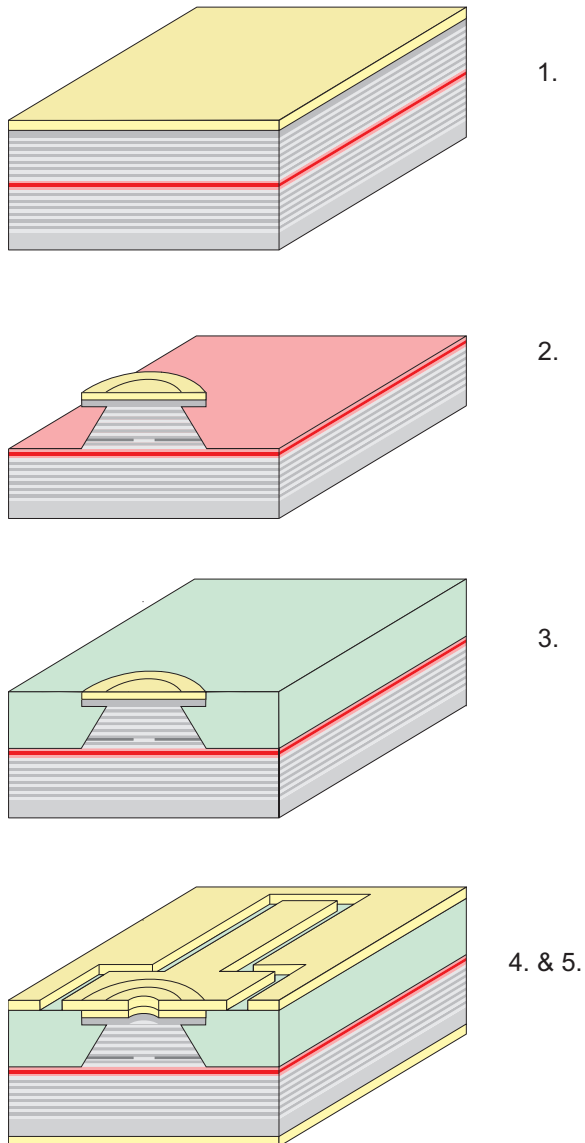


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Prozeßabfolge eines hochfrequenz-optimierten VCSEL. Die einzelnen Schritte werden im Text näher beschrieben.

mit einem Prozeßdruck von $0,4 \mu\text{bar}$ bei einer Spannung von 150 V und einer Leistung von 135 W weiter. Die Ätzrate von $\text{GaAs}/\text{GaInP}/\text{AlGaAs}$ beträgt ca. $20 \text{ nm}/\text{min}$. Mit diesem Ätzschritt soll so weit in den p-DBR geätzt werden, daß die 10 nm dicke GaInP -Schicht entfernt wird. Bei der Epitaxiestruktur m3428 im Anhang sind das mindestens 210 nm . Der restliche p-Spiegel läßt sich naßchemisch ätzen (noch über $3 \mu\text{m}$). Die Lösung $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ 1:8:5 entfernt selektiv Arsenide und stoppt auf Phosphiden, d.h. auf der Cavity des VCSELs (Ätzrate ca. $0,15 \mu\text{m}/\text{sec}$). Beim Naßätzen wird die Mesamaske horizontal bis ca. $5 \mu\text{m}$ unterätzt (s. Abb. 2.7 2.).

Die AlAs-Schicht ist nun durch die Mesaflanke freigelegt. Nach Entfernen des Lacks folgt der Oxidationsschritt, um eine Stromapertur im VCSEL zu erzeugen. Mit Hilfe von Stickstoff wird heißer Wasserdampf über die Probe geleitet. Halogenlampen heizen den Reaktor auf 350°C . Die Oxidation ist dotierstoffabhängig und hat bei einer Zn-dotierten Schicht aus ca. $21,7 \text{ nm}$ AlAs eine Geschwindigkeit von $0,007 - 0,014 \mu\text{m}/\text{s}$. Die Oxidationsweite von der Mesaflanke aus bzw. der Aperturdurchmesser wird durch die Oxidationszeit kontrolliert. Die Aperturgröße wird bei einem mitprozessierten Teststück nach der Oxidation unter einem Lichtmikroskop gemessen (Abb. 2.8). Um die Apertur im Braggspiegel sehen zu können, fehlt beim Teststück der p-Kontakt. Die Meßmethode mit dem Lichtmikroskop läßt sich verifizieren, indem man eine gespaltene VCSEL-Struktur im Rasterelektronenmikroskop betrachtet. Dort kann man den oxidierten Teil der AlAs-Schicht identifizieren.

Untersucht wurden auch mögliche Einflüsse auf die Oxidationsweite, um die Größe der Oxidapertur mit größerer Präzision zu treffen. Ein nicht zu vernachlässigender Einfluß ist z.B. die Position auf dem Substrat. Durch das Wachstumsratenprofil über einen $2''$ -Wafer nimmt auch die Schichtdicke der Oxidationsschicht zum Rand hin ab und die Oxidationsweite wird zum Rand hin kleiner (vgl. [Raabe02]).

Je höher der Al-Gehalt einer Schicht, desto weiter oxidiert diese Schicht bei gleicher Oxidationszeit. Obwohl die anderen p-Spiegelschichten neben der Oxidationsschicht für die Apertur nach Wunsch nicht oxidieren sollten, läßt es sich durch ihren Al-Gehalt nicht vermeiden. Die Selektivität (= Verhältnis der Oxidationsweite in der Oxidationsschicht zur unvermeidbaren Oxidationsweite in den restlichen Spiegelschichten) von AlAs gegenüber $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}/\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ beträgt 18, die von $\text{Al}_{0,98}\text{Ga}_{0,02}\text{As}$ gegenüber $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}/\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ dagegen nur 7.

3. Isolation durch Fotopolymer:

Für die elektrische Isolation der Mesaumgebung wird der Fotopolymer des Typs Optmer PC 403 (JSR Co. Ltd.) aufgeschleudert, nachdem die Probe zuvor bei 110°C dehydriert wurde. Ein kurzes Ausbacken

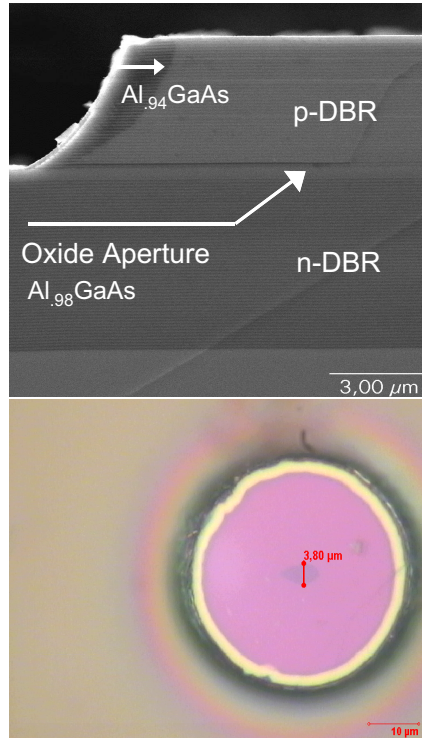


Abbildung 2.8: Oben: Sicht von oben auf selektiv oxidierten VCSEL unter optischem Mikroskop. Der Durchmesser der geätzten Mesa an ihrem unteren Rand beträgt hier ca. $47\ \mu\text{m}$, der Durchmesser der Oxidapertur ist $3,8\ \mu\text{m}$. Schwarzer Ring = Ätzflanke. Gelber Ring = unvermeidbar mitoxidierte Bereich der restlichen p-DBR-Schichten aus Zn dotiertem $\text{Al}_{0.94}\text{Ga}_{0.06}\text{As}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$. Die Oxidationsschicht besteht hier aus $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$. Unten: Querschnitt im REM. Oxidierter Teil der Schichten erscheint dunkler. Man sieht die einzelne Aperturschicht und als linken dunklen Bereich in der Mesa die mitoxidierten Schichten des p-DBR-Stapels.

bei 90°C stabilisiert das Polymer und macht das Aufschleudern einer weiteren Polymerschicht möglich. Um die Bauelementkapazität zu reduzieren, wird dreimal Polymer aufgeschleudert bis die Mesaumgebung planarisiert ist (ca. 3 μm hoch). Danach härtet man das Polymer auf einer Heizplatte bei 180°C 1h aus. Es ist nun unempfindlich gegenüber organischen Lösungsmitteln. Für den folgenden p-Zuleitungskontakt-Schritt muß die Isolationsschicht auf der Mesaoberfläche mittels Trockenätzen wieder beseitigt werden. Die Waferoberfläche neben der Mesaoberfläche wird während des ECR-RIE-Ätzens mit AZ-Lack geschützt. Die Prozeßparameter für das Freiätzen des p-Kontakts mit Argon-Sauerstoff-Plasma sind Ar:O₂ 1,50:0,25; 0,4 μbar ; 150 V; 150 W; 20 min. Die Mesaoberfläche ist nach diesem Schritt ganzflächig mit Metall bedeckt.

4. Optische Lithographie und Lift-off: p-/n-Vorderseitenkontakt:

Ein weiterer Belichtungs-/Entwicklungsschritt ist für die Kontaktfläche um die Mesa herum und den n-Vorderseitenkontakt nötig. Die Kontakte sorgen für Wärmespreizung (Kap. 2.1) und eine koplanare Ansteuermöglichkeit des VCSELs (Kap. 2.2). Nach der Strukturierung des AZ-Lacks wird 10 nm Cr und 400 nm Au aufgedampft. Der Lift-off der Lackmaske wird durch Lösen des Lacks in Aceton und Propanol durchgeführt.

5. Optische Lithographie: Trocken- und Naßätzen des Emissionsfensters, n-Rückseitenkontakt:

In einem letzten Lithographieschritt wird ein Austrittsfenster aus dem oberen p-Spiegel für das Licht hergestellt. Wieder verwendet man AZ-Lack als Ätzmaske. Ein kreisrunder Bereich in der Mitte der Mesa bleibt lackfrei. Dieser Bereich muß ungefähr so groß wie die Oxidapertur sein (vgl. Abb. 2.8). Es soll einerseits ein Großteil des Lichts, das im aktiven Bereich unterhalb der Oxidapertur entsteht, ungehindert aus dem Fenster austreten können. Andererseits soll die Fläche des verbleibenden Metallrings auf der Mesa möglichst groß sein, um eine gute Strominjektion und einen geringen Kontaktwiderstand zu erhalten.

Mit Argon/Freon ätzt man (mit der gleichen Einstellung des zweiten Ätzens von Abschnitt 2) den p-Metallkontakt und einen Teil der anschließenden GaAs-Kontaktschicht in 11.5 min weg. Eine dicke GaAs-Schicht wie bei der Struktur m3428 von 200 nm hat den Vorteil, daß sicher innerhalb der GaAs-Schicht mit Trockenätzen gestopt wird und keine Spiegelschichten beschädigt werden. Der letzte Rest der GaAs-Schicht wird naßchemisch bis zur 10 nm GaInP-Schicht entfernt, auf der die Säure

($\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ 1:8:80 Ätzrate 5 nm/sec) stopt. Die GaInP-Schicht dient neben dem Ätzstop gleichzeitig auch als Schutz vor Oxidation an Luft der darunterliegenden Al-haltigen Spiegelschichten. Im Gegensatz zu früher wird hier also die GaAs-Kontaktschicht vom Austrittsfenster entfernt, während sie unter dem Metallring erhalten bleibt. Absorption des roten Lichts im hoch p-dotierten GaAs mit seiner relativ geringen Bandlücke wird so vermieden und die optischen Verluste im VCSEL werden reduziert ([Knigge1002], [Raabe02]).

Schließlich dampft man den n-Rückseitenkontakt aus 30 nm Cr und 300 nm Gold ganzflächig auf die Substratseite auf. Damit sind die VCSEL funktionsfähig und können ohne Spalten in ihrer zweidimensionalen parallelen Anordnung unabhängig voneinander betrieben werden. Zur einfacheren Handhabung klebt man die VCSEL mit leitfähigem Zweikomponentenkleber auf einen kleinen Kupferblock auf und verbindet mit dem Kleber am Rand auch den n-Rückseitenkontakt mit den Massestreifen der koplanaren Struktur auf der Vorderseite für einen Betrieb mit der Hochfrequenzkralle.

Kapitel 3

Stationärer Betrieb

Im stationären Betrieb sollen hier Laserkenngrößen untersucht werden, wie z.B. die optische Ausgangsleistung und erhöhte Umgebungstemperaturen, bei denen noch Laserbetrieb möglich ist. Um festzustellen, was den Laserbetrieb beeinflusst, wird ein Temperaturbilanzmodell benutzt, das die Wärmezeugung und -abfuhr beschreibt. Die Kenngrößen werden dafür in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen (zugeführter Strom, Umgebungstemperatur) und der Bauelementgestaltung (Mesabreite, Stromaperturbreite) ermittelt. Mit dem Modell lassen sich auch Vorhersagen erstellen zu gewählten Betriebsbedingungen und VCSEL-Geometrien. Ziel sind leistungsstarke und bei hohen Temperaturen betreibbare VCSEL. Das Modell der Ratengleichungen für Ladungsträger und Photonen beschreibt dabei die Laserschwelle und differentielle Quantenausbeute detaillierter. Es liefert im stationären Fall mikroskopische Parameter über Resonator und Material wie Photonen- und Ladungsträgerlebensdauer und zeigt die optische Qualität des Resonators abhängig von der VCSEL-Apertur. Dabei werden auch Größen der dynamischen Ratengleichungen aus Kap. 4 verwendet.

3.1 Temperaturbilanz im VCSEL

Kurzwellige (650 - 670 nm) VCSEL basieren im aktiven Bereich auf dem Materialsystem AlGaInP und leiden an schlechteren Heterostrukturverhältnissen verglichen mit langwelligen AlGaAs VCSELn [Bour93]. In Abb. 3.1 ist der Bandverlauf von Valenz- und Leitungsband für eine angelegte Spannung von 3 V mit dem Programm SimWindows simuliert (durchgeführt von R. Butendeich, vgl. [Buten03] und auch [Kolb01],

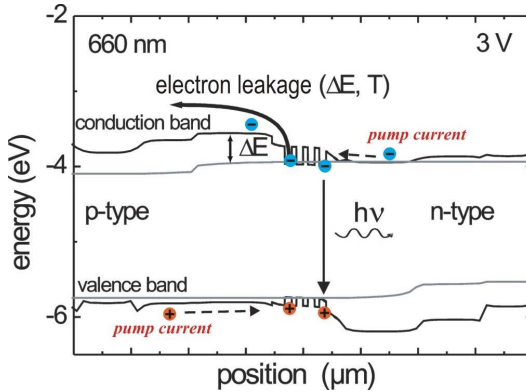


Abbildung 3.1: Bandstruktur eines kurzwelligen (650-670 nm) VCSEL. Die geringe Banddiskontinuität ($\Delta E=340\text{-}400\text{ meV}$) im Materialsystem AlGaInP erschwert den Ladungsträgereinfang in die Quantenfilme. Ladungsträger gehen als Leckstrom der strahlenden Rekombination verloren. Hohe Temperaturen verschärfen das Problem.

[Winston99]). Der Energieunterschied ΔE zwischen Leitungsband und dem Quasiferminiveau der Elektronen, der die gegenüber Löcher leichter beweglichen Elektronen am Entkommen aus den Quantenfilmen hindern soll, beträgt nur 340 meV bei 650 nm und 400 meV bei 670 nm. Dadurch spielen Leckströme aus den Quantenfilmen, die der strahlenden Rekombination verloren gehen, eine dominierende Rolle in roten VCSELn. Sie sind das hauptsächlich leistungslimitierende Element, insbesondere bei höheren Außentemperaturen und hohen Ladungsträgerdichten.

Temperatur im Inneren des VCSELs abhängig vom Strom und von der VCSEL-Geometrie

Um Daten für die Bauteiloptimierung zu erhalten ist es wichtig, die innere Erwärmung des Bauteils während des Betriebs zu analysieren und ihre Ursachen festzustellen. Wegen ihrer schlechten Wärmeabfuhr aus dem kleinen Volumen, ihrem großen elektrischen Widerstand, eingebracht u.a. durch die Vielzahl an Grenzflächen in den Braggspiegeln, und der Photonenreabsorption in ihren Spiegeln heizen sich VCSEL in der Regel stark auf und zeigen deshalb deutlich temperaturbeeinflusstes Verhalten z.B. bei der Licht-Strom Kennlinie. Eine typische

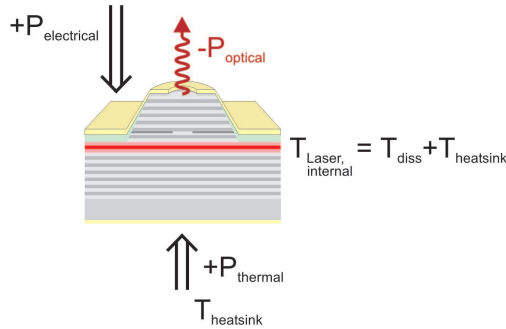


Abbildung 3.2: Schema der verschiedenen Beiträge zur Betriebstemperatur des VCSEL-Bauteils im Gleichstrombetrieb. Die zugeführte elektrische Leistung wird teilweise in optische Leistung umgewandelt und wieder ausgekoppelt. Die restliche elektrische Leistung wird dissipiert und in Wärme umgewandelt. Je nach Umgebungstemperatur wird zudem von außen dem Laser noch Wärme zu- oder abgeführt.

Licht-Strom Kennlinie eines VCSELS im Dauerstrichbetrieb (auch cw continuous wave genannt) ist in Abb. 3.3 zu sehen. Direkt oberhalb der Schwelle steigt die optische Leistung zunächst wie üblich linear an. Wird der Strom weiter erhöht wird ein Teil der elektrischen Leistung dissipiert und führt durch ohmsches Heizen zur Temperaturerhöhung. Die Fermiverteilungen der Elektronen und Löcher verbreitert sich. Ladungsträger werden thermisch in höhere Zustände angeregt. Zum einen sind damit Zustände niedrigerer Energie, die für lasende Übergänge wichtig sind, weniger bevölkert. Zum anderen können Ladungsträger mit erhöhter thermischer Energie aus den Quantenfilmen entkommen. Beides reduziert die optische Verstärkung. Um die Schwellverstärkung bzw. die Schwellladungsträgerdichte weiter zu erreichen muß zusätzlich ein größerer Anteil an Strom, der nichtstrahlend rekombiniert, mit aufgebracht werden. Diese Entwicklung zeigt sich in einer niedrigeren Steigung der $P(I)$ -Kurve bei höheren Strömen. Erhöht man den Strom noch weiter, nimmt der nichtstrahlende Anteil am Strom immer mehr zu, so daß die optische Leistung sogar wieder abnimmt (roll-over). Schließlich werden die nichtstrahlenden Verluste so groß, daß die Schwellbedingung nicht mehr eingehalten werden kann und es gibt keine stimulierte Emission mehr (T_{off} in Abb. 3.3).

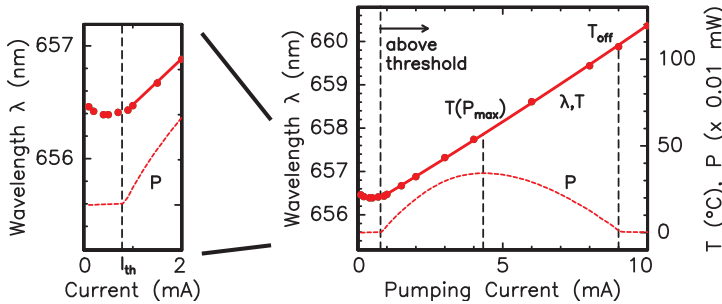


Abbildung 3.3: Typische Licht-Strom Kennlinie ($P - I$) eines VCSELs (m3428, $D_a = 3.5 \mu\text{m}$) im Gleichstrombetrieb, als Folge ohmscher Erwärmung (Außentemperatur 20°C). Und Verschiebung der Emissionswellenlänge mit dem Strom. Die Temperatur im Inneren des VCSELs (T) wird durch die Verschiebung der Emissionswellenlänge sichtbar.

Die interne Bauteiltemperatur (Spiegeltemperatur) ist über die Beobachtung der Emissionswellenlängenverschiebung meßbar. Aus der in situ Kontrolle des epitaktischen Wachstums wissen wir, daß eine Wellenlängenzunahme um 0.04 nm einer Temperaturerhöhung um 1 Kelvin entspricht. Während des epitaktischen Wachstums wird bei der in situ Kontrolle das Reflektivitätsspektrum und die Temperatur im Reaktor gemessen. Z.B. am Ende des Wachstums, wenn der Reaktor heruntergekühlt wird, kann man die Verschiebung des Reflektivitätseinbruchs, der die Wellenlänge des VCSEL-Resonators beschreibt, mit der Temperatur beobachten. Dies ergibt 0.04 nm/K (Messung von R. Roßbach). Eine andere Meßmethode besteht darin, in gepulstem Betrieb (d.h. bei Ausschluß von Eigenerwärmung durch den Strombetrieb) die Änderung der Emissionswellenlänge mit Änderung der Außentemperatur zu beobachten. Sie führt zum gleichen Ergebnis.

Verantwortlich für die Wellenlängenverschiebung ist zum einen die thermische Ausdehnung des Kristallgitters, vor allem aber die Vergrößerung der Brechungsindizes mit der Temperatur ([Dudley92], [Michal97]). Beide Temperatureffekte bewirken eine größere optische Länge $\bar{n} \cdot L$ der aktiven Zone und der Braggspiegel und damit auch eine Resonatormode bei größerer Wellenlänge. Unterhalb der Schwelle macht sich allerdings ein anderer Effekt bemerkbar (s. Abb. 3.3). Der Brechungsindex wird neben der Temperatur auch von der Konzentration an Ladungsträgern beeinflusst. Unter der Schwelle ist die Ladungsträgerdichte nicht mehr

auf ihren Schwellwert fixiert, wie das beim Einsetzen der Lasertätigkeit der Fall ist. Sie variiert je nach Einstellung des Pumpstroms. Mit stärkerer Strominjektion führen Plasmaeffekt ([Bennett90], [Weber94]) und der Effekt des Bandauffüllens (auch Burstein-Moss-Effekt genannt) [Bennett90] zu veränderten Absorptionseigenschaften. Über die Kramers-Kronig-Relation resultiert das in einer Abnahme der Brechungsindizes. Als Folge verschiebt sich die Emissionswellenlänge des VCSELs zu kleineren Werten hin.

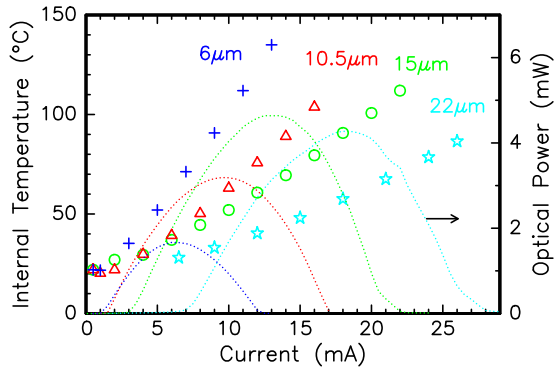


Abbildung 3.4: Temperatur im VCSEL-Inneren gemessen durch die Verschiebung der Emissionswellenlänge für verschiedene VCSEL der 660 nm Struktur m3378 mit Stromaperturen von 6-22 μm und mit einer Mesaweite von ca. 70 μm . Zur Orientierung ist auch die optische Leistung rechts aufgetragen. Bei ca. 100 °C innerer Temperatur wird noch 1 mW Ausgangsleistung erreicht.

Untersucht wurde die Temperatur im Bauteil bei 20 °C Umgebungstemperatur abhängig vom cw-Betriebsstrom von VCSELn (660 nm) mit verschiedenen Stromaperturweiten. Der äußere Mesadurchmesser D_s wurde auf ca. 70 μm gehalten, die Stromaperturen D_a von 6 bis 22 μm Durchmesser variiert. Im experimentellen Ergebnis in Abb. 3.4 sieht man, daß die Temperatur im Inneren des VCSELs stark von der VCSEL-Geometrie abhängt. In erster Näherung lassen sich die Kurven zu jeder Aperturgröße durch Geraden anpassen. Die mittlere Steigung liefert jeweils die Temperaturänderung durch den Pumpstrom $\Delta T/\Delta I$. Der eigentliche Zusammenhang zwischen Temperatur und Stromstärke ist aber nach Gl. (3.8) komplizierter. Die Abbildung zeigt auch, daß

die maximale Lichtleistung durch die innere Erwärmung des Lasers begrenzt ist. Andererseits fällt auf, daß die innere Temperatur des Lasers bereits 100°C übersteigt und immer noch 1 mW Lichtleistung emittiert wird. D.h. ohne innere Erwärmung könnte man VCSEL bei 100°C Außentemperatur betreiben.

Um die experimentellen Ergebnisse interne Temperatur als Funktion des Laserstromes und der Lasergeometrie zu verstehen und weitere Optimierungsvorschläge zu erarbeiten, wurde der Temperaturgang im Inneren des VCSEL und sich daraus ergebend P - I Kennlinien berechnet. Die Basis der Rechnungen ist die Temperaturbilanz nach Gl. (3.1) bzw. (3.8) (vgl. Abb. 3.2). Betrachtet wird die Aufheizung (elektrischer Leistungseintrag) und Kühlung (Energieabfuhr mittels Photonenemission sowie über Wärmeleitung (Koeffizient R_{th})) im Laservolumen.

$$dT = R_{th} \cdot dP_{diss} = R_{th} \cdot d(P_{el} - P_{opt}) \quad (3.1)$$

$$T_{internal}(I) - T_{hs} = R_{th} \cdot \{U(I, T) \cdot I - P_{opt}(I, T)\} \quad (3.2)$$

mit

$$P_{opt}(I, T) = \frac{dP_{opt}(T)}{dI} \cdot (I - I_{th}(T)) = \eta_0 \eta_d(T) \cdot (I - I_{th}(T)) , \quad (3.3)$$

$$\eta_d(T) = \eta_{d,ref} \cdot e^{-\frac{T-T_{ref}}{T_1}} , \quad (3.4)$$

$$I_{th}(T) = I_{th,ref} \cdot e^{\frac{T-T_{ref}}{T_0}} , \quad j = \frac{I}{\pi(D_a/2)^2} , \quad (3.5)$$

(T_0 , T_1 : Charakteristische Temperaturen, T_{ref} : Referenztemperatur). Die beiden empirischen Exponentialformeln (3.4) und (3.5) erfassen nach [Agra86] die Temperaturabhängigkeit des differentiellen Quantenwirkungsgrads und des Schwellstroms. Anders als beim Fabry-Perot-Laser sind beim VCSEL diese Funktionen nur bedingt gültig. Der Braggfilter verändert den eigentlichen Temperaturgang der Verstärkung, da er sich dreimal langsamer mit der Temperatur ändert als die Verstärkung (0.04 nm/K gegenüber ~ 0.12 nm/K). Bewegt sich der Braggfilter jedoch dabei im Bereich des breiten Maximums des Verstärkungsspektrums, kommt die spektrale Verzögerung wenig zum Tragen und die Funktionen lassen sich noch anwenden. Ist die Wellenlänge des Braggfilters zum Maximum der Verstärkung deutlich verstimmt, kann der Schwellstrom dagegen sogar mit der Temperatur abnehmen, wie später im Abschnitt Außentemperatur noch genauer erklärt wird. Die hier verwendeten VCSEL sind unverstimmt.

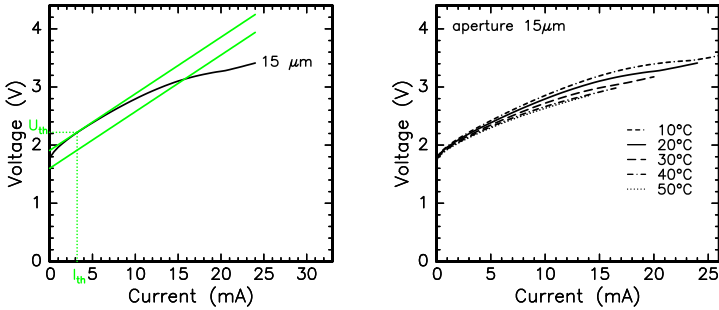


Abbildung 3.5: Links: Zur Vereinfachung der Simulation wird der U - I -Verlauf durch eine Gerade genähert. Eine verschobene Gerade beschreibt den Verlauf im Mittel besser als eine Tangente durch U_{th} . Rechts: Die Temperaturabhängigkeit macht sich nicht stark bemerkbar und wird in der Simulation vernachlässigt.

Den Spannungs-Strom-Verlauf der Laser (vgl. Kap. 3.3) gibt üblicherweise die Formel

$$U(I) \approx U_{th} + R_{el}(I - I_{th}) \quad , \text{ für } I > I_{th} \quad (3.6)$$

wieder. Stattdessen wird

$$U(I) \approx U_0 + R_{el}I \quad (3.7)$$

verwendet. Da Gl. (3.6) die U - I -Abhängigkeit in unserem Fall nicht gut beschreibt, muß man sich mit einem verschobenen linearen Verlauf, also einer Sehne bezüglich der U - I -Funktion, behelfen. $U_0 = 1.6 \text{ V}$ liefert für alle Aperturen ein gutes Ergebnis, indem es die Ungleichmäßigkeiten des U - I -Verlaufs ausgleicht (Abb. 3.5 links). Zur Vereinfachung der Simulation wird neben der Unabhängigkeit vom Strom auch davon ausgegangen, daß R_{el} von der Temperatur näherungsweise unabhängig ist (Abb. 3.5 rechts). Somit ist

$$T_{internal}(I, D_a) - T_{hs} = R_{th}(D_a) \cdot \left\{ \underbrace{U_0 I + R_{el}(D_a) I^2}_{\text{Heizen}} - \underbrace{\eta_0 \eta_d(T, D_a) \cdot (I - I_{th}(T, D_a))}_{\text{Kühlen}} \right\}, \quad (3.8)$$

$$T_{internal}(j, D_a) - T_{hs} = R_{th}(D_a) \cdot \underbrace{\left\{ U_0 j \pi \left(\frac{D_a}{2} \right)^2 + R_{el}(D_a) j^2 \pi^2 \left(\frac{D_a}{2} \right)^4 \right\}}_{\text{Heizen}} - \underbrace{\eta_0 \eta_d(T, D_a) \cdot (j - j_{th}(T, D_a)) \pi \left(\frac{D_a}{2} \right)^2}_{\text{Kühlen}}. \quad (3.9)$$

Für den thermischen Widerstand R_{th} abhängig von der VCSEL-Geometrie wird Gl. (3.12) und für den elektrischen Widerstand R_{el} Gl. (3.17)-(3.20) verwendet. Wie sich bei der Anpassung in Abb. 3.7 noch herausstellt, wird auch $\eta_{d,ref}$ und $I_{th,ref}$ für Aperturen $\leq 13 \mu\text{m}$ von D_a abhängig. Damit sind alle Größen abhängig vom Strom I , der Temperatur T bzw. T_{hs} und der Bauteilgeometrie (D_a, D_s, h_g) dargestellt. Bekannt sein müssen auch die Materialwerte, d.h. charakteristische Temperaturen T_0 und T_1 , spezifische thermische Leitfähigkeit λ_c , spezifische elektrische Widerstände ρ , die im folgenden (Abb. 3.7, 3.13, 3.17) als Anpaßparameter ermittelt werden. Schließlich kann die implizite Gleichung (3.8) und (3.3) numerisch gelöst werden und es sind damit gezielte Prognosen für P - I Kurven möglich, ohne alle Bauteilgeometrien und Betriebsbedingungen tatsächlich experimentell durchführen zu müssen. Das ist für die richtige Wahl bei der Bauteilgestaltung hilfreich.

Als nächstes soll $\eta_d(T)$ und $I_{th}(T)$ ermittelt werden. Dazu werden bei verschiedenen Außentemperaturen Licht-Strom (P - I) Kurven im Gleichstrombetrieb aufgenommen (Abb. 3.6). Diese Kurven sind jedoch durch die dissipierte Leistung des Gleichstroms beeinflusst, so daß die Außentemperatur nicht die Temperatur im Bauteil wiedergibt. Um η_d und I_{th} abhängig von der tatsächlich vorliegenden Temperatur darstellen zu können, werden hier die idealen $P(I)$ -Kurven mit eliminiertes T_{diss} -Erwärmung rekonstruiert. Diese idealen $P(I)$ -Kurven kann man auch als Isotherme bezeichnen, da in jedem Punkt der Kurve die gleiche Temperatur im Laser herrscht. Um die Isothermen im $P(I)$ -Diagramm zu zeichnen, geht man wie folgt vor: Man liest den Schwellstrom z.B. der Meßkurve mit 40°C Umgebungstemperatur ab (2,0 mA beim $6 \mu\text{m}$ VCSEL, s. Abb. 3.6) und errechnet daraus mit dem Verhältnis $\frac{160^\circ\text{C}}{18 \text{ mA}}$ aus Abb. 3.4 die durch Ohmsches Heizen des Stroms erfolgte Temperaturzunahme T_{diss} , hier $2,0 \text{ mA} \cdot \frac{160^\circ\text{C}}{18 \text{ mA}} = 17,8^\circ\text{C}$. Dies ergibt zusammen $T_{hs} + T_{diss} = 40^\circ\text{C} + 17,8^\circ\text{C} \approx 60^\circ\text{C}$. Weitere Punkte der 60°C -Isothermen, erhält man aus den anderen 30°C -, 20°C -, 10°C -Meßkurven. Zu den T_{hs} -Werten werden entsprechend

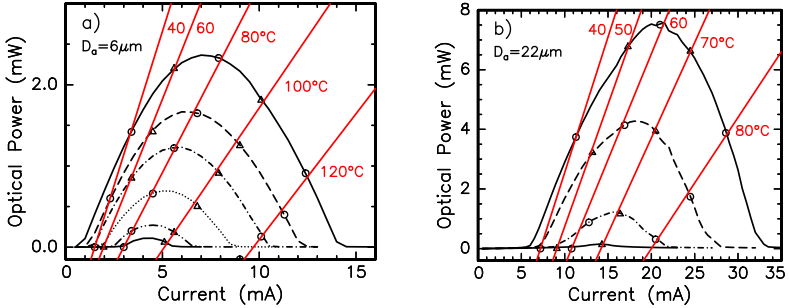


Abbildung 3.6: Cw-Kurven bei 10, 20 (gestrichelt), 30, 40, 50, 55°C (a) und 10, 20 (gestrichelt), 30, 35°C (b) Umgebungstemperatur T_{hs} . Die Ausgangsleistung nimmt mit der Temperatur ab. Eliminiert man die zusätzliche Erwärmung durch T_{diss} erhält man die Geraden, die in Bezug auf das VCSEL-Innere Isothermen sind. Die Isothermen zeigen bis ca. 80°C (a) bzw. 70°C (b) nur eine geringe Änderung von I_{th} und η_d .

große T_{diss} -Werte addiert, um wieder zu der 60°C-Isothermen zu gelangen. Mit dem Faktor $\frac{18 \text{ mA}}{160^\circ\text{C}}$ berechnet man den zu T_{diss} gehörenden Stromwert. Die Stromwerte legen auf den T_{hs} -Kurven die Punkte der Isothermen fest (Kreise in Abb. 3.6). Durch die Punkte läßt sich eine Gerade legen, die Isotherme. Daß man eine Gerade erhält zeigt, daß die Erwärmungseffekte erfolgreich aus der P - I -Kurve eliminiert wurden (vgl. Gl. (3.3) für $T = \text{konstant}$). Die Punkte der Isothermen ergeben als Steigung die $\eta_d(T)$ -Werte, die Abszisse der Isothermen die $I_{th}(T)$ bzw. $j_{th}(T)$ -Werte. Vor allem j_{th} verschlechtert sich mit höheren Temperaturen stark. Somit legt die Degradation der Stromschwelle und nicht die Quantenausbeute die Stromstelle fest, an der der Laser ausgeht und keine Lasertätigkeit mehr zeigt. Abb. 3.7 zeigt das Ergebnis für 3 verschiedene VCSEL (Apertur 6, 15, 22 μm). Man erhält geometrieunabhängige Werte T_0 und T_1 . Für die Kurven aller 3 Aperturen wurde $T_0 = 43 \text{ K}$ und $T_1 = 85 \text{ K}$ verwendet (der Braggfilter befindet sich bei diesen VCSELn im Bereich des Maximums des Verstärkungsspektrums). Als Referenzpunkt wurde $T_{ref} = 20^\circ\text{C}$ in Gl. (3.4), (3.5) gewählt. Die Referenzwerte $\eta_{d,ref}$ und $j_{th,ref}$ sind für Aperturen $\geq 15 \mu\text{m}$ ebenfalls geometrieunabhängig. Zu kleineren Aperturen hin setzen Streueffekte an der Oxidapertur ein, die η_d senken und j_{th} erhöhen (vgl. Kapitel 3.4).

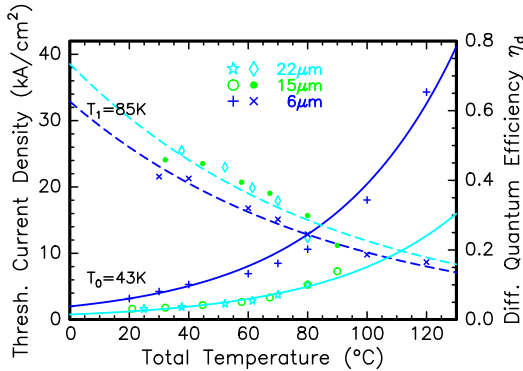


Abbildung 3.7: Schwellstromdichte j_{th} und differentieller Quantenwirkungsgrad η_d für eine VCSEL-Serie mit einem aktiven Durchmesser von 6, 15, 22 μm . Die Daten wurden den Isothermen der cw-Messungen aus Abb. 3.6 entnommen. Man erhält geometrieunabhängige Werte $T_0 = 43\text{ K}$, $T_1 = 85\text{ K}$. Die Referenzwerte $j_{th,ref}$ und $\eta_{d,ref}$ bei $T_{ref} = 20^\circ\text{C}$ für Gl. (3.5, 3.4) sind für Aperturen $\geq 15\ \mu\text{m}$ ebenfalls geometrieunabhängig. Zu kleineren Aperturen hin setzen Streueffekte an der Oxidapertur ein, die j_{th} erhöhen und η_d senken (vgl. Kap. 3.4).

Nachdem nun der $\eta_d(T)$ und der $j_{th}(T)$ -Verlauf bekannt ist, kann man $T(I)$ nach Gl. (3.8) simulieren. Das Ergebnis für die VCSEL-Apertur-Serie ist als Linie in Abb. 3.8 zu sehen. Die untere Abbildung die die Temperatur-Stromdichte-Abhängigkeit beschreibt, zeigt, daß sich der VCSEL mit der kleinsten Apertur am schwächsten aufheizt. Obwohl die thermische Impedanz wächst wenn die Bauteilgröße abnimmt, wird der Temperaturanstieg für eine gegebene Stromdichte tatsächlich kleiner bei Reduzierung der Bauteilgröße. Wenn man dagegen diesen Temperaturanstieg über den Strom statt über die Stromdichte aufträgt wie im Bild oben, steigt beim größten VCSEL die innere Temperatur am wenigsten an. Das Temperaturbilanzmodell erklärt diesen Unterschied zwischen der $T(j)$ und $T(I)$ -Abhängigkeit. Um die wesentlichen Zusammenhänge zu verdeutlichen, kann man Gl. (3.8) und (3.9) durch Näherungen vereinfachen. Der thermische Widerstand von Gl. (3.12) hängt für $D_s \gg D_a$ und $D_s^2/4 \gg h_g$ im wesentlichen reziprok vom Durchmesser der Oxidapertur ab. Nimmt man an, daß der elektrische Widerstand von Kap. 3.3

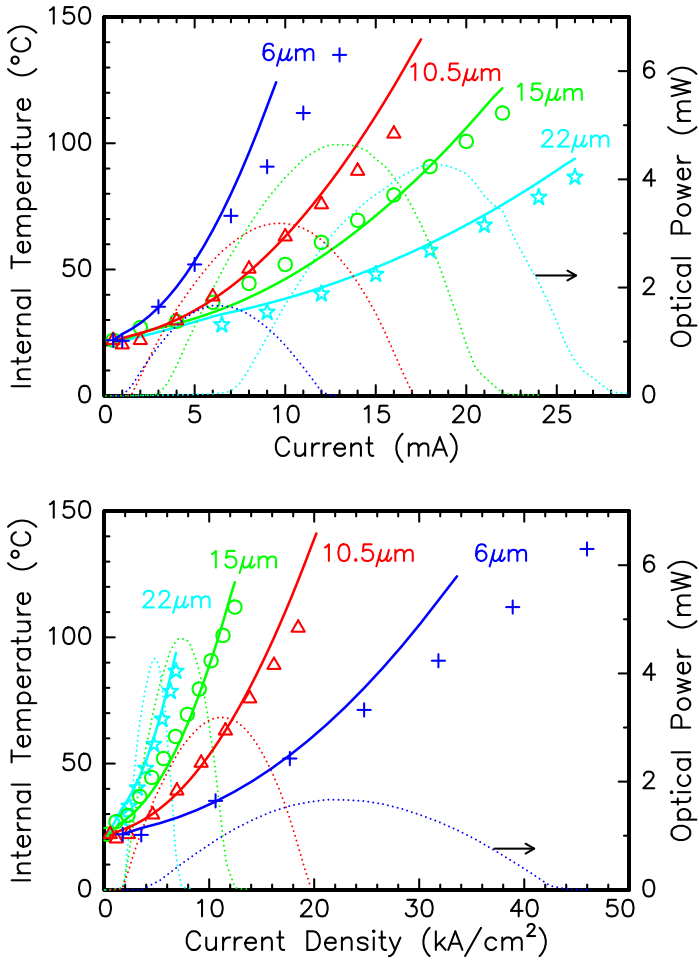


Abbildung 3.8: Simulationsergebnis für die interne Lasertemperatur als Funktion des Stroms und der Stromdichte für unterschiedliche Aperturweiten im cw-Betrieb von 660 nm VCSEL (m3378) bei 20°C. Der Mesadurchmesser D_s beträgt ca. 70 μm. (Punkte: Messung, Linien: Simulation). Zur Orientierung ist auch die gemessene optische Leistung rechts aufgetragen.

| | |
|----------|-------------------------------------|
| I_{th} | $\sim D_a^2$ |
| R_{th} | $\sim D_a^{-1}$ |
| R_{el} | $\sim D_a^{-1}$ und $\sim D_a^{-2}$ |

Tabelle 3.1: Größenabhängigkeit der charakteristischen Größen Schwellstrom I_{th} , differentieller Widerstand R_{el} und thermischer Widerstand R_{th} für VCSEL des aktiven Durchmessers D_a .

grob mit $1/D_a$ und $1/D_a^2$ skaliert, dann hat die Temperaturerhöhung die einfache Form

$$\begin{aligned}
 T_{internal}(I, D_a) - T_{hs} &\approx R_{th}(D_a) \cdot R_{el}(D_a) \cdot I^2 + R_{th}(D_a) U_0 I \\
 &\approx \frac{c_1}{D_a} \cdot \frac{c_2}{D_a} \cdot I^2 + \frac{c_1 U_0}{D_a} I, \quad (3.10)
 \end{aligned}$$

$$T_{internal}(j, D_a) - T_{hs} \approx \frac{c_1}{D_a} \cdot \frac{c_2}{D_a} j^2 \pi^2 \left(\frac{D_a}{2} \right)^4 + \frac{c_1 U_0}{D_a} j \pi \left(\frac{D_a}{2} \right)^2, \quad (3.11)$$

wobei c_1 und c_2 von Bauteilgeometrie, Strom bzw. Stromdichte und Temperatur unabhängig sind. Bei gleicher Stromdichte ist also die Temperaturerhöhung niedriger in kleineren Bauteilen. Folglich können kleinere VCSEL zu höheren Stromdichten hin betrieben werden ehe die optische Leistung ihr Maximum erreicht und wieder abnimmt. Die Stromdichte ist zum Vergleich verschiedener Aperturgrößen meist besser geeignet als der Strom, da sie geometrieunabhängig ist und zur Photonendichte (Gl. (3.31)) und Verstärkung (Gl. (3.30), (3.28)) proportional ist. Für die kleinste Apertur, bzw. für das größte Verhältnis von passivem zu aktivem Bauteildurchmesser (D_s/D_a), ist also das Erwärmungsverhalten am günstigsten.

Das Simulationsergebnis für die $P(I)$ -Kurven nach Gl. (3.3) ist in Abb. 3.9 dargestellt. Für VCSEL mit Aperturen von 15 und 22 μm weist die Simulation eine gute Annäherung an die Messung auf. Bei 10.5 μm weicht die maximale Ausgangsleistung der Simulation von der Messung ab. Wahrscheinlich ist $\eta_{d,ref}$ von 10.5 μm schon von Streueffekten beeinträchtigt (vgl. Abb. 3.7).

Bei 6 μm fällt die optische Leistung zu höheren Strömen hin schneller ab als im gemessenen Fall. Der durch Gl. (3.7) genäherte $U(I)$ -Verlauf von Abb. 3.15 stimmt bei hohen Strömen wegen der starken Krümmung der 6 μm Kurve nicht mehr überein. Die Spannung wird in der Theo-

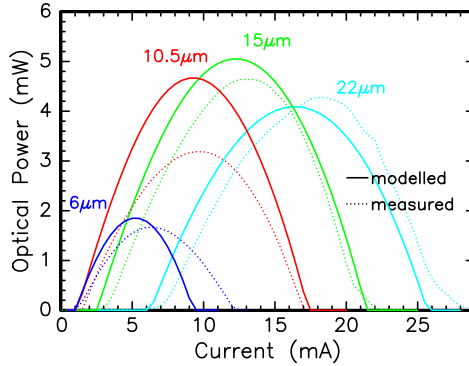


Abbildung 3.9: Licht-Strom Kennlinien für VCSELs mit 6, 10.5, 15 und 22 μm Oxidaperturen unter den gleichen Bedingungen wie in Abb. 3.8. Die durchgezogenen Linien zeigen das Simulationsergebnis für die $P(I)$ -Kurven. Unterhalb von 13 μm erhält man richtige Ausgangsleistungen nur, wenn man zusätzlich geometrieabhängig Streueffekte in $\eta_{d,ref}$ und $I_{th,ref}$ berücksichtigt, was hier bei der 10.5 μm Theoriekurve versäumt wurde. Für mittlere Aperturgrößen (hier 15 μm bei einer Mesa von 70 μm) ist die Ausgangsleistung am größten.

rie überschätzt. Deshalb ist P_{diss} größer und das elektrische Aufheizen stärker als in der Messung, was man auch in Abb. 3.8 sieht.

Für maximale optische Leistung ist eine mittlere Aperturgröße am besten. Zu kleinen Aperturen hin begrenzt die schlechtere Wärmeabfuhr über die thermische Leitfähigkeit mit grob genähert $\sim D_a$ (Gl. 3.12) die Ausgangsleistung. D.h. für den Fall kleiner Aperturen verläuft die maximale Ausgangsleistung P_{max} ungefähr linear mit der Aperturgröße. Zu großen Aperturen und damit auch großen Pumpströmen hin dominiert dagegen die dissipierte elektrische Leistung mit ihrer Wärmeerzeugung durch den elektrischen Widerstand. Die dissipierte Leistung steigt annähernd quadratisch zum Strom an $P_{diss} \approx R_{el} \cdot I^2$. Mit $R_{el} \sim 1/D_a$ und $I \sim D_a^2$ heißt das, daß $P_{diss} \sim D_a^3$. Deswegen gibt es keinen weiteren linearen Anstieg von $P_{max}(D_a)$ im Fall großer Aperturen. P_{max} sinkt sogar mit D_a wieder, da P_{diss} immer mehr überhand nimmt.

Dieses Modell kann also den Kennlinienverlauf von $P(I)$ und $T(I)$ bzw. $T(j)$ erklären und Vorhersagen zu anderen Geometrien und Außen-

temperaturen treffen, wenn auch bei kleinen Aperturen unterhalb von $13\ \mu\text{m}$ zusätzlich Streueffekte in Form von $\eta_{d,ref}(D_a)$ und $j_{th,ref}(D_a)$ eingebaut werden müssen und der Spannungsverlauf recht stark vereinfacht wurde.

Außentemperatur

Das VCSEL-Verhalten degradiert mit steigender Temperatur. In Abb.

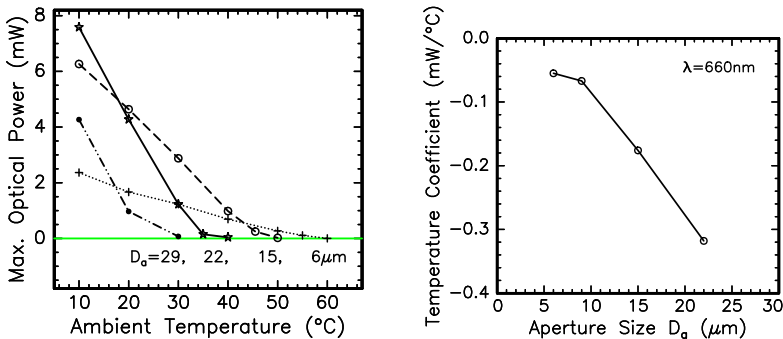


Abbildung 3.10: Außentemperaturverhalten eines dc betriebenen 660 nm VCSELs (m3378) mit nahezu konstantem Mesadurchmesser $D_s \approx 70\ \mu\text{m}$. Mit kleinen Stromaperturen D_a wird die optische Ausgangsleistung zunehmend temperaturstabiler.

3.10 ist die Degradation des Maximums der Ausgangsleistung (höchster Punkt des rollover) mit der Außentemperatur zu sehen. Braucht man leistungsstarke VCSEL sind wie in Abb. 3.9 mittlere Aperturgrößen von $15\text{--}22\ \mu\text{m}$ günstig. Ist eine Anwendung bei hohen Außentemperaturen und Temperaturstabilität gefragt, fällt die Wahl auf kleine Aperturen. Wie in Abb. 3.8 unten erweisen sich kleine Aperturen auch bei hohen Außentemperaturen als diejenigen mit besserem Temperaturbudget.

Um die Temperaturstabilität weiter zu verbessern, kann man absichtlich die Resonatormode langwellig gegenüber dem Verstärkungsmaximum bei Raumtemperatur verstimmen z.B. durch entsprechende Wahl der Position auf dem Substrat (vgl. Kap. 2.2). Die Degradation durch höhere Temperaturen läßt sich so teilweise kompensieren, da sich die Verstärkung ($\sim 0.12\ \text{nm/K}$, aus Photolumineszenzmessung, verursacht durch die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke) zu

längeren Wellenlängen ungefähr dreimal schneller bewegt als die Mode (0.04 nm/K, verursacht durch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex, vgl. vorne S. 32) und somit auf die Resonatormode zu- statt auseinanderläuft mit höherer Temperatur. Ein VCSEL mit langwellig verstimmter Resonatormode hat jedoch schlechtere Modulationseigenschaften durch eine kleinere differentielle Verstärkung (s. Kap. 4.2.4). Da die Emissionswellenlänge des VCSEL der Cavity-Resonanz (Resonatormode) folgt, ist ein VCSEL was die Verschiebung der Wellenlänge betrifft deutlich temperaturstabiler als ein Kantenemitter, dessen Emissionswellenlänge sich nach der Lage der Verstärkung richtet.

Um die maximal mögliche Außentemperatur zu bestimmen, d. h. die intrinsische Temperaturgrenze des AlGaInP-Materialsystems, und um die einzelnen Effekte zu trennen (vgl. Abb. 3.2), die für die begrenzte Leistung verantwortlich sind, haben wir unsere roten VCSEL unter äußerst kurz gepulstem Betrieb untersucht. Auf diese Weise soll eine Erwärmung durch ohmsches Heizen des Betriebsstroms vermieden werden, so daß die Umgebungstemperatur gleich der Temperatur im Bauteil ist.

Wir haben die VCSEL mit Pulsweiten von $0.3 \mu\text{s}$ und einer Wiederholfrequenz von 200 Hz betrieben (gemeinsame Messung mit R. Butendeich, B. Raabe, R. Roßbach). Die Zeit, die die dissipierte Wärme zum Ausbreiten bräuchte, liegt im Bereich $1 \mu\text{s}$ [Hasnain91]. Aufgenommen wurden $P(I)$ -Kurven bei verschiedenen Umgebungstemperaturen. Eine Heizplatte führt die Wärme von außen dem auf einem Kupferblock montierten VCSEL zu. Für die Stromzufuhr wird die Stromquelle ILX Lightwave LDP-3811 verwendet. Eine Si-Photodiode nimmt das VCSEL-Licht auf und ein Oszilloskop zeigt die Licht- und Spannungspulse an. Um möglichst schöne Pulsformen von Licht und Spannung zu erhalten wurde der VCSEL nicht wie bei Gleichstrommessungen üblich über einen langen Manipulatorarm mit Nadel, sondern per kurzem Bonddraht kontaktiert. Außerdem wurde der VCSEL über einen externen Schaltkreis angesteuert, der dem großen Widerstand des VCSEL (bei niedrigen Temperaturen weit über 50Ω , s. Abb. 3.15) mit einem parallel geschalteten Widerstand entgegenwirkt. Der Strom, der diesem Schaltkreis zugeführt wird, ist in Abb. 3.11 aufgetragen - nicht der Strom durch den VCSEL. In dieser Abbildung ist das Ergebnis für einen VCSEL der 670 nm-Struktur m3385 mit einem äußeren Mesadurchmesser von $40 \mu\text{m}$, einem Aperturdurchmesser von $9 \mu\text{m}$ und einer Fensterweite von $15 \mu\text{m}$ dargestellt.

Sobald eine Schwelle in der $P(I)$ -Kurve klar erkennbar war, wurde die Messung abgebrochen. Durch die Beanspruchung bei starker ther-

mischer Belastung, also hoher Temperatur und hohem Injektionsstrom, kann der VCSEL irreparabel beschädigt werden, so daß die Kennlinien degradieren. Das würde die Meßreihe verfälschen. Daher wurde der VCSEL nur kurz der Belastung ausgesetzt. Im gepulsten Betrieb ist Lasertätigkeit weit über 100°C bis zu Temperaturen von 150°C von dem 670 nm VCSEL zu sehen. So konnten wir das hohe Temperaturpotential des AlGaInP-Materialsystems zeigen ([Schweizer03], [Rossbach03]). Dieser Wert entspricht auch den Erwartungen des vorangegangenen Gleichstromexperiments. 660 nm VCSEL weisen dort Lasertätigkeit bis zu inneren Temperaturen von $T_{off} = 95^{\circ}\text{C}$ - 123°C auf (Abb. 3.8, 3.9 bzw. laut Isothermendarstellung von Abb. 3.6). Im Fall von 650 nm VCSEL wird die innere Temperatur $T_{off} = 72^{\circ}\text{C}$ - 110°C gemessen (Abb. 4.17). Mit kürzer werdender Wellenlänge macht sich die niedrigere Banddiskontinuität des AlGaInP bemerkbar. Elektronen gehen leichter den Quantenfilmen verloren und die maximal mögliche Lasertemperatur sinkt. Die Werte aus dem Gleichstromexperiment müssen eher noch etwas nach oben korrigiert werden. In diesem Experiment wird der Temperaturgradient des heißen Bereichs um die Quantenfilme und die Oxidaperatur zu den kälteren Regionen der äußeren Braggspiegel vernachlässigt. Mit der Wellenlängenverschiebung mißt man eine mittlere Bauteiltemperatur und unterschätzt dabei die wahre innere Temperatur im aktiven

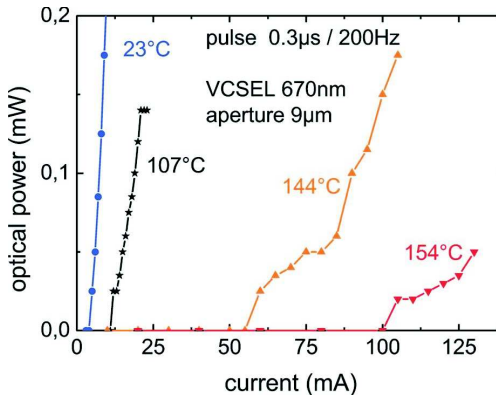


Abbildung 3.11: $P(I)$ -Kurven eines gepulst betriebenen 670 nm VCSELs bei verschiedenen Wärmesenketemperaturen. Lasertätigkeit ist bis 154°C zu sehen und zeigt damit das Temperaturpotential des Materialsystems.

Bereich. Diese Ergebnisse zeigen, daß dc-lasing bei hohen Außentemperaturen erhalten werden kann wie es für viele Anwendungen erforderlich ist, solange die innere Temperatur nahezu auf die Umgebungstemperatur außerhalb des Lasers gesenkt werden kann. Weitere Verbesserungen in der Wärmeerzeugung und in der Wärmeabfuhr aus dem Bauteil sollten es ermöglichen, das Temperaturpotential des Materialsystems noch besser auszuschöpfen und über die 60°C Außentemperatur im Fall des 660 nm VCSEL im Gleichstrombetrieb von Abb. 3.10 hinauszukommen. Für die Reduktion der Wärmeerzeugung wurde in diesen VCSELn von der Epitaxie her bereits der elektrische Widerstand mittels gradueller Grenzflächen in den Halbleiterspiegeln gesenkt ([Lear96], [Buten03]). Das Bauteildesign betreffend konnte durch Strom- und Wärmespreizung in der stark verbreiterten Mesa oberhalb der Apertur und durch geeignete Wahl von D_a die Wärmeerzeugung und -abfuhr verbessert werden, wie in diesem Kapitel beschrieben wird. Ebenfalls bereits umgesetzt ist in diesen VCSELn die große Kontaktfläche von Kap. 2.1.1 für eine Steigerung der Wärmeabfuhr. Weitere Methoden die innere Erwärmung zu verbessern, wäre z.B. die Kontaktschichtdicke durch Galvanisieren zu vergrößern [Wipie96] oder den VCSEL mit der epitaktischen Seite statt der Substratseite nach unten zu montieren und das Licht auf der Substratseite austreten zu lassen. Bei infrarot VCSELn ist dieses Verfahren schon etabliert [Grabherr99]. Bei rot emittierenden VCSELn tritt die zusätzliche Schwierigkeit auf, daß das absorbierende GaAs-Substrat entfernt werden muß. Diese Montiertechnik sorgt für eine hocheffiziente Wärmeabfuhr aus dem Bauteil, da die Wärmesenke nahe dem p-Braggstapel ist, der mit dem Elektronenleckstrom und den weniger beweglichen Löchern die Haupthitzequelle ist. Außerdem ist die Stromdichteverteilung homogener. Um den Vorteil kleiner Schwellströme und damit eines hohen Konversionswirkungsgrads zu nutzen, aber trotzdem auch hohe Leistungen zu erhalten sind zweidimensional dicht angeordnete und parallel betriebene VCSEL geeignet ([Grabherr99], [Chua97], [Corbett00]). Erzeugt man die Oxidapertur dabei über Löcher wie in [Chua97], [Corbett00] bleibt viel epitaktisches Material über der Oxidapertur erhalten, das die Wärme quer verteilt. Die Wärmeerzeugung kann auch mit Delta- oder Modulationsdotierung noch weiter reduziert werden, die die Photonenreabsorption durch freie Ladungsträger in den Spiegeln und den elektrischen Widerstand verringert [Koji93]. Dazu wurde bereits angefangen die p-Dotierung der VCSEL auf Kohlenstoff umzustellen. Die VCSEL hier sind aber noch Zn-dotiert. Mit Kohlenstoff sind im Gegensatz zu Zn hohe Dotierkonzentrationen [Choquet96] mit gleichzeitig sehr niedriger Diffusion [Cunning89] erreichbar. So läßt sich der Dotierstoff akkurat im

optischen Knoten des Stehwellenfelds plazieren.

3.2 Thermischer Widerstand

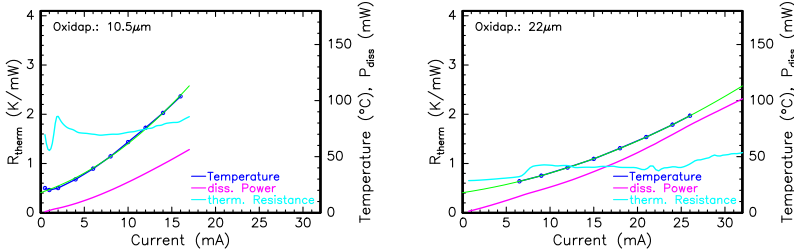


Abbildung 3.12: Dissipierte elektrische Leistung und dadurch entstandene Temperaturerhöhung im VCSEL aus Wellenlängenverschiebungsmessungen. Im Fall eines 10.5 µm-VCSELs erhält man daraus ein $R_{th} = 1.62 \text{ K/mW}$, für 22 µm ein $R_{th} = 0.93 \text{ K/mW}$. Die Änderung von R_{th} im rechten Bild bei 7.2 mA und 27 mA gibt den Übergang zu Lasern bzw. das Ende der Lasertätigkeit an.

Kennt man den thermischen Widerstand der Bauteile, lässt sich aus der dissipierten Leistung die erwartete Erwärmung des VCSEL vorher-sagen

$$\Delta T = R_{th} \cdot \Delta P_{diss}.$$

Die dissipierte Leistung ist aus den U - I -Kennlinien abzüglich der optischen Leistung bekannt. Um umgekehrt erst einmal den thermischen Widerstand zu bestimmen, wurde die aus der Wellenlängenverschiebung erhaltene Temperaturerhöhung ausgewertet [Paoli75]. In Abb. 3.12 sind die mit den Ableitungen $R_{th} = \frac{dT}{dI} / \frac{dP_{diss}}{dI}$ erhaltenen Werte für einen 10.5 µm Apertur VCSEL links und rechts für einen 22 µm Apertur VCSEL der 660 nm Struktur m3378 dargestellt. Innerhalb des Strombereichs mit Laseremission ist R_{th} ungefähr konstant bezüglich des Stroms. Durch ihre kleine Größe haben VCSEL relativ hohe thermische Widerstände.

Die Abhängigkeit des thermischen Widerstands von der VCSEL-Geometrie wird mit der Lösung der 2-dimensionalen Wärmeleitungsgleichung [Nakwas92] für zylindrische Symmetrie beschrieben

$$R_{th}(D_a, D_s, h_g) = \frac{dT}{dP_{diss}} = \frac{4 h_g}{\pi \lambda_c D_s^2} + \frac{1}{2 \lambda_c D_a} \cdot \left(1 - \frac{D_a}{D_s}\right)^{3/2}. \quad (3.12)$$

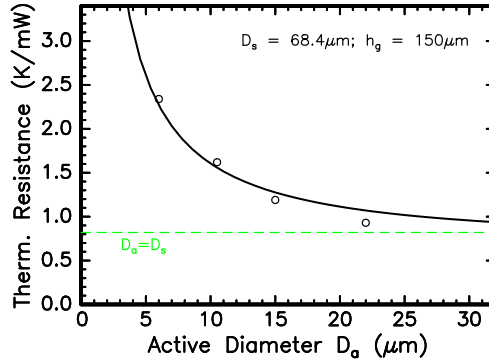


Abbildung 3.13: Gemessene thermische Widerstände von VCSEL unterschiedlicher Stromapertur. Die Anpasskurve liefert eine spezifische therm. Leitfähigkeit von $50 \text{ W}/(\text{Km})$.

Der erste Summand stellt den quasi eindimensionalen Wärmefluß durch die Mesafläche dar. Der zweite Summand kennzeichnet die Wirkung der Oxidapertur auf den thermischen Widerstand. Im Fall sehr großer Mesen ist dieser Summand dominant und $R_{th} \propto 1/D_a$. Er steht für die laterale Wärmespreizung. Bei großen Flächen ist eine gute Wärmeabfuhr möglich. Allerdings führen große Pumpflächen zu großen Strömen und schlechtem Konversionswirkungsgrad. Mit Einführung einer Oxidapertur sorgt das Mesahalbleitermaterial über der engen Oxidapertur für eine Querverteilung der Wärme und die Apertur hält gleichzeitig den Pumpstrom klein, der eine Heizquelle ist. In Abb. 3.13 sind die aus den Meßwerten ermittelten thermischen Widerstände über der Stromapertur D_a aufgetragen. Die Bauteildicke h_g beträgt $150 \mu\text{m}$ und der Mesadurchmesser D_s ca. $68.4 \mu\text{m}$. Die Theoriekurve läßt sich gut an die Meßpunkte anpassen. Der VCSEL bei $22 \mu\text{m}$ hat einen größeren Mesadurchmesser von $71.7 \mu\text{m}$ und liegt deshalb unterhalb der Kurve. Für einen VCSEL mit SiO_2 -Isolationsschicht, einem Kontaktdesign wie in Kap. 2.1.1, Se- und Zn-Dotierung erhält man so als Anpassparameter eine spezifische thermische Leitfähigkeit von $50 \frac{\text{W}}{\text{K}\cdot\text{m}}$ (Diese VCSEL waren nicht auf einen Kupferblock aufgeklebt). In [Blake82] wird ein ähnlicher Wert von $\lambda_c = 44 \frac{\text{W}}{\text{K}\cdot\text{m}}$ für GaAs angegeben.

Wendet man Gl. (3.12) für unterschiedliche D_a und D_s an, erhält man

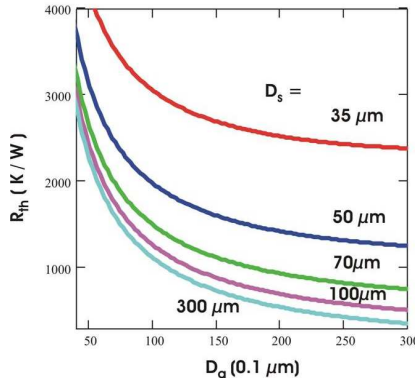


Abbildung 3.14: Berechnete thermische Widerstände von VCSEL unterschiedlicher Stromapertur D_a und Mesa D_s .

Abb. 3.14. Für $D_a > 30 \mu m$ und $D_s > 150 \mu m$ erfolgt keine wesentliche weitere Verbesserung der Wärmeabfuhr aus dem Bauteil. Eine strenge Begrenzung der Wärmeabfuhr ist für $D_s < 50 \mu m$ vorhanden. Große Mesaweiten erzeugen allerdings eine große parasitäre Oxidkapazität (s. Kap. 4.1.2 und 4.2.2), die das Modulationsverhalten beeinträchtigt. Ihr kann man mit anderem Aperturdesign, dicker und spitz zulaufend, entgegenwirken.

3.3 Elektrischer Widerstand

Elektr. Widerstand abhängig vom Strom

Bei einem Pumpstrom unterhalb des Schwellstroms der Laserdiode läßt sich die Strom-Spannungscharakteristik im stationären Betrieb durch eine ideale Diode (Shockley Gleichung [Casey78]) mit einem Ohmschen Widerstand in Serie beschreiben. Dieses Verhalten stammt vom pin-Übergang und den Schicht- bzw. Kontaktwiderständen

$$I = I_{sperr} \left[e^{\frac{q}{mk_B T} (U - R_{el} I)} - 1 \right], \text{ für } I < I_{th}. \quad (3.13)$$

Nach U aufgelöst:

$$U = \frac{mk_B T}{q} \ln \left(\frac{I}{I_{sperr}} + 1 \right) + R_{el} I. \quad (3.14)$$

Der differentielle Widerstand ist somit:

$$R_{diff} = \frac{dU}{dI} = \frac{mk_B T}{q} \cdot \frac{1}{I + I_{sperr}} + R_{el} \quad . \quad (3.15)$$

I_{sperr} ist der Sperrstrom und m der Idealitätsfaktor der Diode. q ist die Elementarladung und k_B die Boltzmann-Konstante.

Beim Einsetzen der Lasertätigkeit gilt Gleichung (3.13) nicht mehr. Bei Lasertätigkeit regen die über der Schwelle injizierten Ladungsträger stimulierte Photonen an. Die Ladungsträgerdichte und die Quasi-Fermi-Niveaus in der aktiven Zone bleiben konstant auf ihrem Schwellwert oberhalb der Schwelle. Die Spannung der idealen pin-Diode U_d , die gleich dem Abstand der Quasi-Fermi-Niveaus ist, ändert sich ebenfalls nicht. Die weiter erhöhte Spannung fällt am Serienwiderstand der Laserdiode ab

$$U(I, T) = U_d + R_{el}(T) \cdot I \quad , \text{ für } I > I_{th} \text{ oder}$$

$$U(I) = U_{th} + R_{el}(I - I_{th}) \quad , \text{ für } I > I_{th} \quad (3.16)$$

mit $U_{th} = U_d + R_{el}I_{th}$.

Eine Tangente an die gemessene $U(I)$ -Kurve im Schwellpunkt liefert laut Abb. 3.5 links ein $U_d = 1.9$ V. Wie laut Laserbedingung nach Bernard und Duraffourg für die Besetzungsinversion der Ladungsträger nötig, ist die Aufspaltung der Quasi-Fermi-Niveaus U_d damit größer als die zur Emissionswellenlänge von ca. 660 nm gehörende Übergangsenergie von 1.88 eV. Der Spannungsabfall am gesamten VCSEL-Bauteil bewegt sich in Abb. 3.15 im Bereich 1.8-3.6 V. VCSEL mit kleinen Aperturen haben einen größeren Widerstand und daher einen höheren Spannungsabfall als VCSEL mit großen Aperturen.

Der differentielle Widerstand ändert seinen Kurvenverlauf deutlich beim Übergang normaler pin-Diode zu Laserdiode an der Schwellstromdichte von ca. 2 kA/cm² bzw. 4.2 kA/cm² beim streubeeinflussten 6 μm VCSEL (vgl. Abb. 3.23). (Die Schwellstromdichten von Abb. 3.7 liegen bei 20°C etwas niedriger, woraus man schließen kann, daß die Schwellwerte hier bereits durch das zusätzliche Heizen des Stroms leicht erhöht sind.) Ein weiterer Knick im R_{diff} -Kurvenverlauf ist beim Übergang Laser zurück zur pin-Diode vorhanden, wenn der VCSEL aufgrund der starken Hitzeentwicklung im Betrieb die Lasertätigkeit wieder einstellt (vgl. $P(j)$ -Kennlinien in Abb. 3.8 unten). Im pin-Dioden-Bereich nimmt $R_{diff}(j)$ hyperbolisch ab, wie nach Gl. (3.15) erwartet. Im Laserbereich sollte $R_{diff}(j)$ gleich dem Ohmschen Widerstand R_{el} und damit konstant sein (Gl. (3.16)). Dies ist allerdings in Abb. 3.15 nicht der Fall.

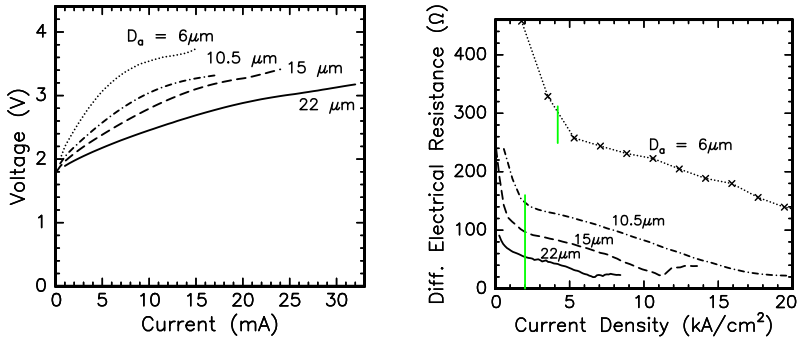


Abbildung 3.15: Links: Gemessene Spannungs-Strom Kennlinien ($U-I$) für VCSEL mit 6, 10.5, 15 und $22 \mu\text{m}$ Oxidaperturen und einer Mesa von ca. $70 \mu\text{m}$ der Struktur m3378. Rechts: Zugehörige differentielle Widerstände dU/dI . Der differentielle Widerstand ändert seinen Kurvenverlauf beim Übergang zu Laseremission bei einer Schwellstromdichte von ca. $2 \text{ kA}/\text{cm}^2$ bzw. $4.2 \text{ kA}/\text{cm}^2$ im Fall des streubeeinflussten $6 \mu\text{m}$ VCSEL (vgl. Abb. 3.23).

Zum einen sorgt die zunehmende Eigenerwärmung zu hohen Betriebsströmen hin dafür, daß der Widerstand des Halbleiter-VCSEL wegen der Temperatur sinkt. Bei einem VCSEL verkleinert sich typischerweise der elektrische Widerstand bei steigender Temperatur, was aus temperaturabhängigen Pulsmessungen bekannt ist. Zum anderen geht der Einfluß von Heteroübergängen der vielen Spiegelschichten mit ein. Bei diesen VCSELn sind die Heterobarrieren noch nicht so weit optimiert, daß sie ein nahezu ideal Ohmsches Widerstandsverhalten aufweisen.

Abhängig von der Außentemperatur sind $U(I)$ -Kurven in Abb. 3.5 zu sehen. Bei höheren Temperaturen wird erwartungsgemäß der Spannungsabfall etwas geringer.

Elektr. Widerstand abhängig von der VCSEL-Geometrie

Die einzelnen Komponenten des elektrischen Bauteilwiderstands wurden genauer untersucht, um die Hauptquelle des Ohmschen Heizens ausfindig zu machen. Der VCSEL läßt sich dazu in 6 Bereiche einteilen: (Mit ρ wird der spezifische elektrische Widerstand bezeichnet und mit ρ^* der Kontaktwiderstand pro Fläche. Die Benennung von Längen und Weiten

ist in Abb. 3.16 links zu sehen.)

- Der Kontaktwiderstand $R_{con,p}^{el}$ zwischen p-Kontakt und Halbleiter. Er variiert umgekehrt proportional zur Kontaktfläche. Die Kontaktfläche ist beim VCSEL ringförmig.

$$R_{con,p}^{el} = \frac{\rho_{con,p}^*}{\pi(D_s/2)^2 - \pi(D_s/2 - Ring)^2} \quad (3.17)$$

- Der Widerstand R_{p1}^{el} der Halbleiterschichten vom Kontakt bis zur Verengung der Apertur. Er wird mittels Integration über das p-Zuleitungsvolumen errechnet unter der Annahme, daß der Strom vom p-Ringkontakt (Weite D_s , Ringbreite $Ring$) zur Apertur (Weite D_a) linear spreizt.

$$R_{p1}^{el} = \int \frac{\rho}{A(l)} dl$$

$$= \frac{\rho_p l_{p1}}{\pi D_a (D_s - Ring)} \cdot \left(2 + \ln \left(\frac{D_s}{Ring} - 1 \right) \right) \approx \frac{4 \rho_p l_{p1}}{\pi D_a D_s} \quad (3.18)$$

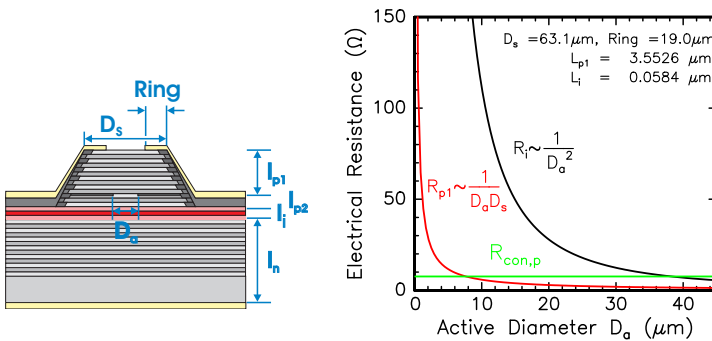


Abbildung 3.16: Bemessung des VCSELs (links). Der el. Gesamtwiderstand des VCSELs setzt sich zusammen aus p-Kontaktwiderstand $R_{con,p}$, aus $R_{p1} + R_{p2}$ im p-dotierten Bereich, R_i im undotierten Bereich, R_n und $R_{con,n}$ im n-dotierten Bereich mit n-Kontaktwiderstand. Die drei größten Beiträge sind rechts abhängig von der Aperturweite dargestellt.

- Der Widerstand R_{p2}^{el} des Wegs durch die restlichen 190 nm des p-Spiegels und des p-dotierten Bereichs der Cavity.

$$R_{p2}^{el} = \frac{\rho_p l_{p2}}{\pi(D_a/2)^2} \quad (3.19)$$

- Der Widerstand R_i^{el} der undotierten Halbleiterschichten. Man kann annehmen, daß der Strom sich hier nur wenig aufspreizt, da das Stromdichteprofil umso besser erhalten bleibt, je höher der spezifische Widerstand der Schichten ist [Casey78].

$$R_i^{el} = \frac{\rho_i l_i}{\pi(D_a/2)^2} \quad (3.20)$$

- Der Widerstand R_n^{el} des n-dotierten Bereichs der Cavity und der n-Spiegelschichten bis zum n-Kontakt. Hier tritt wieder Stromspreizung von Aperturweite zu n-Kontakt (Weite D_b) auf.

$$R_n^{el} = \frac{4\rho_n l_n}{\pi D_a D_b} \quad (3.21)$$

- Der Kontaktwiderstand $R_{con,n}^{el}$ zwischen n-Kontakt und Halbleiter.

$$R_{con,n}^{el} = \frac{\rho_{con,n}^*}{\pi(D_b/2)^2} \quad (3.22)$$

Zur Charakterisierung der epitaktischen Schichtstrukturen werden auch u.a. Hallmessungen durchgeführt [Buten03]. Im Verlauf der Hallmessungen ergibt sich für die spezifischen Widerstände der Se- und Zn-dotierten Spiegel $\rho_n \approx 2 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}$ ($n_e \approx 1 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$) und $\rho_p = 0.08 \Omega\text{cm}$ ($n_h = 2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$). Die elektrischen Widerstände für den n-dotierten Bereich und den n-Kontakt sind wegen des großen Durchmessers von D_b vernachlässigbar klein. Mit ρ_p sind R_{p1}^{el} und R_{p2}^{el} im p-Spiegel berechenbar (s. Abb. 3.16 rechts). Aus ‘transmission line measurements’ (TLM) ist der Kontaktwiderstand pro Fläche $\rho_{con,p}^* = 2 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ bekannt, womit auch $R_{con,p}^{el}$ berechenbar ist. Damit fehlt noch ρ_i bzw. R_i^{el} . Für die Bestimmung des Widerstands R_i^{el} wurde eine Widerstandsserie von VCSELn unterschiedlicher Stromapertur D_a untersucht. Aus den U - I -Kurven der VCSEL von Abb. 3.15 wurde der differentielle Widerstand bei einer Stromdichte $j = 2 \text{kA/cm}^2$ abgelesen. Dieser Wert lag knapp über der Laserschwelle,

d.h. der VCSEL ist im Laserbetrieb und heizt sich andererseits bei kleiner Stromdichte noch kaum auf. Beim VCSEL mit $6\ \mu\text{m}$ und $9\ \mu\text{m}$ Apertur wurde der Widerstandswert allerdings bei einer höheren Stromdichte abgelesen, da die Schwelle durch Streueinfluß erhöht ist (Abb. 3.23). Diese Widerstände sind in Abb. 3.17 zu sehen. Durch

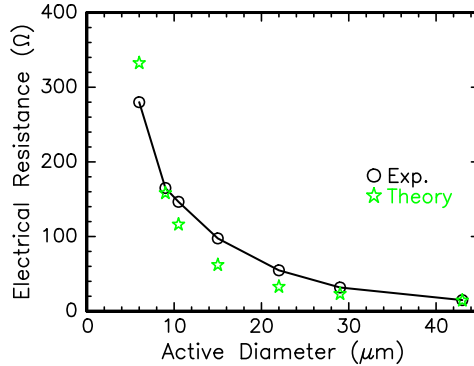


Abbildung 3.17: Vergleich aus U - I Meßkurven erhaltener Widerstandswerte (knapp über der Schwelle) mit berechneten Widerständen entsprechend der VCSEL-Geometrie. Bei bekanntem Kontaktwiderstand $\rho_{con,p}^* = 2 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ und spezifischem elektrischen Widerstand $\rho_p = 0.08 \Omega\text{cm}$ erhält man als Anpaßparameter $\rho_i = 15 \Omega\text{cm}$.

Anpassen theoretisch erwarteter Werte mit $R_{p1}^{el} + R_{p2}^{el} + R_{con,p}^{el} + R_i^{el}$ an die Meßwerte ergibt sich $\rho_i = 15 \Omega\text{cm}$. Die Ringbreite der VCSEL für die Meßreihe betrug $18.9 \pm 1.4 \mu\text{m}$ und die Mesa $D_s = 51.5 - 68.8 \mu\text{m}$. $R_{con,p}^{el}$ nimmt damit Werte zwischen 6.6Ω und 10.1Ω an. R_i^{el} hat mit $\rho_i = 15 \Omega\text{cm}$ am Gesamtbauteilwiderstand demnach den größten Anteil für Aperturen $< 35 \mu\text{m}$ (s. Abb. 3.16 rechts). Dieser ρ_i -Wert ist ziemlich hoch. Wahrscheinlich setzt sich der Restwiderstand nicht allein aus dem Widerstand des undotierten Bereichs zusammen. Einen weiteren Anlaß für einen erhöhten Widerstand stellt die Einschnürung des Strompfads durch die Oxidapertur dar und damit verbunden die Notwendigkeit der lateralen Stromspreizung. Die Situation direkt an der Apertur beschreibt die einfache lineare gleichmäßige Spreizung von R_{p1} wohl nicht ausreichend. Bei hohem lateralen Spreizwiderstand verursacht die Apertur wie in Abb. 3.18 zu sehen ist, direkt an der Apertur eine stark inhomogene Stromdichteverteilung. Vor allem am

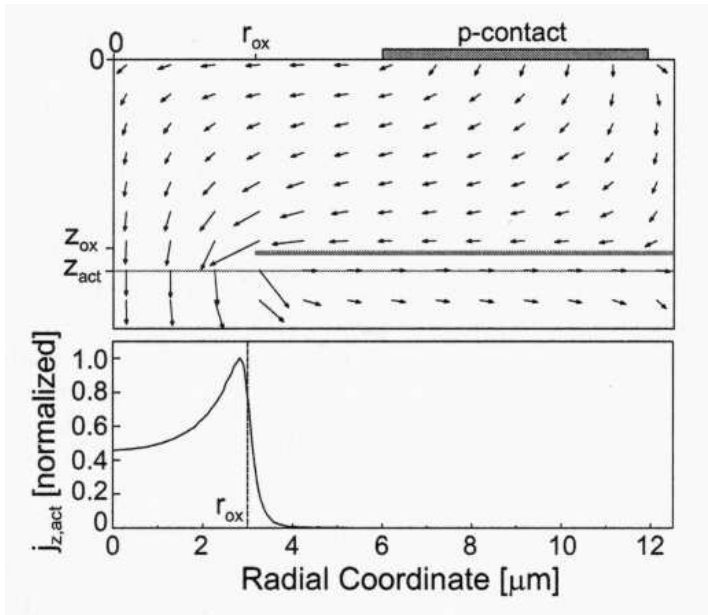


Abbildung 3.18: Vektorfeld der Stromdichte über der aktiven Zone. Der Strom im oberen DBR ist durch die Oxidapertur mit Radius r_{ox} eingengt. Er drängt sich an der Peripherie der Apertur, was auch im Stromdichteprofil unten deutlich zu sehen ist ([Eitel01], [Michal97]).

Rand der Stromapertur drängt sich der Strom. Für diese Vermutung spricht auch die gemessene Abhängigkeit $R_{el}(D_a)$ (Abb. 3.17). Die theoretische Anpassung an $R_{el}(D_a)$ hat einen zu hohen Anteil $\propto 1/D_a^2$. Das gemessene $R_{el}(D_a)$ ist flacher und könnte mit einem Restwiderstand von z.T. $\propto 1/D_a$ besser angepaßt werden. Der Widerstand durch die laterale Einschnürung sollte ungefähr mit dem Umfang der Apertur skalieren [Lear94]. Wie schon beim thermischen Widerstand läßt sich also der elektrische Widerstand mit größeren Durchmessern von Mesa und Apertur senken. Mit breiteren Mesen, das bedeutet mit breiterem Strompfad durch den p-Spiegel oberhalb der Stromapertur, konnte der Widerstand im oxidierten VCSEL reduziert werden. Eine große Mesafäche ermöglicht auch eine größere Ringkontaktfläche und damit einen kleineren p-Kontaktwiderstand. Bei einer Mesa von beispielsweise $70\mu\text{m}$ muß die Ringbreite mindestens $11\mu\text{m}$ betragen, um einen

Kontaktwiderstand $< 10\ \Omega$ zu erhalten. Damit verringert sich die Heizquelle im VCSEL. Die Wahl der Aperturweite darf jedoch nicht zu groß ausfallen, da sonst wie vorne beschrieben, die mit einhergehende Vergrößerung der dissipierten Leistung $P_{diss} \sim D_a^3$ wegen des großen Pumpvolumens die Situation wieder verschlechtert. Für ein kleineres ρ_i wäre der Einsatz von Deltadotierung (S. 45) zur Steigerung der lateralen Spreizleitfähigkeit denkbar.

Eine andere Methode mehr Aufschluß über die Widerstandsaufteilung im VCSEL zu erhalten, stellt die S_{11} -Streuparametermessung in Kap. 4.1.2 und 4.2.2 dar.

3.4 Differentieller Quantenwirkungsgrad und optische Streuverluste

Ratengleichungen:

Die Ratengleichungen beschreiben die zeitliche Änderung der Ladungsträgerdichte n und der Photonendichte s in den Quantenfilmen. Die Gleichungen simulieren stimulierte, spontane und Pumpvorgänge im Laser. Sie liefern das komplette Verhalten des Lasers, sowohl im stationären als auch im dynamischen Betrieb [Lau83]. In dieser Arbeit werden sie in drei Betriebsmodi verwendet. Die DC-Experimente in diesem Kapitel werden durch ihre stationären Lösungen beschrieben. Für die AC-Experimente in Kap. 4 und 5, bei denen der Strom mit kleiner Amplitude sinusförmig und mit großer Rechteckamplitude moduliert wird, verwendet man die dynamischen Ratengleichungen. Für einen VCSEL lassen die Ratengleichungen sich mit der Besonderheit des relativen Füllfaktors Γ_r der stehenden Welle folgendermaßen formulieren:

$$\frac{dn}{dt} = \eta_i \frac{I}{qV} - v_{gr}\Gamma_r g(n, s)s - \frac{n}{\tau} \quad (3.23)$$

$$\frac{ds}{dt} = \Gamma v_{gr}\Gamma_r g(n, s)s - \frac{s}{\tau_{ph}} + \Gamma\beta Bn^2 \quad (3.24)$$

$$\text{mit } V = \pi (D_a/2)^2 \cdot N_{qw}L_{qw} \quad (3.25)$$

$$\text{und } \frac{n}{\tau} = Bn^2 + An + \frac{n}{\tau_{leak}} = \frac{n}{\tau_{sp}} + \frac{n}{\tau_{nr}} + \frac{n}{\tau_{leak}} \quad (3.26)$$

Die Ladungsträgerdichte soll hier homogen in den Quantenfilmen verteilt sein und Mehrmodigkeit bleibt unberücksichtigt, um ein einfaches Gleichungssystem zu haben. η_i repräsentiert die Effizienz mit der der

Strom I injiziert wird. Sie gibt den Bruchteil des zugeführten Stroms an, der Ladungsträger liefert, die im aktiven Bereich rekombinieren. Es kann eine Strominjektionseffizienz η_i von ca. 0.8 angenommen werden ([Coldren95], [Eitel01]). V ist das aktive Volumen mit der Anzahl N_{qw} an Quantenfilmen der Dicke L_{qw} . D_a ist der Aperturdurchmesser. τ ist die Ladungsträgerlebensdauer. Sie wird bestimmt durch die monomolekulare Rekombinationsrate An , die hauptsächlich Defekt bedingt ist, und durch die strahlende bimolekulare Rekombinationsrate Bn^2 . Wenn Leckstrom auftritt, was bei hohen Temperaturen und hohen Strömen der Fall ist, muß man noch n/τ_{leak} dazuzaddieren.

Der spontane Emissionsfaktor β drückt den Bruchteil der gesamten spontanen Emission aus, der in die Lasermode eintritt. Mit

$$\beta = \frac{v_{gr}\Gamma_r g n_{pi}}{\eta_i \cdot Bn^2 / (Bn^2 + An) \cdot I/q} \quad (3.27)$$

aus [Coldren95] Kap. 4.4 läßt sich β abschätzen, wobei n_{pi} ein Besetzungsinversionsfaktor ist mit ~ 1.5 und die anderen Werte Tabelle 3.2, 3.3 und A, B Kap. 5 entnommen werden können. An der Schwelle nimmt β Werte zwischen $3.5 \cdot 10^{-4}$ und $0.7 \cdot 10^{-4}$ an für VCSEL mit Aperturen von $3.5\text{-}12 \mu\text{m}$. Näherungsweise wird β im folgenden als konstant mit $\beta = 0.0001$ betrachtet.

Linearisierung der Verstärkung:

$$g(n, s) = g(n) \cdot \frac{1}{1 + \varepsilon s} \approx \left. \frac{dg}{dn} \right|_{tr} (n - n_{tr}) \cdot (1 - \varepsilon s) \quad (3.28)$$

Die optische Verstärkung g ist von der Ladungsträger- und Photonen-dichte abhängig. Zum einen wird der Anstieg der optischen Verstärkung zu höheren Ladungsträgerdichten geringer. Der $g(n)$ -Verlauf wird hier durch eine Reihenentwicklung um die Transparenzladungsträgerdichte in erster Ordnung angenähert. Zum anderen reduzieren hohe Photondichten die optische Verstärkung. Dies wird mit dem an $g(n)$ multiplizierten Faktor in Gl. (3.28) erfaßt ([Lau93], [Tucker83]). Der Verstärkungskompressionsfaktor ε ist ein phänomenologischer Parameter, der die Verstärkungssättigung durch z.B. spektrales und räumliches Lochbrennen und Ladungsträgererwärmung beschreibt [Willat91]. Der Quantenfilmeinfang/entweich-Prozeß hängt stark mit der Ladungsträgererwärmung zusammen und kann auch als ein Verstärkungskompressionsbeitrag betrachtet werden [Rideout91]. Alle Effekte, die den räumlichen bzw. den energetischen Überlapp zwischen den Ladungsträgern und dem Lichtfeld variieren lassen und so den stimulierten Prozeß beeinflus-

sen, tragen zu ε bei. Aus arbeitsstromabhängigen Messungen von Klein-signalmodulationsspektren und einer Parameteranpassung an den Kurvenverlauf ihrer Resonanzfrequenzen und Dämpfungen werden in Kap. 4 Werte für dg/dn und ε gefunden.

Stationäre Lösung ($\dot{n} = 0, \dot{s} = 0$), oberhalb der Schwelle:

Aus der stationären Lösung des Ratengleichungssystems ergibt sich die $P(I)$ -Kennlinie des Lasers. Aus Gl. (3.23) + (3.24) \Rightarrow

$$0 = \eta_i \frac{I}{qV} - \frac{n}{\tau} - \frac{s}{\Gamma\tau_{ph}} + \beta \frac{n}{\tau} \quad (3.29)$$

An der Schwelle ($s \approx 0$) \Rightarrow $I_{th} = (1 - \beta) \frac{qV}{\tau} \cdot \frac{n_{th}}{\eta_i}$ (3.30)

Für die Photonen \Rightarrow $s = \Gamma\tau_{ph} \left(\eta_i \frac{I}{qV} + (1 - \beta) \frac{n}{\tau} \right)$

für $I > I_{th}$ ist $n \approx n_{th}$ \Rightarrow $s = \frac{\Gamma\tau_{ph}\eta_i}{qV} (I - I_{th})$ (3.31)

Zwischen der Photonendichte in den Quantenfilmen und der Ausgangsleistung besteht der Zusammenhang:

$$P = \eta_{ut} A_{ox} \cdot v_{gr} s \cdot h\nu \cdot T \approx \eta_{ut} \frac{A_{ox} L_{eff} \cdot s \cdot h\nu}{\tau_{ph}} \frac{T}{\alpha L_{eff} + T} \quad (3.32)$$

mit $A_{ox} = \frac{V}{N_{qw} L_{qw}}$

und $T = \alpha_{mirror} \cdot L_{eff} = \ln \frac{1}{\sqrt{R_t R_b}}$

eingesetzt in Gl. (3.31) \Rightarrow $P = \frac{hc/\lambda}{e} \eta_d (I - I_{th}),$ (3.33)

mit $\frac{d(P/h\omega)}{d(I/e)} = \eta_d = \eta_{ut} \eta_i \cdot \frac{\Gamma}{N_{qw} L_{qw}} \ln \frac{1}{\sqrt{R_t R_b}} \cdot v_{gr} \tau_{ph}$ (3.34)

$$= \eta_{ut} \eta_i \frac{\alpha_{mirror} \cdot L_{eff}}{\Gamma g_{th} \cdot N_{qw} L_{qw}} = \eta_{ut} \eta_i \frac{T}{T + \alpha L_{eff}}$$

Die letzten beiden Ausdrücke des sogenannten externen oder differentiellen Quantenwirkungsgrads η_d erhält man mit der Photonenlebensdauer τ_{ph} aus Gl. (3.36) und der Schwellverstärkung g_{th} aus Gl. (3.39). Für die Auskopplung des Lichts aus dem oberen Braggspiegel ist der Unsymmetriefaktor ([Peter91], Kap. 2) der asymmetrischen oberen und unteren Braggspiegel

$$\eta_{ut} = \frac{(1 - R_t)\sqrt{R_b}}{(1 - R_t)\sqrt{R_b} + (1 - R_b)\sqrt{R_t}} = 0.9 \quad (3.35)$$

zu berücksichtigen. Im Fall $R_t = R_b$ wird $\eta_{ut} = 0.5$ und im Fall der Werte aus Tabelle 3.2 erhält man $\eta_{ut} = 0.9$.

$$\text{Aus Gl. (3.24)} \Rightarrow \frac{1}{\tau_{ph}} = \Gamma v_{gr} \Gamma_r g_{th} \quad (3.36)$$

Siehe dazu g_{th} in Gl. (3.39). Die Photonenlebensdauer gibt an, wie schnell die Amplitude des Lichtfeldes durch interne Absorption und Auskopplung gedämpft wird.

$$\text{Mit Gl. (3.28)} \Rightarrow \boxed{n_{th} \approx \left. \frac{dg}{dn} \right|_{tr} + n_{tr} = \frac{1}{\Gamma \tau_{ph} v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn}} + n_{tr}} \quad (3.37)$$

aus Gl. (3.36) für die Ladungsträgerdichte an und über der Schwelle.

Intensität während eines Umlaufs:

$$I_{2L_{\text{eff}}} = I_0 R_t R_b e^{2(\Gamma_r g N_{qw} L_{qw} - \alpha L_{\text{eff}})} = I_0 R_t R_b e^{2(\Gamma_r g L_{\text{eff}} - \alpha L_{\text{eff}})} \quad (3.38)$$

mit

- I_0 = Startintensität
- R_{\dots} = Reflektivitäten der Spiegel
- $e^{(\dots)}$ = Verstärkung bzw. Absorption nach dem Lambert-Beerschen Gesetz
- $\Gamma \approx \frac{N_{qw} L_{qw}}{L_{eff}}$

An der Laserschwelle nimmt die Intensität nach einem Umlauf gerade wieder den Wert der Startintensität an. D.h. die Verstärkung gleicht genau die Verluste aus:

$$\begin{aligned} I_{2L_{\text{eff}}} = I_0 \quad \Rightarrow \quad \Gamma_r g_{th} N_{qw} L_{qw} &= \alpha L_{\text{eff}} + \ln \frac{1}{\sqrt{R_t R_b}} \\ &= \alpha L_{\text{eff}} + T \end{aligned} \quad (3.39)$$

Reflektivitäten der Braggspiegel:

$$R_b = \left(\frac{1 - x_b}{1 + x_b} \right)^2, \quad \text{mit } x_b = \prod_{i=0}^N \left[\frac{\bar{n}_{low,i}}{\bar{n}_{high,i}} \right], \quad (3.40)$$

$$\text{d.h. im einzelnen } x_b = \frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_{\text{Mantel}}} \left(\frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_2} \right)^{2N_b} \frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_{\text{Substr}}}$$

für die Brechzahlfolge $\bar{n}_{\text{Mantel}} | (\bar{n}_1 | \bar{n}_2)^{N_b} | \bar{n}_1 | \bar{n}_{\text{Substr}}$ ([Coldren95] Kap. 3, [Corzi91], [Michal97]). Hierbei tritt die zu reflektierende Welle aus der Mantelschicht mit Brechzahl \bar{n}_{Mantel} in den Reflektor ein und wird in das Substrat mit Brechungsindex \bar{n}_{Substr} transmittiert. N_b muß eine ganze Spiegelpaarzahl sein, in benachbarten Medien müssen hohe und niedrige Brechzahlen abwechseln und die Schichtdicken $d_{1,2}$ müssen $\frac{\lambda}{4\bar{n}_{1,2}}$ genügen. R ist der Reflexionsfaktor der Leistung oder Intensität ohne intrinsische Absorption. Die Brechzahlen bei der Wellenlänge $\lambda = 650 \text{ nm}$ sind $\bar{n}_1 = 3.09302$ (AlAs), $\bar{n}_2 = 3.45775$ ($\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$), $\bar{n}_{\text{Mantel}} = 3.27006$ ($(\text{Al}_{0.66}\text{Ga}_{0.33})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$) und $\bar{n}_{\text{Substr}} = 3.84663$ (GaAs) im Fall des unteren Reflektors der Struktur m3428 aus Anhang A.1. Bei einer Spiegelpaarzahl von $N_b = 45$ erhält man somit die für VCSEL notwendige hohe Reflektivität von $x_b = \frac{3.09302^2}{3.27006 \cdot 3.84663} \left(\frac{3.09302}{3.45775} \right)^{2 \cdot 45} \Rightarrow R_b = 99.987\%$.

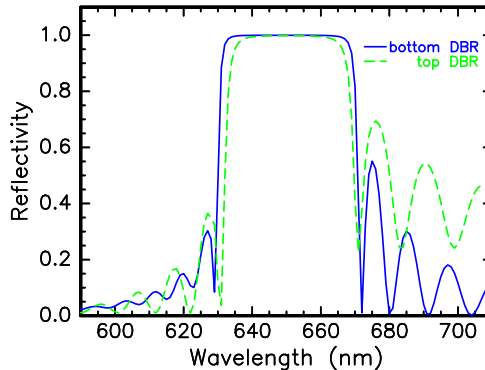


Abbildung 3.19: Mit der Transfer-Matrix-Methode berechnetes Reflexionsspektrum des oberen und unteren Bragg-Spiegels. Top DBR: $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}$, graduell, 36 Spiegelpaare. Bottom DBR: $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{AlAs}$, abrupt, 45.5 Spiegelpaare.

Mit der Transfer-Matrix-Methode kann man die Reflektivität ebenfalls berechnen. Das numerische Rechenergebnis ist in Abb. 3.19 dargestellt. Die Transfer-Matrix-Methode bestätigt den obigen R_b -Wert.

Der obere Spiegel hat graduelle Grenzflächen. Für diesen Fall gilt Gl. (3.40) nicht mehr. Numerisch erhält man eine Reflektivität von $R_t = 99.834\%$. Die kleinere Spiegelpaarzahl von 36 und die graduellen Grenzflächen vermindern die Reflektivität gegenüber R_b . Die graduellen Grenzflächen sind auch für das schmalere und abgerundete Stopband in Abb. 3.19 verantwortlich.

Effektive VCSEL-Länge:

Das in den Quantenfilmen erzeugte Licht wird an jeder Grenzschicht der beiden Braggspiegel teilweise reflektiert. Durch die Überlagerung aller Reflexionen ergibt sich im Zentrum des Resonators eine starke Überhöhung des elektrischen Feldes. In Abb. 2.4 ist der Betrag der normierten elektrischen Feldverteilung dargestellt. Das E -Feld wurde mit der Transfer-Matrix-Methode numerisch berechnet durch Eingabe der Materialien und Dicken der VCSEL-Schichten (Struktur m3428 aus Anhang A.1). Die geringere Feldamplitude im Bereich der Quantenfilme im Vergleich zu ihren benachbarten Feldamplituden wird durch den höheren Brechungsindex von $\text{Ga}_{0.43}\text{In}_{0.57}\text{P}$ gegenüber $(\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.64})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ und $(\text{Al}_{0.66}\text{Ga}_{0.34})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ verursacht.

Die Halbwertsbreite der Einhüllenden von $|E(z)|$ kann man als effektive VCSEL-Länge L_{eff} auffassen [Michal97]. Abb. 2.4 entnimmt man $L_{eff} = 4.399 - 2.832 \mu\text{m} = 1.567 \mu\text{m}$. Im Vergleich zur epitaktischen Gesamtdicke von $8.542 \mu\text{m}$ beträgt die effektive Resonatorlänge damit nur $1.567 \mu\text{m}$.

Füllfaktoren:

$$\Gamma = \frac{\sum_i \int_{-L_{\text{qw},i}/2}^{+L_{\text{qw},i}/2} |E(z)|^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(z)|^2 dz} \approx \frac{N_{\text{qw}} L_{\text{qw}}}{L_{\text{eff}}} \quad (3.41)$$

Der Füllfaktor Γ gibt an, wieviel Prozent der Lichtwelle innerhalb der Quantenfilme verläuft und somit zu einer Änderung von s in Gl. (3.24) beitragen kann. Für die Struktur m3428 aus Anhang A.1 berechnet sich Γ zu

$$\Gamma = \frac{3,485 + 4,142 + 4,146 + 3,499}{584,343} = 0,026$$

mit dem $|E(z)|$ -Verlauf von Abb. 2.4.

$$\Gamma_r = \frac{L}{N_{qw}L_{qw}} \cdot \frac{\sum_i \int_{-L_{qw,i}/2}^{L_{qw,i}/2} |E(z)|^2 dz}{\int_{-L/2}^{L/2} |E(z)|^2 dz} \quad (3.42)$$

$$\Gamma_r = \frac{96}{4 \cdot 4,6} \frac{3,485 + 4,142 + 4,146 + 3,499}{43,435} = 1,834$$

Der relative Füllfaktor oder Gewinnüberhöhungsfaktor Γ_r ist ein Maß für den Überlapp des Stehwellenfeldes mit den verstärkenden Quantenfilmen im VCSEL (Abb. 3.20). Hier wurde über $L = \frac{\lambda}{2\bar{n}}$ gemittelt. Approximiert man den Feldstärkeverlauf $E(z)$ im Zentrum des Resonators mit einer cos-Funktion, reduziert sich Gl. (3.42) zu

$$\Gamma_r = 1 + \frac{\sin(2\pi\bar{n}_{eff}L_{qw}/\lambda)}{2\pi\bar{n}_{eff}L_{qw}/\lambda} \quad (3.43)$$

bei einem Quantenfilm [Corzi89]. Diese Formel wird später im Abschnitt ‘optische Streuverluste’ zur Berechnung des Stehwellenfüllfaktors Γ_{ox} der Apertur verwendet. In diesem Fall wird L_{qw} durch die Aperturdicke L_{ox} ersetzt.

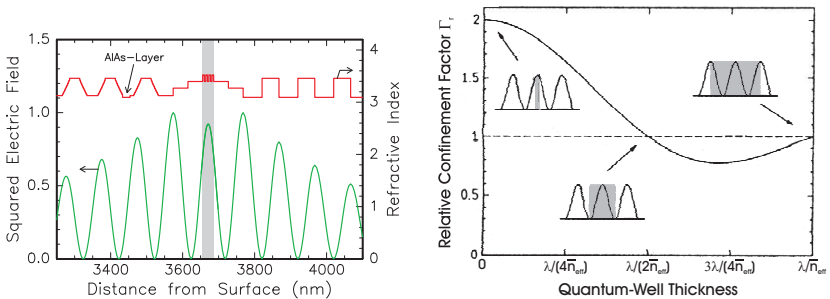


Abbildung 3.20: Links: Ausschnitt der Feldstärkeverteilung aus Abb. 2.4. Im VCSEL kann man sich mit dem dünnen Gewinnbereich der Quantenfilme aus dem elektrischen Stehwellenfeld ein Maximum herausgreifen.

Rechts: Relativer Füllfaktor als Funktion der Quantenfilmbreite. Mit eingezeichnet sind drei exemplarische Überlappungen der Intensität mit dem verstärkenden Quantenfilm. Der Fall $\Gamma_r = 1$ entspricht dabei der Situation im Kantenemitter. [Corzi89]

| Parameter | Wert | Quelle | |
|------------------------|--------------------------|---------------------------------|-------------------------|
| <i>Materialwerte:</i> | | | |
| R_t | Ref. oberer Braggspiegel | 99.834 % | Abb. 3.19 |
| R_b | Ref. unterer Braggsp. | 99.987 % | Abb. 3.19 |
| v_{gr} | Gruppengeschwindigkeit | $c/3.273$ | Gl. (3.44), Abb. 2.4 |
| I_{th} | Schwellstrom | 0.7-2.6 mA | } <i>PI</i> -Kennlinie, |
| η_d | ext. Quanteneffizienz | 0.124-0.197 | |
| η_i | Strominjektionseffizienz | 0.8 | [Coldren95], [Eitel01] |
| η_{ut} | Unsymmetriefaktor | 0.9 | Gl. (3.35) |
| n_{th} | Schwellladungsträger- | 10.39-4.48 | Gl. (3.37) |
| | dichte | $\cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ | |
| β | spont. Emissionsfaktor | ~ 0.0001 | Gl. (3.27) |
| <i>Geometriewerte:</i> | | | |
| Γ | Füllfaktor | 0.026 | Gl. (3.41), Abb. 2.4 |
| Γ_r | relativer Füllfaktor | 1.834 | Gl. (3.42), Abb. 3.20 |
| L_{eff} | effektive VCSEL-Länge | 1.6 μm | Abb. 2.4, Halbwerts- |
| | | | breite von $ E(z) $ |
| L_{qw} | Quantenfilmdicke | 4.6 nm | Photolumineszenz |
| N_{qw} | Anzahl Quantenfilme | 4 | |
| D_a | Aperturdurchmesser | 3.5-12 μm | } Lichtmikroskop, |
| D_s | Mesadurchmesser | 50-60 μm | |

Tabelle 3.2: Liste der verwendeten Parameter für die 650 nm VCSEL-Struktur m3428.

Gruppengeschwindigkeit des Lichts:

$$v_{gr} = \frac{c}{\bar{n}_{eff}}, \quad c = \text{Lichtgeschw. und } \bar{n}_{eff} = \frac{\int |E(z)|^2 \bar{n}(z) dz}{\int |E(z)|^2 dz}. \quad (3.44)$$

\bar{n}_{eff} ist der über die Schichtdicken und die Intensitätsverteilung gemittelte Brechungsindex im VCSEL, v_{gr} ist die Gruppengeschwindigkeit des Lichts im VCSEL. Der Verlauf von $|E(z)|$ und $\bar{n}(z)$ ist in Abb. 2.4 zu sehen.

Optische Streuverluste:

Die Photonenlebensdauer (oder der interne optische Verlust $\alpha = \alpha_{sc} + \alpha_0$) kann direkt aus den Meßwerten des externen Quantenwirkungsgrads

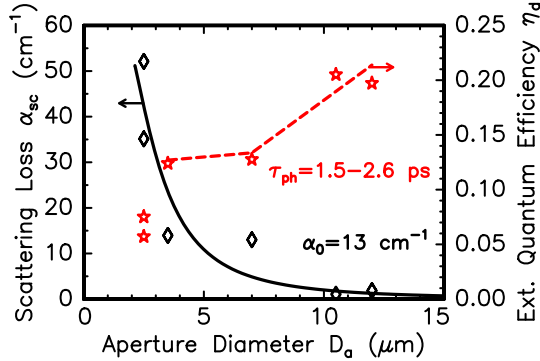


Abbildung 3.21: Rechts: Externer Quantenwirkungsgrad abhängig von der VCSEL-Apertur. Eine Anpassung (gestrichelte Linie) von Gl. (3.34) an die vier größten D_a Punkte ergibt ein $\tau_{ph} = 1.5, 1.6, 2.6$ ps. Links: Korrespondierender Streuverlust. Die Anpasskurve ist durch Gl. (3.45) gegeben. α_0 beschreibt den internen optischen Verlust des Bauteils ohne Streueinfluß.

mit der $\eta_d(D_a)$ Beziehung (3.34) extrahiert werden:

$$\eta_d(D_a) = \eta_{ut}\eta_i \cdot \frac{\Gamma}{N_{qw}L_{qw}} \ln \frac{1}{\sqrt{R_t R_b}} \cdot v_{gr} \tau_{ph}(D_a) .$$

Die anderen Größen sind nach Tabelle 3.2 bekannt und von der Aperturgröße unabhängig. Die entsprechenden optischen Verluste zu den gemessenen η_d erhält man über $\eta_d = \eta_{ut}\eta_i \frac{T}{T+\alpha L_{eff}} \Rightarrow \alpha(D_a) = \left(\frac{\eta_{ut}\eta_i}{\eta_d(D_a)} - 1 \right) \frac{T}{L_{eff}}$. In Abb. 3.21 sieht man, daß bei VCSELn mit kleineren Aperturen der externe Quantenwirkungsgrad sinkt, was durch erhöhten optischen Verlust verursacht wird.

Mit der Abnahme der abrupten Apertur D_a nehmen die Modenverluste zu und erzeugen einen Streuverlust α_{sc} (Abb. 3.22). Dadurch wird τ_{ph} kürzer. Diese Erklärung kann durch eine Modellrechnung bestätigt werden, die das Licht beschreibt, wie es durch einen entfalteten Resonator läuft ([Wilmsen99] Kap. 2):

$$\alpha_{sc}(D_a) = 2.28 \frac{\phi^{1.19}}{F(D_a)^{1.3}} \exp \left[-\frac{0.206}{\phi \cdot F(D_a)} \right] / L_{eff} \quad (3.45)$$

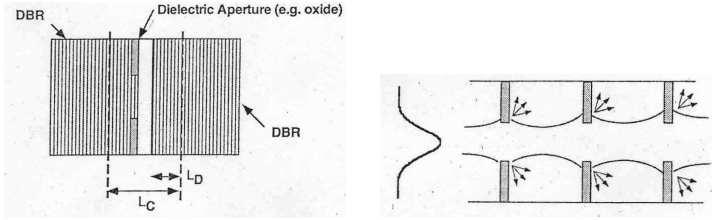


Abbildung 3.22: Gaußsches Strahlprofil der Grundmode wird an kleinen Oxidapertur gestreut \Rightarrow erhöhte optische Verluste und damit kleinere Photonenlebensdauer ([Wilmsen99], Kap. 2). Rechts: Äquivalentes entfaltetes Resonatormodell des VCSELs.

$$\phi = \frac{2\pi(\bar{n}_{eff} - \bar{n}_{ox}) \Gamma_{ox} L_{ox}}{\lambda} \quad F = \frac{\bar{n}_{eff} (D_a/2)^2}{\lambda L_{eff}}$$

\bar{n}_{ox} (Brechungsindex der Apertur) ist 3.093, L_{ox} (Aperturdicke) ist 21 nm und Γ_{ox} (Stehwellenfüllfaktor für die Apertur nach Gl. (3.43) mit L_{qw} ersetzt durch L_{ox}) ist 1.928. Das Ergebnis der Modellrechnung ist als durchgezogene Linie in Abb. 3.21 wiedergegeben.

Mit den optischen Verlusten steigt auch die Schwellverstärkung. Man erhält g_{th} aus τ_{ph} oder α nach Gl. (3.36) bzw. (3.39). Das Ergebnis ist in Tabelle 3.3 zu sehen. Die optische Qualität Q des passiven Resonators nimmt ebenfalls durch die Streuung andere Werte an. Die Güte Q ist definiert als das Verhältnis der Emissionsfrequenz zur Linienbreite. Die Linienbreite läßt sich über eine Fouriertransformation mit der Photonen-

| Parameter | 3.5 μm VCSEL | 7 μm VCSEL | 12 μm VCSEL |
|-------------|-------------------------|-----------------------|------------------------|
| τ_{ph} | 1.52 ps | 1.60 ps | 2.56 ps |
| α | 27 cm^{-1} | 26 cm^{-1} | 15 cm^{-1} |
| g_{th} | 1505 cm^{-1} | 1430 cm^{-1} | 894 cm^{-1} |
| Q | 4354 | 4647 | 7378 |

Tabelle 3.3: Anpaßgrößen an die Messung des externen Quantenwirkungsgrads für VCSEL mit 3.5, 7 und 12 μm Oxidapertur-Durchmesser der Epitaxiestruktur m3428.

lebensdauer in Verbindung bringen [Demtrö91]

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau_{ph}} .$$

$$\text{Somit ist} \quad Q := \frac{\nu}{\Delta\nu} = 2\pi\tau_{ph} \frac{c}{\lambda} . \quad (3.46)$$

Abb. 4.16 zeigt die zugehörigen mittleren Emissionswellenlängen λ von 654 nm für den 12 μm VCSEL, 649 nm für den 7 μm VCSEL und 658 nm für den 3.5 μm VCSEL.

Zieht man den theoretischen optischen Verlust durch Streuung an der Oxidapertur ab, oder extrapoliert eine Kurve durch die Meßdaten zu großen Aperturen hin, ergibt sich ein verbleibender aperturunabhängiger Wert $\alpha_0 = 13 \text{ cm}^{-1}$. Neben dem Verlust an der Apertur kann Licht auch an unebenen epitaktischen Grenzflächen und Dotieratomen bzw. Defekten gestreut werden. Den größten Beitrag zu α_0 liefert wohl aber die Lichtabsorption durch freie Ladungsträger der Dotieratome in den Braggspiegeln. Der Absorptionskoeffizient durch freie Ladungsträger für dotiertes $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$, das Material mit der kleinsten Bandlücke im Spiegel, ist bei 650 bis 670 nm nicht gut bekannt. Eine empirische Abschätzung in GaAs für den Intensitäts-Absorptionskoeffizienten

$$\alpha_{fc} = (3 \cdot 10^{-18} n_e + 7 \cdot 10^{-18} n_h) \text{ cm}^2 \quad (3.47)$$

für freie Ladungsträger mit Elektronendichte n_e und Löcherdichte n_h findet man in [Casey78]. Bei einer typischen mittleren Zn-Dotierkonzentration von $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ im $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ -Spiegel, die in dieser Arbeit benutzt wird, erhält man nach der GaAs-Abschätzung $\alpha_{fc,p} = 14 \text{ cm}^{-1}$. Für den n-Spiegel mit einer Se-Dotierkonzentration von ungefähr $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ erhält man $\alpha_{fc,n} = 30 \text{ cm}^{-1}$. Die Ladungsträgerkonzentrationen sind dabei aus der Hallmessung bekannt. Von [Pinches99] werden Werte von 24 bis 29 cm^{-1} für die intrinsische Absorption in rot-emittierenden VCSELn angegeben, die allerdings leistungsschwächer sind. Diese Werte sind höher als bei Kantenemittern des gleichen Materialsystems von $\alpha_0 \approx 6 \text{ cm}^{-1}$ ([Coldren95], [Kuhn98]). Der Grund ist, daß beim VCSEL ein höherer Anteil des Lichtfelds in dotierten Bereichen läuft als beim Kantenemitter und die kleine Bandlücke des Braggspiegelmaterials. Durch Delta- oder Modulationsdotierung [Koji93], die dem Stehwellenfeld im Resonator angepaßt ist und sich hauptsächlich an Feldknoten befindet, kann man α_{fc} weiter verbessern ohne dabei den elektrischen Serienwiderstand der

Halbleiterspiegel zu erhöhen.

In Abb. 3.23 links ist zu dem externen Quantenwirkungsgrad die Schwellstromdichte j_{th} der VCSEL verschiedener Aperturen aufgetragen. Hier sind zusätzlich zu den 650 nm VCSELn der Epitaxie m3428 660 nm VCSEL der Epitaxie m3378 (grün eingezeichnet) zu sehen. Auch hier sieht man die Auswirkung des lateralen Streueffekts, der an der Apertur auftritt: Die verkürzte Photonenlebensdauer verschlechtert j_{th} bei kleinen Aperturen. Schon ab Aperturdurchmesser von $7 \mu\text{m}$ und kleiner werden diese optischen Verluste bemerkbar. Der Strom steigt dagegen bei kleinen Aperturen um $3 \mu\text{m}$ noch nicht an. Das ist ein Zeichen dafür, daß noch kein lateraler Leckstrom, durch die Apertur verursacht, auftritt. Die durchgezogenen schwarzen Kurven in Abb. 3.23 sind nach Gl. (3.30) und Gl. (3.37)

$$I_{th} = (1 - \beta) \frac{qV}{\tau} \cdot \frac{n_{th}}{\eta_i} \quad n_{th} = \frac{1}{\Gamma \tau_{ph} \nu_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn}} + n_{tr}$$

$$\text{und Gl. (3.26)} \quad \frac{1}{\tau} = B n_{th} + A$$

gerechnet. τ_{ph} kennt man dabei aus der eben benutzen $\eta_d(D_a)$ Beziehung. Außerdem ist dg/dn mit der Kleinsignalamplitudenmodulation Kap. 4.2.4 bestimmt. Aus der Anpassung hier ergeben sich Werte für

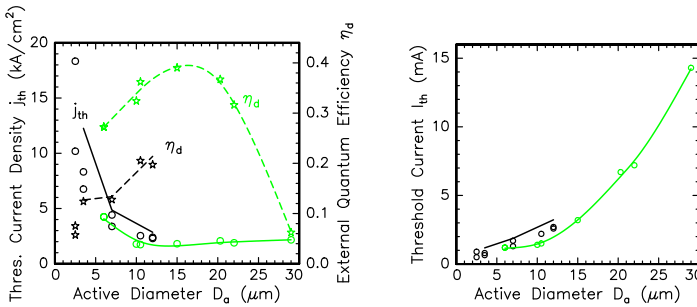


Abbildung 3.23: Meßpunkte mit gerechneter schwarzer Anpasskurve nach Gl. (3.30), (3.37), (3.25), (3.26) und (3.34), (3.35). Lateraler Effekt: bei kleinen Oxidaperturen werden die Ausläufer der Grundmode zunehmend gestreut. Die Photonenlebensdauer verkürzt sich $\Rightarrow j_{th}$ und η_d verschlechtern sich, d.h. j_{th} steigt und η_d sinkt.

τ bzw. A , B und n_{tr} (mehr dazu siehe in Kap. 5 S. 114). A , B und n_{tr} erhält man auch aus der Kleinsignalmodulation Kap. 4 und aus der Großsignalmodulation Kap. 5. Der Strom steigt zu kleinen Aperturen hin nicht an. Das kleinere aktive Volumen wirkt dem Anstieg der Schwellladungsträgerdichte durch Streueffekte entgegen.

Kapitel 4

Kleinsignalmodulation

Die Modulationseigenschaften bei Kleinsignal-Amplitudenmodulation (AM) des Stroms werden analysiert, um grundlegende physikalische Grenzen des dynamischen VCSEL-Verhaltens zu bestimmen. Unter diesen Betriebsbedingungen kann das VCSEL-Verhalten nach dem Ratengleichungsmodell für Ladungsträger und Photonen durch eine Drei-Pol-Antwortfunktion beschrieben werden, die die intrinsischen Laser-Eigenschaften, diffusiven Ladungsträgertransport, sowie die externe parasitäre Umgebung berücksichtigt. Gemessen werden die Modulationseigenschaften als S_{21} -Transmission und S_{11} -Reflexion. Außerdem erhält man wichtige mikroskopische Parameter wie z.B. die differentielle Verstärkung, die auch in die stationären Gleichungen von Kap. 3 eingeht. Umgekehrt nützt man die Ergebnisse zur Photonenlebensdauer aus Kap. 3 in diesem Kapitel.

4.1 Grundlagen der Kleinsignalmodulation

4.1.1 Ratengleichungen und intrinsische Laserantwort

Der Laser wird direkt elektrisch moduliert. Der Betriebsstrom $I(t)$ des Lasers setzt sich aus einem konstanten Arbeitsstrom I_0 und einem harmonischen Modulationssignal $I_1 e^{i\omega t}$ zusammen: $I(t) = I_0 + I_1 e^{i\omega t}$. Der Arbeitsstrom I_0 liegt oberhalb des Schwellstroms. Die Messungen finden im Kleinsignalbetrieb statt, hierbei ist die Modulationsamplitude I_1 so klein gewählt, daß die Ausgangsleistung vom Strom linear abhängig ist und die Ratengleichungen analytisch lösbar sind. Die elektrische Leistung

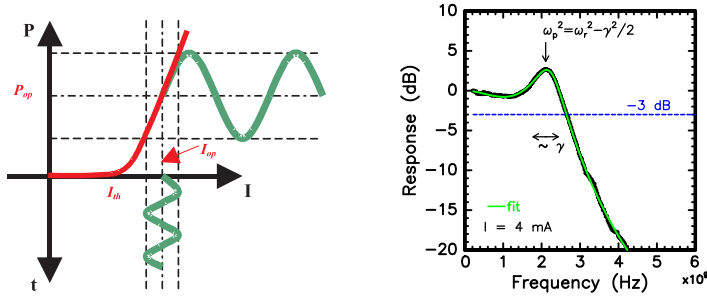


Abbildung 4.1: Links: Bei der Kleinsignalmodulation wird der Strom um einen DC-Arbeitspunkt mit kleiner Amplitude analog moduliert und die optische Antwort des Lasers betrachtet. Rechts: Aus der Anpasskurve an die Modulationsantwort zu einem bestimmten Arbeitsstrom (hier 4 mA) lassen sich Resonanzfrequenz und Dämpfung γ ablesen.

wird hier um -10 dBm im Arbeitspunkt beim Arbeitsstrom I_0 variiert (Abb. 4.1 links).

Man betrachtet die optische Antwort des Lasers auf die Strommodulation bei verschiedenen Modulationsfrequenzen (Abb. 4.1 rechts). Die maximale Grenzfrequenz f_{3dB} ist diejenige Frequenz, bei der der Wert der quadrierten Übertragungsfunktion $|H|^2$ auf die Hälfte abgesunken ist.

Lösung der Ratengleichung im Kleinsignalmodulationsbetrieb:

Für separate-confinement heterostructures (SCHs) mit einem aktiven Bereich aus Quantenfilmen wurde herausgefunden, daß Transporteffekte stärker als beim Volumenhalbleiter berücksichtigt werden müssen ([Naga92], [Dörnen94] Kap. 11). In diesen Strukturen ist der intrinsische Bereich der *pin* Diode größer als der aktive Bereich. Über ihn müssen die Ladungsträger transportiert werden, um in die Quantenfilme zu gelangen. Eine niedrige Dotierkonzentration in diesem Bereich verhindert erhöhte optische Verluste durch Absorption freier Ladungsträger. Aber eine niedrige Dotierung führt auch zu einem langsamen diffusionsbegrenzten Ladungsträgertransport, der die Modulationsantwort beeinträchtigen kann. Abb. 2.4 zeigt die gesamte VCSEL-Struktur, Abb. 4.13 gibt einen Ausschnitt aus dem SCH-Bereich wieder. Die Raten-

gleichungen (3.23) und (3.24) erweitert man zu diesem Zweck zu einem System aus drei Gleichungen [Coldren95]:

$$\frac{dn_b}{dt} = \eta_i \frac{I}{qV_b} - \frac{n_b}{\tau_{trans}} + \frac{nV}{\tau_e V_b} \quad (4.1)$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_b V_b}{\tau_{trans} V} - v_{gr} \Gamma_r g(n, s) s - n \left[\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_e} \right] \quad (4.2)$$

$$\frac{ds}{dt} = \Gamma v_{gr} \Gamma_r g(n, s) s - \frac{s}{\tau_{ph}} + \Gamma \beta B n^2 \quad (4.3)$$

Die erste Ladungsträgergleichung steht für die Dichte hochenergetischer Ladungsträger n_b in der SCH-Region und die zweite für die Ladungsträgerdichte n in den Quantenfilmen. n_b/τ_{trans} beschreibt die Ladungsträgerrate vom SCH-Bereich zum Quantenfilmbereich, n/τ_e ist die Verlustrate an Ladungsträgern von den Quantenfilmen zum SCH-Bereich und V/V_b ist der Bruchteil des SCH-Bereichs, der von den QWs ausgefüllt wird. Mehrfach Quantenfilme können auch durch Zusammenlegen aller Barrierenbereiche behandelt werden. Daß die Löcher von der einen Seite und die Elektronen von der anderen kommen liefert laut komplizierteren Modellen mit getrennten Löchern und Elektronen im wesentlichen die gleichen Ergebnisse wie diese vereinfachte Analyse hier.

Im Kleinsignalbetrieb setzt man

$$I(t) = I_0 + \Delta I(t) \quad , \quad \Delta I(t) \ll I_0 \quad (4.4)$$

$$n(t) = n_0 + \Delta n(t) \quad , \quad \Delta n(t) \ll n_0 \quad (4.5)$$

$$s(t) = s_0 + \Delta s(t) \quad , \quad \Delta s(t) \ll s_0 \quad (4.6)$$

in die Ratengleichungen ein. Zu einer sinusförmigen Strommodulation $\Delta I(t) = I_1 e^{i\omega t}$ nimmt man Lösungen der Form $\Delta n(t) = n_1 e^{i\omega t}$ und $\Delta s(t) = s_1 e^{i\omega t}$ an. Bei Kleinsignalstörungen lassen sich die Ratengleichungen linearisieren, indem Produktterme mit zwei oder mehr Kleinsignal-Termen vernachlässigt werden und die stationären Lösungen rausgekürzt werden. Zur übersichtlicheren Darstellung der Formeln führt man die Größen Relaxationsresonanzkreisfrequenz

$$\omega_r = \sqrt{\frac{v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn} / \chi}{(1 - \beta) \tau_{ph}}} \cdot \sqrt{s_0} \quad (4.7)$$

und die Dämpfung γ der Resonanz ein

$$\gamma = \frac{1}{\chi \tau_d} + \left(\underbrace{v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn}}_{\frac{\varepsilon}{\tau_{cap}}} / \chi + \frac{\varepsilon}{\tau_{ph}} \right) \cdot s_0, \quad (4.8)$$

$$\text{wobei} \quad \frac{1}{\tau_d} = 2Bn + A \quad (4.9)$$

$$\text{und} \quad \chi \approx 1 + \frac{\tau_{trans}}{\tau_e}. \quad (4.10)$$

τ_d ist die differentielle Ladungsträgerlebensdauer und χ wird als Transportfaktor bezeichnet. Nach Umformungen ergibt sich die Kleinsignalantwort

$$\frac{s_1(\omega)}{I_1(\omega)} = \frac{\omega_r^2 \frac{\eta_i \Gamma \tau_{ph}}{qV}}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \cdot \frac{1}{1 + i\omega\tau_{trans}} \quad (4.11)$$

$$\Rightarrow H(\omega) = \frac{S_{21}(\omega)}{S_{21}(0)} = \frac{\frac{s_1}{I_1}(\omega)}{\frac{s_1}{I_1}(0)} = \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{trans}} \quad (4.12)$$

$$\Rightarrow |H(\omega)| = \underbrace{\frac{\omega_r^2}{\sqrt{\omega_r^4 + \omega^4 + \omega^2(\gamma^2 - 2\omega_r^2)}}}_{\text{intrinsischer Laser}} \cdot \underbrace{\frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2\tau_{trans}^2}}}_{\text{Transport}}. \quad (4.13)$$

Der erste Faktor der normierten Modulationstransferfunktion H entspricht der Funktion eines Tiefpaßfilters zweiter Ordnung, bzw. der eines angetriebenen harmonischen Oszillators mit Dämpfung. Er beschreibt die intrinsische Laserantwort ohne Transporteffekte. Zu diesem Ergebnis gelangt man auch, wenn man von zwei statt drei Ratengleichungen ausgeht. Der zweite Faktor ist ein zusätzlicher Tiefpaß erster Ordnung. Er kommt durch den Ladungsträgertransport hinzu. Die elektrische Leistung ist durch das Quadrat vom Betrag der Gl. (4.11) gegeben. In Dezibels ausgedrückt lautet die Modulationsantwort also $20 \lg |H(\omega)|$ (Abb. 4.1 rechts).

Beim intrinsischen Laser kann die Intensitätsmodulation der Strommodulation bis zu Frequenzen nahe der Resonanzfrequenz folgen, wobei eine Überhöhung in der Antwort bei der Relaxationsresonanz f_r existiert. Ein schneller Laser mit hoher f_r braucht nach Gl. (4.7) eine hohe

differentielle Verstärkung, eine kurze Photonenlebensdauer und eine hohe Photonendichte. Die tatsächliche Frequenz der Resonanzspitze, f_p , liegt leicht unterhalb der Frequenz f_r - vor allem bei großer Dämpfung.

$$\omega_p^2 = \omega_r^2 \left[1 - \frac{1}{2} (\gamma/\omega_r)^2 \right] \quad (4.14)$$

Die -3dB Grenzfrequenz f_{3dB} liegt etwas höher als f_r - bei nicht allzu großer Dämpfung, so daß noch eine Resonanzspitze vorhanden ist.

$$\omega_{3dB}^2 = \omega_p^2 + \sqrt{\omega_p^4 + \omega_r^4} \quad (4.15)$$

Fall kleiner Dämpfung $\gamma/\omega_r \ll 1$:

$$\text{Aus Gl. (4.14)} \Rightarrow f_p \approx f_r$$

$$\text{Aus Gl. (4.15)} \Rightarrow f_{3dB} \approx f_r \sqrt{1 + \sqrt{2}} \approx 1.55 f_r \quad (4.16)$$

Oft tritt bei einem Laser ein $f_{r,max}$ wegen Eigenerwärmung im Betrieb durch thermische Effekte auf. Die zugehörige Laserbandbreite ist auf

$$f_{3dB,therm} \approx \sqrt{1 + \sqrt{2}} f_{r,max} \text{ begrenzt.}$$

Um zu verstehen, wie man die Modulationsbandbreite f_{3dB} maximieren kann, muß man $f_r(s_0)$ und $\gamma(s_0)$ untersuchen (Gl. (4.7) und (4.8)). Wenn man versucht den Laser bei größeren Strömen und s_0 zu betreiben, um $f_r \propto \sqrt{s_0}$ zu erhöhen, steigt auch die Dämpfung $\gamma \propto s_0$ proportional zu s_0 an und die Modulationsantwort wird flacher ($H(\omega = \omega_r) = \frac{\omega_r}{\gamma}$). Ab einer bestimmten Größe sorgt die Dämpfung dafür, daß die Grenzfrequenz unterhalb von f_r liegt und abnimmt mit noch größeren s_0 . D.h. es gibt eine maximal erreichbare Bandbreite durch die Dämpfung, wobei thermische Effekte hier ausgeklammert sein sollen. Sie wird durch den K-Faktor beschrieben [Olshan87].

Eliminiert man s_0 aus Gl. (4.7) und (4.8) und stellt γ in direkten Zusammenhang mit $f_r \Rightarrow$

$$\gamma = K \cdot f_r^2 + \frac{1}{\chi \tau_d} = 4\pi^2 \left(\tau_{ph} + \underbrace{\frac{\varepsilon}{v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn} / \chi}}_{\tau_{cap}} \right) f_r^2 + \frac{1}{\chi \tau_d} \quad (4.17)$$

Fall starker Dämpfung, so daß $\omega_p = 0$:

$$\text{Für große } f_r \text{ ist Gl. (4.17)} \quad \gamma \approx K f_r^2$$

$$\text{Aus Gl. (4.14)} \Rightarrow \quad \gamma/\omega_r = \sqrt{2}$$

$$\text{Aus Gl. (4.15)} \quad \omega_{3dB} = \omega_r \text{ und damit } \Rightarrow \quad \boxed{f_{3dB,damp} = \frac{2\pi\sqrt{2}}{K}} \quad (4.18)$$

Die optimale Dämpfung für eine maximale Bandbreite tritt bei $\omega_p = 0$ und $\omega_{3dB} = \omega_r$ auf. Der K -Faktor wird durch die Photonenlebensdauer des Resonators bestimmt (Gl. (4.17)) und gibt daher über eine mögliche intrinsische Modulationsbandbreite des Lasers Auskunft. Ein kleiner K -Faktor, also eine geringe Photonenlebensdauer, eine kleine Verstärkungskompression, die sich auf die Dämpfung auswirkt, und eine große differentielle Verstärkung optimieren demnach die intrinsischen Modulationseigenschaften.

Zusammenfassend kann man sagen, daß der diffusive Ladungsträgertransport über den SCH-Bereich in dem 3-Ratengleichungen-Modell

- $\frac{dq}{dn}$ der Quantenfilme reduziert auf $\frac{dq}{dn}/\chi$,
- die differentielle Ladungsträgerlebensdauer auf $\chi\tau_d$ verlängert,
- auf ε keinen Einfluß hat,
- die Antwortfunktion H mit einem zusätzlichen Tiefpaßfilter erster Ordnung verändert. Das hat die deutlichste Auswirkung auf die Modulationseigenschaften des Lasers. Dieses parasitätsähnliche Absinken der Antwortfunktion ist von einem echten RC -Tiefpaß (s. nächstes Unterkap.) nicht unterscheidbar.

Als Folge der niedrigeren differentiellen Verstärkung liegt die Resonanzfrequenz tiefer und der K -Faktor ist mit Transport vergrößert. $\chi\tau_d$ verkleinert den y-Achsenabschnitt der Dämpfung.

Umrechnung von Photonendichte auf meßbare Größen wie optische Ausgangsleistung und zugeführter Strom: Ausgangspunkt ist Gl. (4.7) und (4.8). Der Zusammenhang zwischen der Photonendichte s_0 und der Ausgangsleistung P wird in Gl. (3.32) beschrieben und mit dem externen Quantenwirkungsgrad aus Gl. (3.34) ist

$$\boxed{\frac{s_0}{\tau_{ph}} = \frac{N_{qw}L_{qw}}{L_{eff}V} \frac{\eta_i}{\eta_d} \frac{1}{hc/\lambda} \cdot P} \quad (4.19)$$

Für die Darstellung der Gleichungen in Abhängigkeit des zugeführten Stroms folgt mit Gl. (3.33) $P = \frac{hc/\lambda}{e} \eta_d (I - I_{th})$

$$\Rightarrow \frac{s_0}{\tau_{ph}} = \frac{N_{qw} L_{qw}}{L_{eff} V} \frac{\eta_i}{e} \cdot (I - I_{th}) . \quad (4.20)$$

Gl. (4.7) und (4.8) lauten damit in meßbaren Größen

$$\omega_r = \sqrt{\frac{v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn} / \chi}{(1 - \beta)} \frac{N_{qw} L_{qw}}{L_{eff} V} \frac{\eta_i}{e}} \cdot \sqrt{I - I_{th}} \quad (4.21)$$

$$\gamma = \frac{1}{\chi \tau_d} + \left(\underbrace{v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn} / \chi}_{\frac{\varepsilon}{\tau_{cap}}} + \frac{\varepsilon}{\tau_{ph}} \right) \frac{N_{qw} L_{qw}}{L_{eff} V} \frac{\eta_i \tau_{ph}}{e} \cdot (I - I_{th}) . \quad (4.22)$$

4.1.2 Elektrisches Ersatzschaltbild und parasitäre Laserantwort

Gleichung (4.11) beschreibt die intrinsische Laserantwort mit Transporteffekt. Sie gibt die Modulationsamplitude der Photonendichte bei einer Änderung der Stromdichte an. Die Stromdichteänderung ist diejenige, die durch den intrinsischen VCSEL fließt. Sie unterscheidet sich von der am Bauteil angelegten Stromdichteänderung, da ein Teil durch die parasitäre Kapazität C der Umgebung des aktiven VCSEL-Bereichs fließt. Um von einem inneren Strom durch den VCSEL auf den außen angelegten Strom zu kommen, muß man die extrinsischen Effekte der Bauteilstruktur berücksichtigen. Dazu erstellt man ein elektrisches Ersatzschaltbild wie in Abb. 4.2.

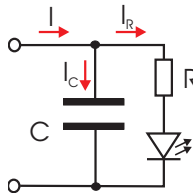


Abbildung 4.2: Vereinfachtes Ersatzschaltbild des VCSELS für den Hochfrequenzbetrieb.

Der Strom I teilt sich auf in den Strom durch den Laser I_R und den parasitären Leckstrom I_C durch die Isolationsschichten

$$\frac{I_R}{I} = \frac{I_R}{I_R + I_C} .$$

Kürzt man durch I_R ergibt sich $\frac{I_R}{I} = \frac{1}{1 + \frac{I_C}{I_R}}$.

In dieser Parallelschaltung verhalten sich die Teilströme reziprok zu den Widerstandswerten $\frac{I_C}{I_R} = \frac{R}{Z_C}$. Mit $Z_C = \frac{1}{i\omega C}$ kommt man zu dem Ausdruck $\frac{I_C}{I_R} = i\omega RC$. Setzt man diesen oben ein, ergibt sich

$$I_R = I \frac{1}{1 + i\omega RC} = I \frac{1}{1 + i\omega\tau_{RC}} . \quad (4.23)$$

Setzt man Gl. (4.23) in (4.11) ein, erhält man den Ausdruck in Abhängigkeit des außen angelegten Stroms

$$s_1(\omega) = \frac{\omega_r^2 \eta_i \Gamma_{ph}}{qV} \frac{1}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{trans}} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{RC}} I_1(\omega) \quad (4.24)$$

$$\Rightarrow H(\omega) = \frac{S_{21}(\omega)}{S_{21}(0)} = \frac{\frac{s_1(\omega)}{I_1(\omega)}}{\frac{s_1(0)}{I_1(0)}} = \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{trans}} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{RC}} . \quad (4.25)$$

Die Modulationsantwort hat damit vier Pole. Laut [Kjebon96] reichen aber drei Pole aus, um eine gute Anpassung an die Messung zu erzielen. Das ist ein Hinweis darauf, daß man eine Näherung erster Ordnung bezüglich ω durchführen kann

$$\boxed{(1 + i\omega\tau_{trans})(1 + i\omega\tau_{RC}) \approx (1 + i\omega(\tau_{trans} + \tau_{RC})) = (1 + i\omega\tau_{par})} . \quad (4.26)$$

Der Netzwerkanalysator mißt Betrag und Phase der Transferfunktion. Der Betrag lautet

$$\boxed{|H(\omega)| = \frac{\omega_r^2}{\underbrace{\sqrt{\omega_r^4 + \omega^4 + \omega^2(\gamma^2 - 2\omega_r^2)}}_{\text{Laserdiode}}} \frac{1}{\underbrace{\sqrt{1 + \omega^2\tau_{par}^2}}_{\text{“RC”-Tiefpaß}}} . \quad (4.27)$$

Die parasitäre Zeit τ_{par} bzw. der RC -Tiefpaßfaktor besteht also aus einem RC -Anteil und einem Pseudo- RC -Anteil durch Ladungsträgertransport ([Dörnen94] Kap. 11).

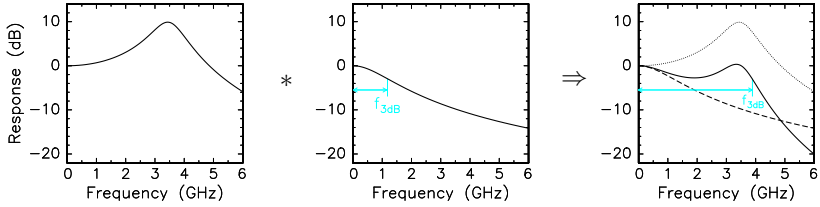


Abbildung 4.3: Die Kleinsignalantwort des intrinsischen Lasers (links) ist von einer Tiefpaßfunktion (Mitte) überlagert, die die parasitäre Umgebung des Lasers bildet. Die gemessene Gesamtantwort (rechts) fällt steiler ab (Gl. (4.27)).

Zur Veranschaulichung ist dieser Zusammenhang in Abbildung 4.3 dargestellt. Die eigentliche Transferfunktion (links) wird vom RC -Tiefpaß (Mitte) überlagert. Die Transferfunktion fällt mit dem Tiefpaß deutlich steiler ab (rechts), was vor allem bei Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz direkt sichtbar ist. Die Grenzfrequenz sinkt ebenfalls.

Aus der RC -Tiefpaßfunktion erhält man die -3dB Frequenz

$$\begin{aligned} \Rightarrow -3 &= 20 \lg \frac{1}{\sqrt{1 + (\tilde{f}_{3\text{dB},\text{par}})^2 4\pi^2 \tau_{\text{par}}^2}} \\ \Leftrightarrow \frac{\sqrt{2}}{2} &= \frac{1}{\sqrt{1 + (\tilde{f}_{3\text{dB},\text{par}})^2 4\pi^2 \tau_{\text{par}}^2}} \\ \Leftrightarrow \tilde{f}_{3\text{dB},\text{par}} &= \frac{1}{2\pi \tau_{\text{par}}} . \end{aligned} \quad (4.28)$$

Das parasitäre Bandbreitenlimit ist jedoch größer als die parasitäre Absinkfrequenz $\tilde{f}_{3\text{dB},\text{par}}$, da die intrinsische Resonanz die Antwort bei hohen Frequenzen anhebt ([Carlsson04] und Abb. 4.3)

$$\boxed{f_{3\text{dB},\text{par}} = \left(2 + \sqrt{3}\right) \frac{1}{2\pi \tau_{\text{par}}} .} \quad (4.29)$$

In Abb. 4.3 wurde die Modulationsantwort für typische Werte eines VCSELs berechnet. $f_{3\text{dB},\text{par}}$ soll das Bandbreitenlimit allein durch parasitäre Effekte angeben. D.h. die Relaxationsfrequenz ist nicht thermisch begrenzt und die Resonanzspitze ist ungedämpft. In der Abbildung links

ist die Resonanzspitze gedämpft, daher ist f_{3dB} rechts etwas unterhalb des $f_{3dB,par}$ -Werts nach Gl. (4.29). Für eine große parasitäre Bandbreite muß die Bauteilstruktur so gewählt werden, daß das RC -Produkt und die Ladungsträgertransportzeit möglichst klein ist.

Damit kann man drei separate Ursachen unterscheiden, die die Laserbandbreite begrenzen können - thermisch, durch Dämpfung, parasitär bzw. pseudoparasitär. Das Limit mit dem kleinsten Wert gibt die echte maximal meßbare 3dB-Bandbreite an, wenn die anderen beiden Limits wesentlich höher liegen.

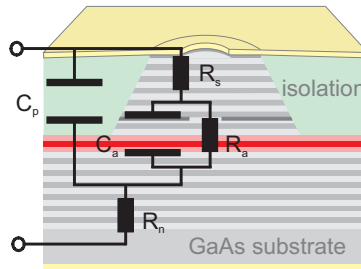


Abbildung 4.4: Elektrisches Schaltkreismodell eines VCSELs mit Oxidapertur. Die dicke Polymerschicht soll die parasitäre Kapazität des Kontakts reduzieren.

In einem detaillierteren Ersatzschaltbild führt man eine weitere Kapazität C_a für die Oxidapertur ein und teilt den Widerstand genauer auf (Abb. 4.4). Dieses Modell des Ersatzschaltkreises wird üblicherweise für VCSEL benutzt [Lear97]. Mißt man anstelle der optischen Modulationsantwortfunktion S_{21} des VCSEL das rückgesteuerte elektrische Signal S_{11} kann man daraus den Schaltelementen Werte zuordnen. Wie schon in Kap. 3.3 erfährt man so mehr über die Widerstandsverteilung im VCSEL, zudem über Kapazitäten, die die Modulationsantwort stören, und das Ersatzschaltbild hilft auch beim Design von Ansteuerschaltkreisen mit passender Impedanz. Der aktive Bereich des VCSEL einschließlich der Oxidapertur wird durch eine parallele Kombination eines Widerstands R_a und einer Kapazität C_a repräsentiert. Den oberen Spiegel oberhalb der Apertur und den p-Kontaktwiderstand beschreibt R_s . Die parasitäre Kapazität in den Polymerbereichen unter der p-Kontaktfläche wird durch C_p berücksichtigt und ein Widerstand R_n in Reihe dazu steht

für den Widerstand des n-Spiegels und den n-Kontaktwiderstand. Mit

$$Z_a = R_s + \frac{1}{1/R_a + i\omega C_a}, \quad Z_p = \frac{1}{i\omega C_p} \quad (4.30)$$

wird der Gesamtwiderstand Z aus den parallel geschalteten Widerständen Z_a und Z_p und dem dazu in Reihe geschalteten R_n zu

$$\begin{aligned} Z &= \frac{1}{\frac{1}{Z_p} + \frac{1}{Z_a}} + R_n = \frac{Z_p \cdot Z_a}{Z_a + Z_p} + R_n \\ &= \frac{\left(\frac{1}{i\omega C_p}\right) \cdot \left(R_s + \frac{1}{\frac{1}{R_a} + i\omega C_a}\right)}{R_s + \frac{1}{\frac{1}{R_a} + i\omega C_a} + \frac{1}{i\omega C_p}} + R_n. \end{aligned} \quad (4.31)$$

Der Real- und Imaginärteil des Gesamtwiderstands ist

$$\operatorname{Re}(Z) = \frac{C \cdot A + D \cdot B}{A^2 + B^2} + R_n \quad (4.32)$$

$$\text{und } \operatorname{Im}(Z) = \frac{C \cdot B - D \cdot A}{A^2 + B^2}, \quad (4.33)$$

$$\text{mit } A := \frac{R_a}{1 + (\omega R_a C_a)^2} + R_s, \quad B := \frac{1}{\omega C_p} + \frac{\omega C_a}{(1/R_a)^2 + (\omega C_a)^2},$$

$$C := -\frac{\omega^2 C_p C_a}{\left(\frac{\omega C_p}{R_a}\right)^2 + (\omega^2 C_p C_a)^2}, \quad D := \frac{R_s}{\omega C_p} + \frac{\omega C_p / R_a}{\left(\frac{\omega C_p}{R_a}\right)^2 + (\omega^2 C_p C_a)^2}.$$

Den S_{11} -Meßkurven entnimmt man $\operatorname{Re}(Z)$ und $\operatorname{Im}(Z)$ und paßt die Gleichungen (4.32) und (4.33) an sie an, um die Größen des Ersatzschaltbilds zu ermitteln. Das zurückgestreute elektrische Signal S_{11} der Streuparametermessung gibt Auskunft über den Abschluß Z einer Leitung mit einem Wellenwiderstand Z_L , d.h. 50Ω in unserem Fall, [Mäusl78]

$$S_{11} = \frac{Z - Z_L}{Z + Z_L}. \quad (4.34)$$

Der Abschluß Z ist die Impedanz unseres VCSEs. Umgekehrt gilt der Zusammenhang

$$Z(\omega) = \frac{1 + S_{11}(\omega)}{1 - S_{11}(\omega)} \cdot Z_L. \quad (4.35)$$

4.2 Streuparametermessungen

Im folgenden wird die Messung der Umsetzung des elektrischen Signals in ein optisches Signal (Streuparameter S_{21}) und die Messung des elektrischen zurückgestreuten Signals (S_{11}) betrachtet.

4.2.1 Meßaufbau

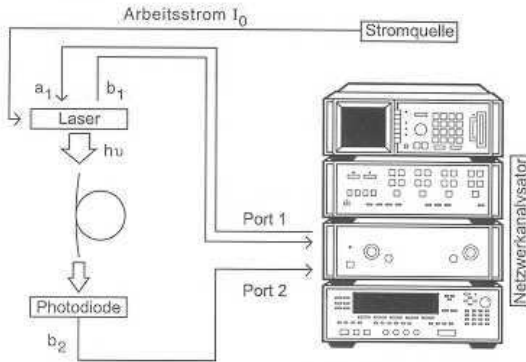


Abbildung 4.5: Meßaufbau für die Streuparameter. Der Laser wird von der Stromquelle mit einem Arbeitsstrom I_0 betrieben. Diesem überlagert der Netzwerkanalysator ein Hochfrequenzsignal a_1 . Für die S_{21} -Übertragungsmessungen wird die emittierte Lichtamplitude in einer Einmodenfaser gesammelt und durch eine schnelle Photodiode aufgenommen (b_2). Der Netzwerkanalysator trennt das reflektierte (b_1) oder transmittierte (b_2) Signal vom Eingangssignal (a_1) und errechnet die Streuparameter aus den jeweiligen Verhältnissen (b_1/a_1 und b_2/a_1).

Die experimentelle Anordnung zur Streuparametermessung der VCSEL zeigt Abb. 4.5. Der Hewlett-Packard-Netzwerkanalysator besteht aus drei Komponenten:

- Der Synthesized Sweeper (HP 83620A) generiert das sinusförmige Hochfrequenzsignal im Bereich von 10 MHz bis 20 GHz.
- Das S-Parameter Test-Set (HP 8516A) empfängt das Signal des Sweepers. Es besitzt zwei Ports, die als Hochfrequenzein- oder -ausgänge fungieren. Sie können das Signal an das zu untersuchen-

de Netzwerk ausgeben bzw. ein Hochfrequenzsignal einlesen. Frequenzbereich 45 MHz - 40 GHz.

- Der Network Analyzer (HP 8510B) (die beiden oberen Apparate in Abb. 4.5) ist die Bedienungseinheit. Mit ihm steuert man das System für die verschiedenen Aufgaben. Die Meßkurven werden hier angezeigt.

Ein externes Gleichstromsignal von einer ILX Lightwave Stromquelle (LDP-3811) wird mit dem Hochfrequenzsignal aus dem Sweeper im Test-Set kombiniert. Auf diese Weise kann man den Arbeitspunkt I_0 und die Modulationsamplitude a_1 unabhängig voneinander einstellen. Die Kleinsignalmodulationsamplitude variiert in unserem Fall um -10 dBm elektrischer Leistung. Die Modulationsfrequenz erhöht sich bei jeder Messung zwischen einem vorgegebenen Start- und Endwert schrittweise und durchläuft so einen Frequenzbereich. Dieses elektrische Signal ($I_0 + a_1$) liefert Port 1 über ein Koaxialkabel mit 50Ω Impedanz an den Laser. Den Laser kontaktiert man mit einer Hochfrequenzkralle (CM-ACP40, Fa. Cascade Microtech). Anders als z.B. bei den Licht-Strom-Kennlinien im stationären Betrieb (Kap. 3) ist hier eine einfache Nadel als Kontakt ungeeignet. Ab dem MHz-Bereich wirkt die Induktivität der Nadel störend und eine Abschirmung ist nicht vorhanden. Die Hochfrequenzkralle besteht dagegen aus drei Nadeln im Abstand von $100 \mu\text{m}$, deren zwei äußere Nadeln auf Masse gelegt sind. Die mittlere Nadel überträgt das Signal. Die GSG-Anordnung gewährleistet die Wellenführung.

Mit einer GSG-Geometrie wurde auch der Vorderseitenkontakt der Bauteile designed (Kap. 2.1.2 und 2.2). Die Zuleitung des p-Kontakts verläuft auf dem Polymer zwischen den Massestreifen des Vorderseiten-n-Kontakts. So läßt sich das Hochfrequenzsignal von der Kralle über die GSG-Zuleitung auf dem Polymer nahezu unverfälscht zum VCSEL leiten (Abb. 4.6). Die Probe mit mehreren VCSELn ist mit dem n-Rückseitenkontakt auf einen Kupferblock geklebt. Die Masseleitungen des Vorderseiten-n-Kontakts sind untereinander verbunden und werden am Rand der Probe mit einem Tropfen Silberleitkleber mit dem Kupferblock und damit auch dem n-Rückseitenkontakt in Verbindung gebracht.

Für S_{21} -Messungen fängt man das Ausgangslicht des VCSEL mit einer $9 \mu\text{m}$ -Kerndurchmesser Einmoden-Glasfaser (SMF) ein, deren Ende zur besseren Einkopplung konisch zugeschliffen ist (lensed fibre) und die genau über der VCSEL-Apertur positioniert wird. Die Faser ist mit dem anderen Ende auf einen New Focus Model 1006 Photodetektor aus GaAs fokussiert, mit einer Bandbreite von 60 GHz. Der elektrische 50Ω -Ausgang des Photodetektors wird direkt an den Port 2 des Test-Sets

angeschlossen und liefert b_2 . Damit erhält man den Transmissionsstreu-
parameter

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} . \quad (4.36)$$

Des weiteren gilt $a_1 \propto \Delta I \propto \Delta \tilde{j}$ und $b_2 \propto \Delta P \propto \Delta \tilde{s}$, woraus folgt $S_{21} = \Delta \tilde{s} / \Delta \tilde{j}$. Normiert man die aufgenommene $S_{21}(\nu)$ -Kurve mit $S_{21}(0)$ ergibt sich also die gesuchte Antwortfunktion $H(\nu)$ von Gl. (4.12), (4.27).

Für einen roten VCSEL wäre normalerweise eine Plastikfaser zur optischen Übertragung auf den Detektor passender (vgl. Kap. 1 und Abb. 1.1). Hier soll jedoch kein Übertragungsexperiment untersucht werden, sondern das Modulationsverhalten des VCSEL allein. Mit 60 GHz ist der Photodetektor wesentlich schneller als der VCSEL und verfälscht daher das VCSEL-Signal nicht. Die Fläche einer schnellen Photodiode muß wegen des RC -Produkts kleingehalten werden und hat hier einen Durchmesser von $12 \mu\text{m}$. Daher ist der Zugang mit einer Faser größeren Kerndurchmessers nicht sinnvoll. Sie würde den Detektor zu breit ausleuchten.

Damit die gemessenen Streuparameter nur von dem Bauteil im Test

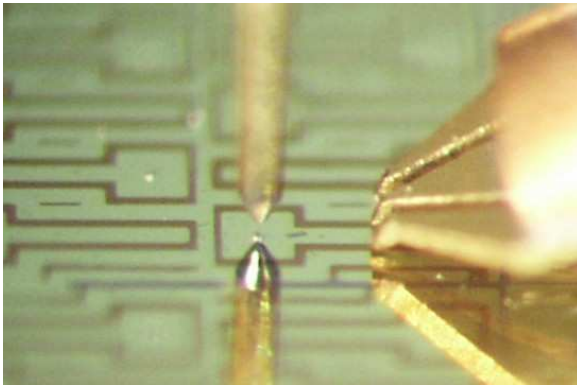


Abbildung 4.6: *Mikroskopbild einer Probe mit mehreren VCSELn bei der Hochfrequenzcharakterisierung. Oben im Bild führt die optische SM-Faser das Licht über dem VCSEL ab. Unten ist das Spiegelbild der Faser zu sehen. Auf der rechten Seite befindet sich die GSG-Kralle, die das elektrische Signal über die koplanare Zuleitung an den VCSEL übergibt.*

verursacht werden, führt man vor der Messung eine Kalibration durch. Zusätzliche Einflüsse des Meßaufbaus durch Kabelverluste und Fehlanschlüsse von Steckern und Krallen müssen so eliminiert werden. An fehlangebasteten Stellen, bei denen der Wellenwiderstand von $50\ \Omega$ abweicht, kommt es zur teilweisen Reflexion der einlaufenden Welle a_1 . Die Amplitude b_1 der rücklaufenden Welle wird am Eingang von Port 1 registriert und der Streuparameter

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} \quad (4.37)$$

gebildet. Für die Kalibration kontaktiert man anstelle des Lasers ein Kalibrationsstandard mit offenem, Kurzschluß und $50\ \Omega$ Abschluß. Mit diesen Mitteln sind die Störeinflüsse bis hin zur Krallen aus den S_{11} -Messungen entfernt, so daß das Bauteilsignal im Test nur aus dem VCSEL-Signal besteht.

Für die Kalibration der S_{21} -Transmissionsmessungen wird die Photodiode von Port 2 des Netzwerkanalysators entfernt. Das elektrische Kabel, das Port 1 mit der Krallen verbindet, wird nun direkt auf Port 2 gelegt. Die nach der Kalibration gemessenen S_{21} -Kurven beinhalten nicht nur den Laser, sondern immer noch die Photodiode und die optische Faser. Wie oben erwähnt, sollte die schnelle Photodiode mit ihrer flachen Antwortfunktion in einem breiten Frequenzbereich das Lasersignal kaum verzerren. Die Faser sollte ebenfalls keine frequenzabhängige Störung verursachen, sofern keine Lichtrückkopplung auftritt. Die normierte S_{21} -Kurve kann also dem VCSEL zugeordnet werden.

4.2.2 Parasitäres Bandbreitenlimit durch Widerstände und Kapazitäten

Impedanz und Ersatzschaltbild

Für die Modulationsmessungen wurden VCSEL der Struktur m3428 verwendet. Das Meßergebnis der $S_{11}(\omega)$ -Kurven unter verschiedenen Gleichstrombedingungen ist in Abb. 4.7 und 4.8 zu sehen. Anpaßkurven nach Gl. (4.32) und (4.33) an den Real- und Imaginärteil der VCSEL-Bauteilimpedanz aus den S_{11} -Kurven nach Gl. (4.35) liefern Werte für die Komponenten des Ersatzschaltbilds 4.4. Die parasitäre Kapazität C_p in den Polymerbereichen unter der p-Kontaktfläche wurde als Plattenkondensator mit der Polymerschichtdicke als Plattenabstand errechnet. Dadurch ist es einfacher beim Anpassen mit kleinsten Fehlerquadraten physikalisch sinnvolle Werte für die anderen Schaltkreiskomponenten zu

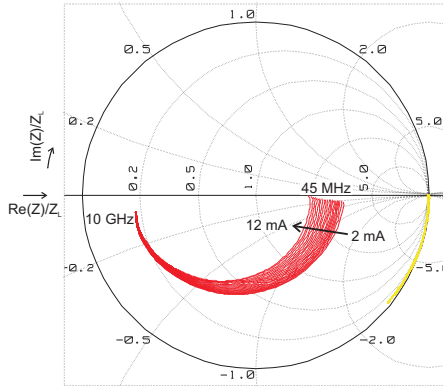


Abbildung 4.7: Smith chart eines $10.5\ \mu\text{m}$ VCSEL für verschiedene Arbeitsströme von 2-12 mA. Es zeigt die gemessene frequenzabhängige Impedanz S_{11} im Frequenzbereich 0.045-10 GHz.

erhalten. Bei der Modellrechnung stellt man fest, daß der Widerstand R_n von n-Spiegel und n-Kontakt sehr kleine Werte annimmt und vernachlässigt werden kann. Das Anpaßergebnis für R_s , R_a und C_a ist in

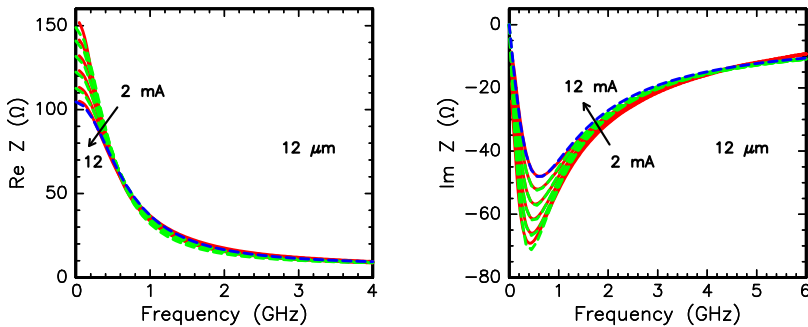


Abbildung 4.8: Real- und Imaginärteil der VCSEL-Bauteilimpedanz aus S_{11} -Meßkurven für Arbeitsströme von 2-12 mA. Anpaßkurven (gestrichelt) liefern Werte für die Komponenten des Ersatzschaltbilds 4.4. Der VCSEL mit der Struktur m3428 hat hier eine Apertur von $12\ \mu\text{m}$.

Tabelle 4.1-4.3 aufgelistet für 3 verschieden große VCSEL mit Aperturen $D_a = 3.5, 7, 12 \mu\text{m}$, Mesen $D_s = 50, 55, 60 \mu\text{m}$ und Fenstergrößen im p-Kontakt vom Durchmesser 10, 15, 20 μm . Bei der Frequenz 0 GHz fließt der Strom über die Widerstände und es ist $\text{Re}(Z) = R_a + R_s + R_n$. In den

| I_0 (mA) | R_s (Ω) | R_a (Ω) | C_p (pF) | C_a (pF) |
|------------|--------------------|--------------------|------------|------------|
| 0.6 | 11.5 | 444 | 0.4 | 1.98 |
| 1.2 | 11.4 | 404 | 0.4 | 1.95 |
| 3.0 | 11.1 | 299 | 0.4 | 1.89 |

Tabelle 4.1: *Elemente des Ersatzschaltkreises bei verschiedenen Arbeitsströmen für den $3.5 \mu\text{m}$ VCSEL m3428.*

| I_0 (mA) | R_s (Ω) | R_a (Ω) | C_p (pF) | C_a (pF) |
|------------|--------------------|--------------------|------------|------------|
| 1 | 10.7 | 224 | 0.4 | 2.09 |
| 3 | 10.3 | 197 | 0.4 | 2.04 |
| 6 | 10.2 | 159 | 0.4 | 2.05 |

Tabelle 4.2: *Elemente des Ersatzschaltkreises bei verschiedenen Arbeitsströmen für den $7 \mu\text{m}$ VCSEL m3428.*

| I_0 (mA) | R_s (Ω) | R_a (Ω) | C_p (pF) | C_a (pF) |
|------------|--------------------|--------------------|------------|------------|
| 2 | 9.7 | 139 | 0.4 | 2.17 |
| 6 | 9.5 | 122 | 0.4 | 2.16 |
| 10 | 9.4 | 103 | 0.4 | 2.21 |

Tabelle 4.3: *Elemente des Ersatzschaltkreises bei verschiedenen Arbeitsströmen für den $12 \mu\text{m}$ VCSEL m3428.*

Bildern 4.7 und 4.8 ist zu sehen, daß sich in diesem Frequenzbereich der Gesamtwiderstand mit dem Arbeitsstrom verkleinert, was das Ohmsche Heizen des Stroms verursacht. In diesem Bereich ist $\text{Re}(Z)$ auch stark von der Stromaperturgröße abhängig. Mit höheren Frequenzen fließt der Strom zunehmend über die Kapazitäten und $\text{Re}(Z)$ wird hauptsächlich von Widerstand R_s des p-Kontakts und des p-Spiegels über der Apertur bestimmt, der weniger stromabhängig und aperturabhängig ist. In Tabelle 4.1-4.3 sinkt R_s wenig mit dem Strom und der Aperturweite. R_s liegt in der kälteren Region des VCSEL, außerhalb des heißen Bereichs um die Quantenfilme und die Oxidapertur, und wird deshalb weniger durch

das Heizen des Stroms beeinflusst. Die Abhängigkeit von der VCSEL-Geometrie von R_s ist in Kap. 3.3 beschrieben. R_s läßt sich dort mit $R_{con,p} + R_{p1}$ identifizieren. In Abb. 3.16 findet man für eine $12\ \mu\text{m}$ Apertur $7.6\ \Omega + 4.9\ \Omega = 12.5\ \Omega$ bei einem Stromwert knapp über der Schwelle, in Tabelle 4.3 ergibt sich ein ähnlicher Wert von $9.7\ \Omega$. Bei einem $7\ \mu\text{m}$ VCSEL findet sich $7.6\ \Omega + 8.6\ \Omega = 16.2\ \Omega$ gegenüber $10.7\ \Omega$ in Tabelle 4.2. Das Kontaktmaterial ist hier ein anderes als das der VCSEL in Kap. 3.3, Pd/Au statt CrZnAu/PtAu. Das erklärt möglicherweise die Lücke zwischen den Werten.

Die Kontaktflächenkapazität C_p wurde, wie schon erwähnt, als Plattenkondensator abgeschätzt. Die Planarisierung mit Polymer bietet dabei ein geringeres C_p als konventionelle Oxid- oder Nitridpassivierungen, da Polymer dicke Schichten produzieren kann, ca. $3\ \mu\text{m}$ hoch nach dem Aushärten in unserem Fall. Die Kontaktfläche A ist bei allen VCSELn hier von gleicher Größe von $208 \cdot 208\ \mu\text{m}^2$, so daß C_p unabhängig von der Bauteilgröße ist. Mit $C = \epsilon_r \epsilon_0 A/d$ und $\epsilon_r = 3.3$ für das Polymer vom Typ Optmer PC403 [JSR98] erhält man so $C_p = 0.4\ \text{pF}$ für alle VCSEL. Dieses C_p ist um einen Faktor 0.06 kleiner als die $7.2\ \text{pF}$ Kontaktflächenkapazität im Standardprozeß mit einer ca. $240\ \text{nm}$ dicken SiO_2 -Schicht und $\epsilon_r = 4.5$.

Laut Anpassung an Z aus den S_{11} -Meßkurven nimmt die Kapazität des aktiven Bereichs C_a mit Bauteilgröße zu (vgl. Tabelle 4.1-4.3) und beträgt zwischen 1.89 und $2.21\ \text{pF}$. Benützt man wieder die Formel des Plattenkondensators, diesmal für die Oxidapertur, führt ein $\epsilon_r = 7$ nach [Ashby97] und eine Geometrie der Oxidschicht mit einer Oxiddicke von $21\ \text{nm}$ und innere und äußere Durchmesser der Apertur von $50, 55, 60\ \mu\text{m}$ und $3.5, 7, 12\ \mu\text{m}$ zu Oxidkapazitäten von $5.77, 6.90, 8.01\ \text{pF}$. Die Kapazität des undotierten Resonatorbereichs unterhalb der Oxidschicht berechnet sich mit der Dicke $112.4\ \text{nm}$, einem $\epsilon_r = 13$ [Adachi93] und Kreisflächen mit $50, 55, 60\ \mu\text{m}$ Durchmesser zu $2.01, 2.43, 2.90\ \text{pF}$. In Serie kombiniert mit der Oxidkapazität ergeben sich daraus kleinere Werte als die C_a -Werte. Um zu C_a passende Werte zu erhalten, muß eine Dicke des undotierten Diodenbereichs von $\sim 90\ \text{nm}$ angenommen werden. Diese Dicke ist kleiner als der nominell undotierte Bereich und beruht möglicherweise auf Diffusion des Dotiermaterials während des Wachstums.

Am stärksten variiert der Widerstand R_a des aktiven Bereichs einschließlich Oxidapertur mit der Bauteilgröße. In Tabelle 4.1-4.3 variiert R_a invers mit der Größe der Oxidapertur und sinkt mit dem Betriebsstrom wegen Bauteilerwärmung. Er macht den größten Teil des Gesamtwiderstands $R_a + R_s + R_n$ aus. R_a läßt sich mit $R_i + R_{p2}$ von Kap. 3.3 identifizieren, die dort für den Widerstand im aktiven Bereich bis

zur Apertur stehen. R_i von Abb. 3.16 gehört zur Struktur m3378. Diese Struktur hat einen kleineren undotierten Bereich l_i als die Struktur m3428 hier. Nominell ist l_i hier um den Faktor 1.9 größer. Die Kapazitätsrechnung von C_a von eben legt aber ein kleineres l_i von nur 1.5 fach größerem Wert nahe. Aus Kap. 3.3 erhält man mit dem Faktor 1.5 Werte gleicher Größenordnung von $117\ \Omega + 1\ \Omega$ ($12\ \mu\text{m}$) und $338\ \Omega + 3\ \Omega$ ($7\ \mu\text{m}$) verglichen mit den Werten aus Tabelle 4.2, 4.3 von $139\ \Omega$ ($12\ \mu\text{m}$) und $224\ \Omega$ ($7\ \mu\text{m}$) für kleine Ströme.

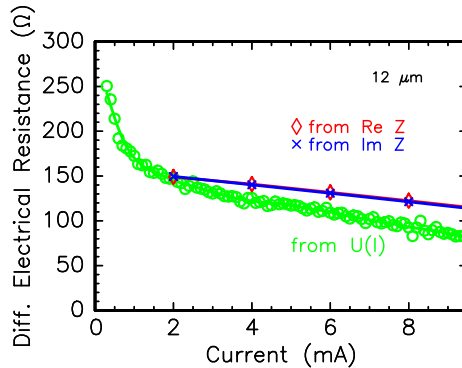


Abbildung 4.9: Der aus S_{11} -Messungen erhaltene Gesamtwiderstand $R_a + R_s + R_n$ stimmt wie erwartet mit dem differentiellen Widerstand der U - I Kennlinie überein. Die Schwelle beträgt $2.7\ \text{mA}$ (s. zugehörige P - I Kennlinie in Abb. 4.19). Der Widerstand sinkt mit dem Betriebsstrom wegen Bauteilerwärmung.

Auch mit dem gemessenen Gesamtwiderstand aus den U - I Kennlinien stimmt $\text{Re}Z(\omega = 0) = R_a + R_s + R_n$ überein (Abb. 4.9). Insgesamt führt also die Analyse unter Strommodulation zu vergleichbaren Ergebnissen für die Widerstände wie die Analyse unter Gleichstrombetrieb von Kap. 3.3, wobei hier zusätzlich die Kapazitäten im Bauteil ermittelt wurden.

Modulationsantwort

Die Modulationsbandbreite aus den S_{21} -Messungen ist trotz eines verbesserten Serienwiderstands durch graduelle Komposition der Braggspiegelgrenzflächen und trotz einer verbesserten Kapazität durch die $3\ \mu\text{m}$

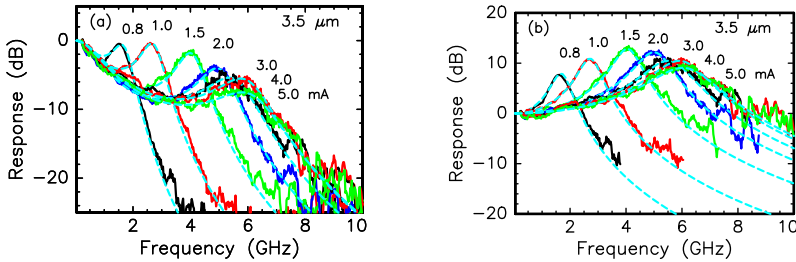


Abbildung 4.10: Modulationsantwort des VCSEL mit $3.5 \mu\text{m}$ Apertur unter verschiedenen Arbeitsströmen ($I_{th} = 0.7 \text{ mA}$). Gestrichelte Linien zeigen eine Anpassung mit Gl. (4.27). (a) Gemessene Antwort, (b) extrahierte intrinsische VCSEL-Antwort.

dicke Polymerschicht, mit der der VCSEL planarisiert wird, immer noch durch parasitäre Effekte begrenzt (Abb. 4.10(a)). Mit dem ersten Faktor der Drei-Pol-Transferfunktion (4.27) kann man die zugehörige intrinsische Antwort ohne parasitäre Effekte darstellen. Die extrahierte intrinsische VCSEL-Antwort in Abb. 4.10(b) zeigt, daß der VCSEL intrinsisch schnell ist mit einer maximalen Bandbreite von $\sim 9 \text{ GHz}$ bei 5 mA .

Aus dem parasitätsähnlichen Pol der Transferfunktion erhält man τ_{par} , das vom Arbeitsstrom und der VCSEL-Apertur abhängig ist (s. Abb. 4.11). Der Verlauf von τ_{par} wird hauptsächlich von den Widerstandswerten hervorgerufen, die bei großen Aperturen und großen Strömen kleiner werden (vgl. Kap. 3.3 und 4.2.2). Im Mittel nimmt τ_{par} Werte von 200, 155, 135 ps an für den $3.5, 7, 12 \mu\text{m}$ VCSEL in dieser Reihenfolge, was zu einer Bandbreite $f_{3dB,par}$ von 3.0, 3.8, 4.4 GHz laut Gl. (4.29)

$$f_{3dB,par} = \left(2 + \sqrt{3}\right) \frac{1}{2\pi\tau_{par}}$$

führt. τ_{par} könnte weiter reduziert werden, indem man die Kapazität der Oxidapertur optimiert, z.B. durch einen kleineren Mesadurchmesser oder durch eine dicke spitz zulaufende Apertur. Eine spitzzulaufende Apertur kann eine größere Dicke unter den Kontakten bieten, während der nötige niedrige optische Verlust beibehalten wird ([Thibeault97], [Hegblom97]). Für die spitzzulaufende Form wird durch passenden Al-Gehalt des epitaktischen Schichtaufbaus eine schnelle laterale Oxidation und eine etwas langsamere transversale Oxidation ausgenutzt, um die Apertur spitzzulaufen zu lassen. Z.T. wird auch eine Kombination von Oxidapertur

und Protonenimplantation benutzt, um die parasitäre Kapazität an der Apertur zu senken (z.B. [Carlsson04]). Dies hat jedoch den Nachteil, daß die Wärmeabfuhr im VCSEL verschlechtert wird, die auch bei kleineren Mesendurchmessern problematischer wird.

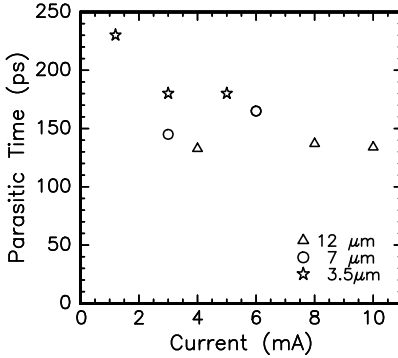


Abbildung 4.11:
Durch Anpassung an gemessene Modulationsantworten nach Gl. (4.27) erhaltene parasitäre Zeit in VCSELn mit 3.5, 7, 12 μm Apertur.

In diesem τ_{par} ist auch noch ein Pseudo- RC -Verhalten durch Ladungsträgertransport enthalten. Der Anteil des Transporteffekts an τ_{par} soll im nächsten Unterkapitel ermittelt werden.

4.2.3 Pseudo-parasitäres Bandbreitenlimit durch Ladungsträgertransport

In diesem Unterkapitel soll der Einfluß von Ladungsträgertransport auf die Modulationseigenschaften untersucht werden. Aus den S_{21} - und S_{11} -Messungen wird die Transportzeit extrahiert und ihre physikalische Natur besprochen.

Das Signal des Netzwerkanalysators wird teilweise vom VCSEL zurückgestreut. Die Antwortfunktion des VCSELs, die man tatsächlich mißt, beträgt daher:

$$\begin{aligned}
 H(\omega) &= \frac{\frac{b_2(\omega)}{a_1(\omega) - b_1(\omega)}}{\frac{b_2(0)}{a_1(0) - b_1(0)}} = \frac{b_2(\omega) \cdot a_1(0) \left(1 - \frac{b_1(0)}{a_1(0)}\right)}{a_1(\omega) \left(1 - \frac{b_1(\omega)}{a_1(\omega)}\right) \cdot b_2(0)} \\
 &= \frac{S_{21}(\omega)(1 - S_{11}(0))}{S_{21}(0)(1 - S_{11}(\omega))}
 \end{aligned} \tag{4.38}$$

$$|H(\omega)| = \frac{|S_{21}(\omega)|}{|S_{21}(0)|} \frac{|1 - S_{11}(0)|}{|1 - S_{11}(\omega)|}. \tag{4.39}$$

Da der Netzwerkanalysator S_{21} und S_{11} in Betrag und Phase ausgibt, muß man folgende Umformung berücksichtigen

$$\begin{aligned} |1 - S_{11}| &= |1 - r e^{i\varphi}| = |1 - r \cos \varphi - i r \sin \varphi| & (4.40) \\ &= \sqrt{(1 - r \cos \varphi)^2 + (r \sin \varphi)^2} = \sqrt{1 - 2r \cos \varphi + r^2}. \end{aligned}$$

Das führt zu

$$|H(\omega)| = \frac{|S_{21}(\omega)|}{|S_{21}(0)|} \frac{\sqrt{1 - 2|S_{11}(0)| \cdot \cos(\arg S_{11}(0)) + |S_{11}(0)|^2}}{\sqrt{1 - 2|S_{11}(\omega)| \cdot \cos(\arg S_{11}(\omega)) + |S_{11}(\omega)|^2}}. \quad (4.41)$$

In Abb. 4.12 ist von der Meßkurve $|H(\omega)|$ der rückreflektierende gemessene

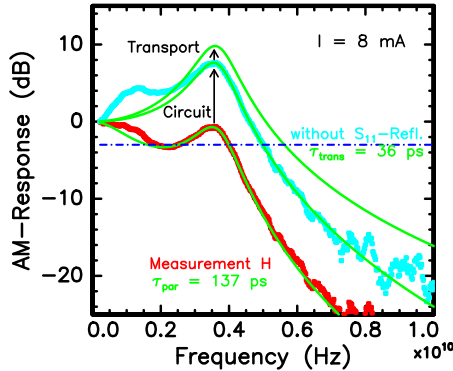


Abbildung 4.12: Gemessene Modulationsantwort H eines VCSELs ($m3428$) mit einer Apertur von $12 \mu\text{m}$ bei einem Gleichstrom von 8mA und angepaßt daran die Funktion (4.27) mit $\tau_{par} = 137 \text{ps}$. Zieht man den ebenfalls gemessenen S_{11} -Reflexionsanteil von H ab und paßt Gl. (4.27) wieder an, erhält man aus dem Tiefpaßfaktor τ_{trans} .

sene S_{11} -Anteil abgezogen, so daß man eine ideale Antwort $\left| \frac{S_{21}(\omega)}{S_{21}(0)} \right| = |H(\omega)| \frac{|1 - S_{11}(0)|}{|1 - S_{11}(\omega)|}$ erhält. Extrinsische Schalteffekte sind damit in der idealen Antwort eliminiert.

Paßt man an die so erhaltene $|S_{21}(\omega)/S_{21}(0)|$ -Kurve Gl. (4.27) an, verschwindet der Tiefpaßfaktor noch nicht. Man findet im Beispiel von Abb. 4.12 für τ_{par} einen Wert von 36ps . Diese Zeit kann weiter

unten einer diffusiven Transportzeit τ_{trans} von Ladungsträgern über die Einbettungs- und Barrierenschicht zugeschrieben werden. Als dritte Kurve zeigt die Abbildung schließlich die intrinsische Laserantwort, ohne Tiefpaßfilter durch RC - und Transporteffekte. Das zweite lokale Maximum bei ca. 1 GHz, das in der gemessenen Antwort (Punkte) auftaucht resultiert vermutlich aus der Resonanz einer höheren transversalen Mode (vgl. [Yu03] Kap. 7 und [Satu99]). Durch den großen Durchmesser des aktiven Bereichs von $12\ \mu\text{m}$ bilden sich höhere Moden, wie man in Abb. B.1 beobachtet.

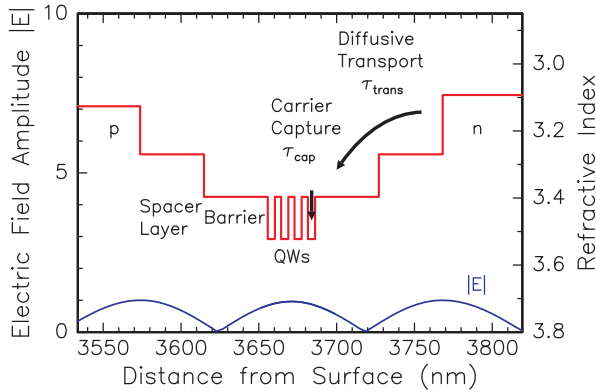


Abbildung 4.13: Diffusiver Transport der Ladungsträger über die Einbettungszone und Barrierenschicht in der 1λ -cavity der VCSEL-Struktur m3428 zu den Quantenfilmen.

Für eine Erklärung dieses RC -artigen Verhaltens trotz Abzug der S_{11} -Meßwerte muß man die Struktur der aktiven Zone näher betrachten. Ein Ausschnitt aus der VCSEL-Struktur m3428 von Anhang A.1 stellt Abb. 4.13 dar. Elektronen und Löcher, die aus den dotierten n- und p-Schichten in die aktive Zone injiziert werden, müssen vor Erreichen der Quantenfilme zunächst über die 82 nm breite Einbettungs- und Barrierenschicht der 1λ -cavity diffundieren. Dabei können sie nach einer mittleren Lebensdauer von τ_{trans} rekombinieren. In der Literatur werden für den diffusiven Transport in typischen SCH-SQW Lasern bei Raumtemperatur $\tau_{trans} \sim 15 - 100$ ps genannt ([Naga292], [Coldren95] Kap. 5, [Zimmer97]) und für den Transportfaktor $\chi \approx 1 + \frac{\tau_{trans}}{\tau_e} \sim 1.2$. Dagegen werden für die lokale Einfangzeit τ_{cap} von der Barrierenregion

in den Quantenfilm Zeiten von nur wenigen Pikosekunden angegeben ([Schneider88], [Weiss92], [Babi89], [Deveaud88]). Die Streuung durch longitudinal-optische (LO) Phononen stellt dabei den entscheidenden Prozeß beim Einfang dar [Bastard88]. Zu χ und τ_{cap} wird in Kap. 4.2.4 mehr berichtet. Der Einfluß von τ_{trans} bzw. τ_{par} auf die Großsignalmodulation wird in Kap. 5.3 erwähnt.

Um die diffusive Transportzeit herauszufinden, die zu dieser Struktur und dem Materialsystem gehört, betrachtet man die Diffusionsgleichung. Aus der Kontinuitätsgleichung leitet sich die zeitabhängige Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n}{\tau_{trans}} + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad (4.42)$$

ab. D steht für eine mittlere Diffusionskonstante. Bei geeigneten Randbedingungen und durch Einführung der Lösung im Kleinsignalfall führt dies zu einer Modulationsantwort

$$H(\omega) \propto \frac{1}{\cosh \sqrt{\frac{i\omega}{D}} L} \approx \frac{1}{1 + i \frac{\omega L^2}{2D}} \quad (4.43)$$

mit Hilfe von Fouriertransformation und durch Näherung mittels Taylorreihenentwicklung ([Dörnen94] Kap. 11), wobei

$$\tau_{trans} = \frac{L^2}{2D} . \quad (4.44)$$

L bezeichnet die Länge der Diffusionsstrecke. Diese Lösung gleicht der Lösung (4.12) des Drei-Niveau-Systems vorne und ordnet hier τ_{trans} die diffusiven Größen D und L zu.

Andererseits gilt für den nichtentarteten Halbleiter nach der Einstein-Beziehung

$$D = \frac{\mu k_B T}{e} \quad (4.45)$$

als Zusammenhang zwischen der Diffusionskonstanten und der Beweglichkeit. Die Diffusionskonstante ist umso größer, je höher die Beweglichkeit der Ladungsträger und die Temperatur T ist. In der vorliegenden VCSEL-Struktur m3428 wird die Materialkomposition $(\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ undotiert als Barriere verwendet und $(\text{Al}_{0.66}\text{Ga}_{0.34})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ mit Zn- bzw. Se-Dotierung als Einbettungszone der 1λ -cavity. Die dazugehörigen Beweglichkeiten wurden aus verschiedenen Dissertationen und anderer Literatur in Tabelle 4.4 zusammengetragen. Die Löcherbeweglichkeit μ_h ist eine Größenordnung niedriger als

| Parameter | [Barth95] | [Kuhn98] | [Zory93] [Ike89] [Winter99] | Wert hier |
|---|-----------|----------|--------------------------------|--------------|
| $\mu_h(x=0.66)$ [$\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$] | 25, 7 | 65, 30 | 20-50 | 30 |
| $\mu_h(x=0.33)$ [$\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$] | - | - | - | 33 |
| $\mu_e(x=0.66)$ [$\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$] | 900, 600 | 900 | 600-900 | 900 |
| $\mu_e(x=0.33)$ [$\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$] | 1000 | - | - | 1000 |

Tabelle 4.4: Literaturwerte zur Beweglichkeit in $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$.

die der Elektronen. Mehrere Beweglichkeitswerte lassen sich durch das harmonische Mittel zu einer gesamten Beweglichkeit zusammenfassen

$$\frac{1}{\mu} = \frac{\frac{1}{\mu_e} + \frac{1}{\mu_h}}{2} . \quad (4.46)$$

Im Mittel erhält man so eine Diffusionskonstante von ungefähr $1.5 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ bei Raumtemperatur. Bei einer Dicke der Einbettungs- und Barrierenschicht von je 41 nm ergibt sich daraus eine Zeitkonstante

$$\tau_{trans} = \frac{L^2}{2D} = \frac{(41 + 41)^2 \cdot 10^{-14} \text{cm}^2}{2 \cdot 1.5 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}} = 22 \text{ ps} .$$

Diese Zeit ist ein unterer Grenzwert. Durch die mehrfachen Quantenfilme können auf einer Strecke von 30.4 nm Transportprozesse zwischen den Quantenfilmen dazukommen. Je nach Barrierenhöhe läuft der besonders kritische Transport von Löchern zwischen den einzelnen Potentialtöpfen der MQW-Struktur durch thermische Emission oder Tunnelprozesse langsamer ab und kann mehrere Pikosekunden betragen ([Dörnen94] Kap. 11).

Wertet man die Modulationsantwort wie in Abb. 4.12 bei weiteren Arbeitsströmen und bei VCSELn unterschiedlicher Aperturen aus, gelangt man zur Auftragung 4.14. Die Werte der Zeitkonstanten des Tiefpasses liegen alle um 33 ps herum. Die Modellrechnung oben zeigt also, daß der Transport über diese Distanz tatsächlich auf eine Zeitkonstante ähnlicher Größenordnung führt, wie die Zeitkonstante des RC-artigen Tiefpasses.

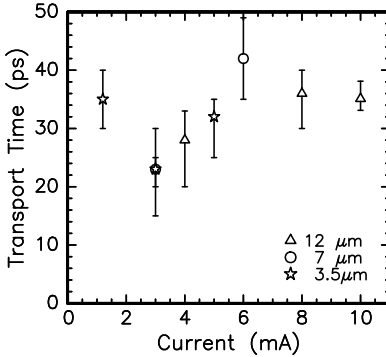


Abbildung 4.14:
 Aus den Modulationsantworten erhaltene τ_{trans} in VCSELn mit 3.5, 7, 12 μm Apertur. Die zugehörige Distanz beträgt 82 nm.

Die zugehörige Modulationsbandbreite ist bei einer Transportzeit von 33 ps nach Gl. (4.29) auf

$$f_{3dB,trans} = \left(2 + \sqrt{3}\right) \frac{1}{2\pi\tau_{trans}} = \left(2 + \sqrt{3}\right) \frac{1}{2\pi \cdot 33 \text{ ps}} = 18 \text{ GHz}$$

begrenzt. Dieses Limit liegt relativ hoch, verglichen mit den anderen Limits in Tabelle 4.6. D.h. der Ladungsträgertransport trägt bei diesen VCSELn nicht zur Begrenzung der Bandbreite bei.

4.2.4 Resonanzfrequenz und Dämpfung - thermisches und intrinsisches Bandbreitenlimit

Die Modulationsantwort bei verschiedenen Arbeitspunkten I_0 wurde an drei VCSELn mit Aperturdurchmessern von 3.5, 7, 12 μm gemessen. Dabei wurde der Arbeitspunkt von der Schwelle bis kurz nach dem Maximum der Ausgangsleistung variiert. Die zugehörigen PI -Kennlinien der VCSEL zeigt Abb. 4.19. In Abb. 4.15 sind die Meßkurven zum 3.5 μm VCSEL oben, und zum 12 μm VCSEL unten zu sehen. Die Resonanz verschiebt sich zu höheren Frequenzen mit steigendem Arbeitsstrom. Dies resultiert aus einer steigenden Ausgangsleistung und Photonendichte mit dem Strom über der Schwelle (Gl. (4.7)). Außerdem wird die Resonanzspitze flacher und breiter mit steigendem Strom. Dies wird durch eine größere Dämpfung verursacht, die ebenfalls mit der Photonendichte anwächst (Gl. (4.8)). Zwischen dem 3.5 und 12 μm VCSEL fallen große Unterschiede im Frequenzgang auf. Während sich der 12 μm VCSEL länger über der -3dB Grenze hält zu großen Frequenzen hin, erreicht

der $3.5\ \mu\text{m}$ VCSEL dagegen deutlich höhere Resonanzfrequenzen. Ersteres ist ein Anzeichen für eine parasitäre Begrenzung wie in den beiden vorangegangenen Unterkapitel besprochen. Letzteres Resonanzfrequenzlimit ist ein thermisches Limit wie im folgenden gezeigt werden soll. Wie schon erwähnt, erhält man aus einem Modell mit drei Ratengleichungen für Ladungsträger- und Photonendichten unter Kleinsignalmodulation der Ausgangsleistung eine Drei-Pol-Transferfunktion (4.25):

$$H(\omega) = \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \frac{1}{1 + i\omega\tau_{par}}$$

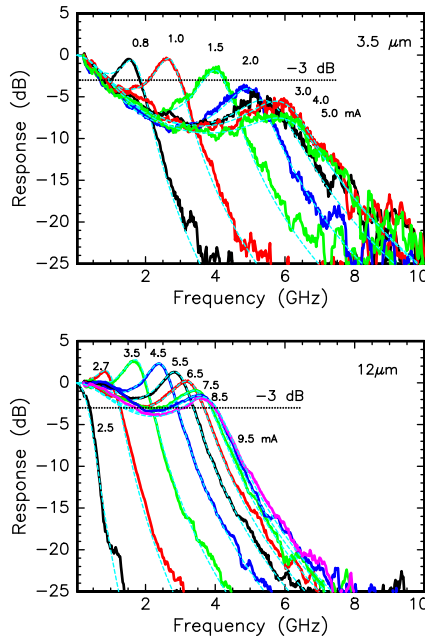


Abbildung 4.15: Modulationsantwort eines $650\ \text{nm}$ VCSEL mit $3.5\ \mu\text{m}$ Apertur (oben) und mit $12\ \mu\text{m}$ Apertur (unten) unter verschiedenen Arbeitsströmen. Gestrichelte Linien zeigen eine Anpassung mit Gl. (4.25). Während sich der $12\ \mu\text{m}$ VCSEL länger über der $-3\ \text{dB}$ Grenze hält zu großen Frequenzen hin, erreicht der $3.5\ \mu\text{m}$ VCSEL dagegen deutlich höhere Resonanzfrequenzen.

Der Betrag dieser Funktion läßt sich an die gemessenen Antwortdaten anpassen (gestrichelte Linien in Abb. 4.15). Die Anpaßfunktionen liefern die Werte f_r und γ der Bilder weiter unten.

Die Emissionswellenlängen λ der drei VCSEL mit 3,5, 7, 12 μm Durchmesser D_a der Oxidapertur befinden sich dabei im Bereich zwischen 648 und 660 nm und sind in Abb. 4.16 und B.1 zu sehen. Das Verstärkungsmaximum dieser Epitaxiestruktur m3428 liegt bei ~ 651 nm. Der Betriebsstrom induzierte Temperaturanstieg verursacht, daß sich die Emissionswellenlänge verschiebt. Der kleinste VCSEL erfährt die höchste Verschiebung mit dem Strom, hervorgerufen von einem hohen thermischen Widerstand (s. Kap. 3). Der Unterschied in der Wellenlänge zwischen den 3 VCSELn ist unbeabsichtigt. Er rührt von der Wachstumsvariation quer über das Substrat her (Abb. 2.6).

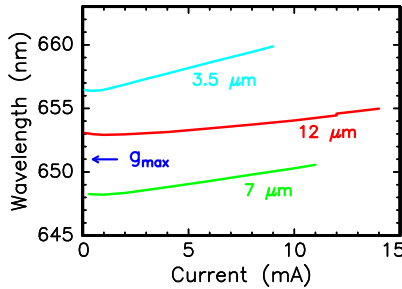


Abbildung 4.16: Gemessene Verschiebung der Emissionswellenlänge mit ansteigendem Gleichstrom für VCSEL mit 3,5, 7, 12 μm Durchmesser der Oxidapertur. Dieselben VCSEL werden in den anderen Schaubildern benutzt. Der Unterschied in der Wellenlänge zwischen den 3 VCSELn ist unbeabsichtigt. Er rührt von der Wachstumsvariation quer über das Substrat her (Abb. 2.6).

Die Resonanzspitze f_p mit der höchsten Frequenz wird vom 3,5 μm VCSEL erreicht. Sie beträgt 5,7 GHz bei einem Strom von 4 mA [Ballmann06]. Die Emissionswellenlänge dieses 3,5 μm VCSEL mit $D_s = 50 \mu\text{m}$ hat einen Wert von 657,7 nm bei 4 mA (Abb. 4.16). Bisher berichtete Rekordwerte von anderen Gruppen sind:

- $f_p = 3.75$ GHz, 5 mA, 656 nm, $D_a = 6 \mu\text{m}$, $f_{3dB} = 5.5$ GHz von der

FBH-Gruppe [Knigge902]

- $f_p = 7$ GHz, 12 mA, 670 nm, Implantierdurchmesser $15 \mu\text{m}$ und Kontakttringdurchmesser $11 \mu\text{m}$, $f_{3dB} = 11$ GHz von Honeywell zusammen mit Sandia Nat. Labs [Lehman97]

Bei einer Emissionswellenlänge von 660 nm konnten wir $f_p = 7$ GHz messen bei einem Strom von nur 3.6 mA (s. [Raabe02]). Dafür wurde die Epitaxiestruktur m3385 mit einem Verstärkungsmaximum bei 670 nm verwendet, wobei $D_a = 6.5 \mu\text{m}$ und für die Mesa $D_s = 38 \mu\text{m}$. Das Problem der flachen Banddiskontinuitäten des Materialsystems (Kap. 3.1), das zu kleinen Wellenlängen hin schwieriger wird, macht sich auch hier bemerkbar. Hohe f_p -Werte zu erreichen wird mit abnehmender Wellenlänge anspruchsvoller. Allerdings müssen für einen fairen Vergleich der Daten zwischen VCSEL verschiedener Wellenlänge sowohl die Oxidaperturgröße als auch die spektrale Verstimmung der Resonatormode relativ zum Verstärkungsmaximum der Quantenfilme von den zu vergleichenden VCSELn übereinstimmen. Die Apertur und die Verstimmung haben auch großen Einfluß auf $f_{p,max}$, wie hier noch gezeigt werden soll.

Resonanzfrequenz:

Die Resonanzfrequenz wird als Funktion der Photonendichte S_0 in den Quantenfilmen in Abb. 4.17(a) gezeigt. Von den Licht-Strom (P - I) Kennlinien kann S_0 mit Gl. (4.19) errechnet werden

$$s_0 = \frac{N_{qw} L_{qw}}{L_{eff} V} \frac{\eta_i}{\eta_d} \frac{\tau_{ph}}{hc/\lambda} \cdot P .$$

Die Datenpunkte folgen der Beziehung von Gl. (4.7)

$$\omega_r = \sqrt{\frac{v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn} / \chi}{(1 - \beta) \tau_{ph}}} \cdot \sqrt{s_0} .$$

In Gl. (4.7) zusammen mit Gl. (4.19) ist die wichtige Kenngröße der Modulationsdynamik $\frac{dg}{dn} / \chi$ immer noch unbekannt und wird wie allgemein üblich aus der Anpassung in Abb. 4.17(a) gewonnen (für die anderen Größen siehe Tabelle 3.2 und 3.3). Der $3.5 \mu\text{m}$ VCSEL hat ein kleineres $\frac{dg}{dn} / \chi$, das wahrscheinlich durch die unbeabsichtigte Verstimmung der Resonatormode (zu sehen in Abb. 4.16) relativ zum Verstärkungsmaximum verursacht wird. Er ist deutlich langwelliger als die für 650 nm konzipierten Quantenfilme. Abb. 4.18 zeigt am Beispiel eines SQW

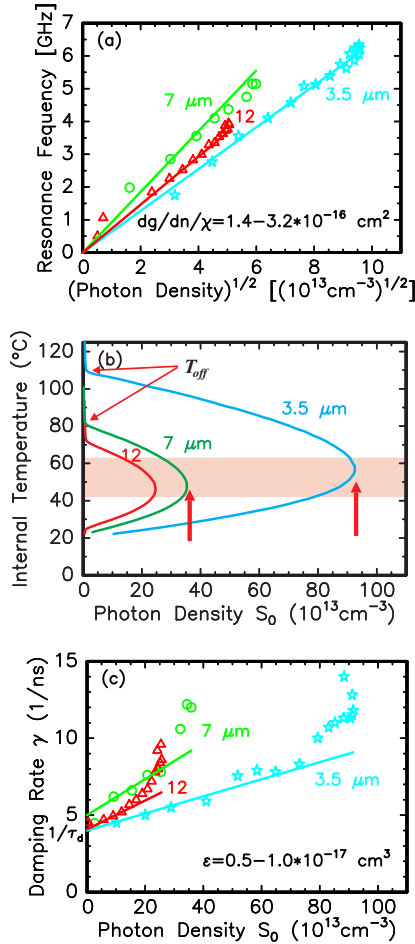


Abbildung 4.17: (a) Differentielle Verstärkung aus der Auswertung der Modulationsantwort der VCSEL mit 3.5, 7 und 12 μm Oxidapertur. (Linien: Anpassung mit Gl. (4.7)). (b) Verhalten der Photonendichte für ansteigenden Gleichstrom und daher ansteigende Temperatur im Bauteil. Bei kleineren VCSELn tritt der Rollover bei höheren Photonendichten auf. Der 3.5 μm VCSEL stellt bei 110°C die Lasertätigkeit ein. (c) Verstärkungskompression aus der Auswertung der Modulationsantwort. (Linien: Anpassung mit Gl. (4.8), in der die Temperaturabhängigkeit aber nicht enthalten ist). Nach dem Rollover fängt die Resonanzfrequenz mit steigendem Strom an auf der Geraden wieder zu sinken, die Dämpfung wächst dagegen weiter an.

bei 670 nm, daß bei langwellig verstimmten VCSELn die differentielle Verstärkung dg/dn kleiner ist. Durch das kleinere $\frac{dg}{dn}/\chi$ sind die Resonanzfrequenzwerte zu einem bestimmten s_0 kleiner, der VCSEL ist dadurch langsamer.

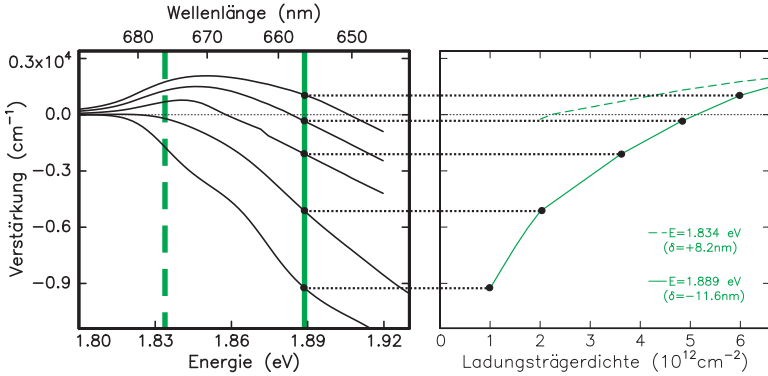


Abbildung 4.18: Links: Berechnete Verstärkungsspektren [Piprek] für verschiedene Ladungsträgerdichten bei Raumtemperatur. Mit den senkrechten Geraden sind zwei exemplarische VCSEL eingezeichnet, einer für lang-, der andere für kurzwellige Verstimmung. Rechts: Überträgt man die Schnittpunkte dieser Geraden mit den Verstärkungsspektren in das Schaubild rechts, erhält man daraus eine Auftragung $g(n)$.

Geringere Unterschiede in der Steigung gibt es auch durch die unterschiedlichen Photonenlebensdauern der VCSEL. Die Photonenlebensdauer läßt sich aus der $\eta_d(D_a)$ Beziehung direkt ableiten (s. Kap. 3.4 Gl. (3.34) und Tabelle 3.3). Bei dem 7 und 12 μm VCSEL liefert die Anpassung das gleiche $\frac{dg}{dn}/\chi$. Ihre Steigungen von $f_r(\sqrt{s_0})$ sind trotzdem unterschiedlich. Wie vorne dargestellt verkürzen Streuverluste beim 7 μm VCSEL τ_{ph} und erhöhen die Steigung gegenüber dem 12 μm VCSEL. Einerseits wächst die Steigung der linearen Anpassung also leicht an mit kleineren Aperturgrößen durch Abnahme von τ_{ph} . Andererseits hat der 3.5 μm VCSEL insgesamt eine kleinere Steigung und damit ein kleineres $\frac{dg}{dn}/\chi$, verursacht durch die langwellig verstimzte Resonatormode.

Bei hohen Frequenzen häufen sich die Punkte in Abb. 4.17(a) an. Vergleicht man die Kurven in Abb. 4.15 für hohe Ströme kann auch keine weitere Zunahme der Resonanzfrequenz mit dem Strom beobachtet

werden. Sie fängt sogar an wieder zu sinken. Die maximale Resonanzfrequenz eines VCSEL hängt nach Abb. 4.17 also hauptsächlich von einem Parameter ab, nämlich der erreichbaren Photonendichte in den Quantenfilmen. S_0 ist thermisch begrenzt (Abb. 4.17 Mitte). Die zu $s_{0,max}$ gehörenden Frequenzen $f_{r,max}$ führen laut Gl. (4.16)

$$f_{3dB,therm} = (1 + \sqrt{2})^{1/2} \cdot f_{r,max}$$

zu Bandbreiten $f_{3dB,therm} = 6.1 \text{ GHz}$ ($12 \mu\text{m}$), 8.1 GHz ($7 \mu\text{m}$), 9.8 GHz ($3.5 \mu\text{m}$). VCSEL mit kleineren Aperturen haben höhere $f_{3dB,therm}$ wegen höherer S_0 . Nach der parasitären Kapazität setzt damit die Bauteilerwärmung das nächst höhere Bandbreitenlimit. Beseitigt man rechnerisch die parasitären Effekte wie z.B. für den $3.5 \mu\text{m}$ VCSEL in Abb. 4.10(b), führt das ebenfalls zu einer maximalen Bandbreite von $\sim 9 \text{ GHz}$, wie die thermische Bandbreite hier.

Wie schon in Kapitel 3.1 beschrieben kann man die interne Temperatur (Spiegeltemperatur) in Abb. 4.17(b) bestimmen, indem man die Verschiebung der Emissionswellenlängen beobachtet. Abb. 4.16 zeigt die Wellenlängenverschiebung mit dem Betriebsstrom im Fall der 651 nm VCSEL dieses Kapitels hier. Aus der in-situ Kontrolle des epitaktischen Wachstums kennt man das Verhältnis von Emissionswellenlänge zu Temperatur als 0.04 nm/K . Die Temperatur der Unterlage des VCSEL beträgt 20°C . In Abb. 4.17(b) ist so die zu einem Strom gehörende innere Temperatur über die ebenfalls zu diesem Strom gehörende Photonendichte (aus der PI -Kennlinie) aufgetragen. Zu hohen Strömen hin steigt in einem VCSEL die Photonendichte, aber auch die Bauteiltemperatur. Dadurch gehen immer mehr Elektronen aus den Quantenfilmen verloren. Bei Temperaturen über ca. 50°C hört die Photonendichte daher auf anzusteigen und beginnt zu sinken für noch höhere Temperaturen. Mit dem kleinen $3.5 \mu\text{m}$ VCSEL werden noch Temperaturen bis 110°C erreicht, ehe die Lasertätigkeit beendet ist. Vergleicht man die VCSEL mit verschiedenen Aperturen untereinander, stellt man fest, daß mit kleineren VCSEL-Aperturen zu einem gegebenen s_0 die interne Temperatur sinkt. Der kleinere VCSEL hat das bessere Temperaturbudget (vgl. Kapitel 3.1 Abb. 3.8, $s_0 \sim (j - j_{th})$ nach Gl. (4.20)). In kleineren VCSELn erlaubt eine geringere Selbsterwärmung während des Betriebs deshalb höhere Photonendichten.

Nach Gl. (4.21)

$$\omega_r = \sqrt{\frac{v_{gr}\Gamma_r \frac{dg}{dn}/\chi}{(1-\beta)} \frac{N_{qw}L_{qw}}{L_{eff}V} \frac{\eta_i}{e}} \cdot \sqrt{I - I_{th}}$$

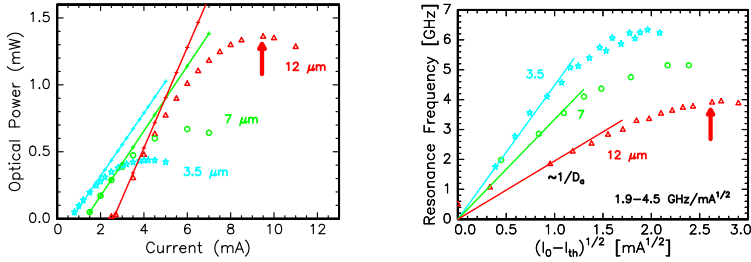


Abbildung 4.19: Durch starke Eigenerwärmung der VCSEL bei hohen Gleichströmen weicht die optische Leistung P und die Resonanzfrequenz f_r immer stärker von der idealen Geraden ab. P , und damit auch f_r , läßt sich ab einem bestimmten Strom nicht mehr weiter steigern. Die Steigungen rechts verhalten sich bei geringem Strom wie $\propto 1/D_a$ zueinander Gl. (4.21). Wegen seiner kleinen Größe ist der VCSEL fähig, hohe Geschwindigkeiten bei kleinen Strömen zu liefern.

läßt das kleine aktive Volumen des VCSEL vermuten, daß seine mögliche Modulationsbandbreite gegenüber einem Kantenemitter ziemlich hoch ist. Es ist jedoch nicht möglich Arbeitsströme anzulegen, die ähnlich hoch sind wie bei einem Kantenemitter und zwar wegen des hohen thermischen Widerstands im VCSEL und des Serienwiderstands. Nichtsdestoweniger hat der VCSEL für den gleichen kleinen Arbeitsstrom über der Schwelle eine viel höhere Resonanzfrequenz (Abb. 4.19). Die 1.55 fache Steigung $\frac{f_{3dB}}{\sqrt{I-I_{th}}} = \frac{1.55 f_r}{\sqrt{I-I_{th}}}$ wird als modulation current efficiency factor (MCEF) angegeben [Chen93] und ist in Tabelle 4.5 aufgelistet. Für kleinere Bauteile, die mit der gleichen Stromdichte über der Schwelle betrieben werden, bekommt man jedoch keine höhere Resonanzfrequenz. Um die maximale Bandbreite zu finden, läuft auch hier alles wieder auf die Frage hinaus, mit welchen VCSEL-Größen man die höchste Stromdichte in den Quantenfilmen erreicht, die laut Gl. (4.20) der Photonendichte proportional ist. Was Gl. (4.21) nicht zu erkennen gibt, ist, daß die maximale Bandbreite des VCSELs verbessert werden kann, indem man großflächige Bauteile auf kleinere Größen herunterskaliert, weil die Erhöhung der Bauteiltemperatur (bei einer bestimmten Stromdichte) kleiner ist in kleineren Bauteilen (s. Abb. 3.8 am Beispiel eines 660 nm VCSEL). Das Heizen durch den Betrieb könnte auch hier mit Gl. (3.8) und (3.5) noch berücksichtigt werden.

Verbessern kann man die VCSEL-Geschwindigkeit auch, indem man bewußt die Resonatormode bezüglich des Verstärkungsmaximums verstimmt. Ein VCSEL mit einer kurzwelligeren Resonatormode hat eine höhere differentielle Verstärkung (Abb. 4.18). Als Zahlenbeispiel ist in Abb. 4.20 der $3.5\ \mu\text{m}$ VCSEL zu sehen. Mit ca. $658\ \text{nm}$ Emissionswellenlänge ist er $7\ \text{nm}$ langwellig verstimmt und hat $\frac{dg}{dn}/\chi = 1.45 \cdot 10^{-16}\ \text{cm}^2$. Gestrichelt sieht man, wie schnell er im unverstimmten Fall mit $\frac{dg}{dn}/\chi = 3.22 \cdot 10^{-16}\ \text{cm}^2$ laut Rechnung ist. Eine kurzwellig verstimmte Resonatormode hat allerdings ein schlechteres Temperaturverhalten des VCSEL zur Folge. Mit höherer Temperatur steigt die Wellenlänge der Verstärkung ($\sim 0.12\ \text{nm/K}$) viel schneller an als die des Resonators ($0.04\ \text{nm/K}$). Wenn die Wellenlänge des Resonators von vornherein kleiner ist als die der Verstärkung, laufen die Wellenlängen nicht aufeinander zu zu einem Optimum für die Ausgangsleistung, sondern laufen weiter auseinander.

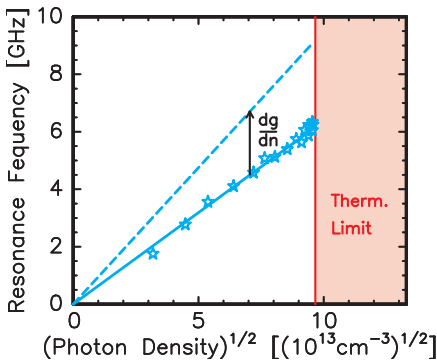


Abbildung 4.20:
Einfluß der differentiel-
len Verstärkung
auf die Modula-
tionsdynamik. Beim
VCSEL kann man
 dg/dn über die Ver-
stimmung der Reso-
natormode ändern.

Dämpfung:

Neben dem parasitären Bandbreitenlimit und dem thermischen Limit existiert ein intrinsisches Limit durch Dämpfung der Resonanzspitze. Dieses Limit wird bestimmt durch Gl. (4.18)

$$f_{3dB,damp} = \frac{2\pi\sqrt{2}}{K}.$$

Den K -Faktor eines jeden VCSELS erhält man, indem die Dämpfung gegen das Quadrat der Resonanzfrequenz für verschiedene Arbeitsströme aufgetragen wird und eine gerade Linie angepaßt wird. Von Abb. 4.21

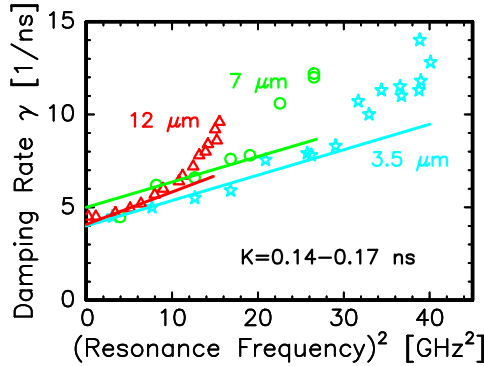


Abbildung 4.21: K -Faktor Berechnung aus der $\gamma(f_r)$ Beziehung (4.17).

liest man den K -Faktor aus der Steigung ab und benutzt dabei die Beziehung von Gl. (4.17)

$$\gamma = K \cdot f_r^2 + \frac{1}{\chi \tau_d} = 4\pi^2 \left(\tau_{ph} + \underbrace{\frac{\varepsilon}{v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn} / \chi}}_{\tau_{cap}} \right) f_r^2 + \frac{1}{\chi \tau_d} .$$

Eine gute Anpassung ist für die Meßpunkte möglich, bei denen der Arbeitsstrom im geraden Bereich der PI -Kennlinie (Abb. 4.19) liegt. K beträgt 0.14 ns für den 3.5 und 7 μm VCSEL und 0.17 ns für den 12 μm VCSEL. Dies führt zu einer intrinsischen Grenze von $f_{3dB,damp} \sim 50$ GHz. Der höhere K -Faktor des 12 μm VCSEL ergibt sich aus einem höheren τ_{ph} (Tabelle 3.3). In der Literatur werden Werte von $K = 0.353$ ns [Lehman97] und $K = 0.5$ ns [Carlsson04] genannt.

Nun da man $\frac{dg}{dn}/\chi$ und τ_{ph} kennt, kann Gl. (4.8) und Abb. 4.17(c) bzw. Gl. (4.22) und Abb. 4.23(a)

$$\gamma = \frac{1}{\chi \tau_d} + \left(\underbrace{v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn} / \chi}_{\frac{\varepsilon}{\tau_{cap}}} + \frac{\varepsilon}{\tau_{ph}} \right) \cdot s_0 \quad \text{bzw.}$$

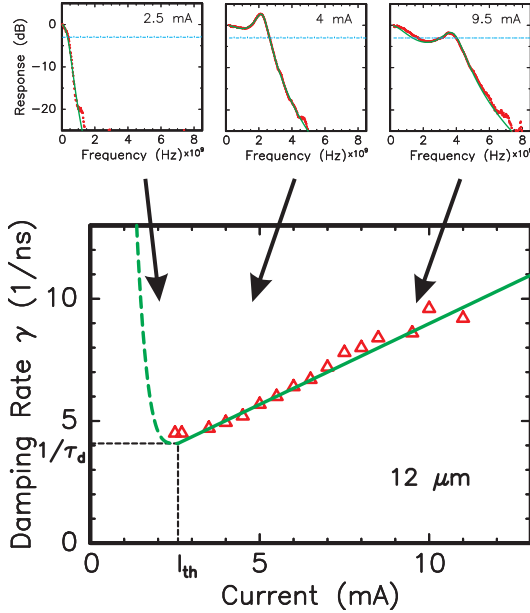


Abbildung 4.22: Verlauf der Resonanzdämpfung mit dem Strom.

$$\gamma = \frac{1}{\chi \tau_d} + \left(\underbrace{v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn}}_{\frac{\varepsilon}{\tau_{cap}}} / \chi + \frac{\varepsilon}{\tau_{ph}} \right) \frac{N_{qw} L_{qw}}{L_{eff} V} \frac{\eta_i \tau_{ph}}{e} \cdot (I - I_{th})$$

als Bestimmungsgleichung für ε dienen. Die Verstärkungskompressionseffekte - wie z.B. spektrales und räumliches Lochbrennen, Ladungsträgererwärmung, Quantenfilmeinfang/entweichprozeß - verursachen eine erhöhte Dämpfung der Resonanzspitze. Der strukturabhängige Teil von ε , der durch die endliche Einfangzeit (Abb. 4.13) von Ladungsträgern in die Quantenfilme entsteht, hängt mit der Einfangzeit über

$$\tau_{cap} = \varepsilon / \left(v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn} / \chi \right) \quad (4.47)$$

nach einem Ladungsträger-Reservoir-Modell zusammen ([Dörnen94] Kap. 11, [Zimmer97]). Die Bestimmung von ε liefert somit auch einen Maximalwert für τ_{cap} , wenn man statt des Strukturanteils das gesamte ε für die Berechnung verwendet. Für ε ergibt sich $1.0 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$

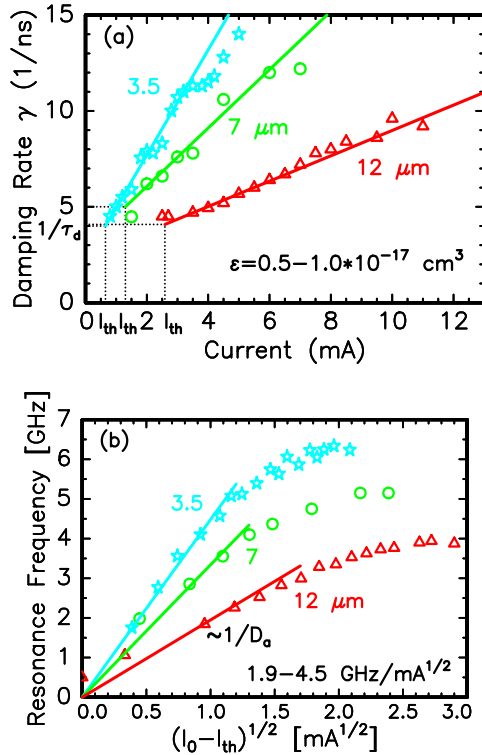


Abbildung 4.23: (a) Dämpfung versus Strom liefert den Verstärkungskompressionsfaktor ε (Linien: Anpassung mit Gl. (4.22)). (b) Resonanzfrequenz als Funktion von $(I_0 - I_{th})^{1/2}$. Bei hohem Strom tritt thermische Sättigung der Resonanzfrequenz auf, während γ weiter ansteigt.

(7 μm und 12 μm VCSEL) und $0.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$ (3.5 μm VCSEL) und τ_{cap} beträgt maximal 2ps. Die struktur- und materialabhängigen Verstärkungskompressionseffekte zusammen lassen sich als verallgemeinerte Einfangzeit interpretieren, da auch der materialabhängige Teil als Reservoir an Zuständen gesehen werden kann, die nicht direkt zur optischen Verstärkung beitragen, sondern erst nach einer verallgemeinerten Zeit τ_{cap} . Für einen schnellen VCSEL mit kleinem K -Faktor muß diese verallgemeinerte Einfangzeit mit den vielerlei Verstärkungskompressi-

| Parameter | 3.5 μm VCSEL | 7 μm VCSEL | 12 μm VCSEL |
|----------------------|------------------------------------|------------------------------------|------------------------------------|
| $\frac{dg}{dn}/\chi$ | $1.45 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ | $3.22 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ | $3.22 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ |
| $MCEF$ | 6.9 GHz/ $\sqrt{\text{mA}}$ | 5.2 GHz/ $\sqrt{\text{mA}}$ | 3.0 GHz/ $\sqrt{\text{mA}}$ |
| ε | $0.5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$ | $1.0 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$ | $1.0 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$ |
| τ_d | 0.25 ns | 0.20 ns | 0.245 ns |

Tabelle 4.5: *Anpaßgrößen erhalten aus der Auswertung der Kleinsignalantwort für VCSEL der Struktur m3428 mit 3.5, 7 und 12 μm Oxidaperturdurchmesser. Diese Größen sind wichtige intrinsische Parameter für die Modulationsdynamik.*

onseffekten, die die Eigenschaften der aktiven Zone beschreibt, sowie die Photonenlebensdauer, die die optischen Verluste der Lasergeometrie erfaßt, möglichst klein gehalten werden. ε ist kleiner für den verstimmten 3.5 μm VCSEL. Damit verhält sich die Verstärkungskompression wie die differentielle Verstärkung, die ebenfalls beim 3.5 μm VCSEL durch die langwellig verstimmte Resonatormode kleiner ist (Abb. 4.18, Tabelle 4.5). Nimmt man an, daß die verallgemeinerte Einfangzeit in die Quantenfilme von einer langwelligeren Resonatormode nicht beeinflußt wird, entspricht dieses Ergebnis auch den Erwartungen. Denn bei $\tau_{cap} = \text{konst.}$ ist $\varepsilon \propto \frac{dg}{dn}/\chi$. Ein physikalischer Grund für das beobachtete kleinere ε (den Materialanteil von ε betreffend) ist möglicherweise ein geringeres spektrales Lochbrennen für Laseremission in der Nähe der Bandlücke, da dort rekombinierte Ladungsträger schnell durch benachbarte Ladungsträger mittels Auger-Prozeß nachgefüllt werden können [Landsberg66].

Nach der sauberen physikalischen Trennung verschiedener dynamischer Effekte kann nun über eine Optimierung der Modulationsbandbreite diskutiert werden. In Tabelle 4.6 sind die Modulationsbandbreiten zusammengefaßt, die die verschiedenen Effekte jeweils einzeln zulassen. Auch die aus Abb. 4.15 abgelesene maximal meßbare Bandbreite ist aufgelistet. Der parasitäre Effekt dominiert als langsamste Komponente die Modulationsantwort dieser VCSEL. Die parasitären Bandbreiten der drei VCSEL stimmen ungefähr mit ihren gemessenen Bandbreiten überein und bestätigen damit, daß sie für die Begrenzung verantwortlich sind. Die gemessene Bandbreite $f_{3dB,max}$ tritt auch schon bei einem Strom auf ehe das thermische oder ein höheres Limit erreicht wird. Der 12 μm VCSEL mit dem besten elektrischen Widerstandswert der 3 VC-

SEL weist eine gemessene 3dB-Bandbreite bis 4 GHz bei 9 mA auf. Die begrenzende parasitäre Kapazität quer über die dünne Oxidapertur ist vermeidbar. Wie erwähnt, muß man dafür die Oxidapertur z.B. in Form einer spitz zulaufenden oxidierten Apertur noch optimieren, wie das bei infraroten VCSEL schon gemacht wird. Graduelle Spiegelgrenzflächen und Polymer als Isolationsschicht sorgen bereits für einen kleinen Serienwiderstand bzw. eine kleine Kontaktflächenkapazität. Der thermische Effekt stellt jedoch die Hauptbegrenzung dar. Durch das kleine aktive Volumen erreichen VCSEL schon bei kleinen Strömen hohe Resonanzfrequenzen. Von Nachteil ist allerdings, daß sie sich bei einer hohen Stromzufuhr stark erhitzen. Daher gelten für die Modulationsoptimierung ähnliche Ziele wie bei der Optimierung des stationären Betriebs (siehe Kap. 3.1). Beste Werte erreicht der kleine $3.5 \mu\text{m}$ VCSEL mit einer gemessenen Resonanzfrequenz von 6.3 GHz bei 4.5 mA. Maßnahmen für ein gutes Temperaturverhalten widersprechen aber auch oft den

| Parameter | $3.5 \mu\text{m}$ | $7 \mu\text{m}$ | $12 \mu\text{m}$ | aus |
|-------------------------|-------------------|-----------------|------------------|---------------------|
| Parasitäre Effekte: | | | | |
| τ_{par} | 200 ps | 155 ps | 135 ps | |
| $f_{3dB,par}$ | 3.0 GHz | 3.8 GHz | 4.4 GHz | S_{21} |
| Thermische Effekte: | | | | |
| $f_{r,max}$ | 6.3 GHz | 5.2 GHz | 3.9 GHz | |
| $f_{3dB,therm}$ | 9.8 GHz | 8.1 GHz | 6.1 GHz | s_0 -Limit |
| $I(f_{r,max})$ | 4.5 mA | 6 mA | 10 mA | |
| Transport Effekte: | | | | |
| τ_{trans} | 33 ps | 33 ps | 33 ps | S_{21} mit |
| $f_{3dB,trans}$ | 18 GHz | 18 GHz | 18 GHz | S_{11} korrigiert |
| Dämpfung: | | | | |
| K | 0.14 ns | 0.14 ns | 0.17 ns | |
| $f_{3dB,damp}$ | 63 GHz | 63 GHz | 52 GHz | $\gamma(f_r)$ |
| Gemessen aus S_{21} : | | | | |
| $f_{3dB,max}$ | 1.8 GHz | 3.3 GHz | 4.0 GHz | S_{21} |
| $I(f_{3dB,max})$ | 0.8 mA | 2 mA | 9 mA | |

Tabelle 4.6: Zusammenfassung der Limits für die Modulationsbandbreite von VCSELn mit 3.5 , 7 und $12 \mu\text{m}$ Oxidaperturdurchmesser.

Maßnahmen zur Reduzierung des RC -Produkts und müssen daher gegeneinander abgewogen werden. Eine große Kontaktfläche (Kap. 2.1.1) und ein großes Verhältnis D_s/D_a (Kap. 3.1) verbessern das Temperaturverhalten, und erhöhen allerdings andererseits die parasitäre Kapazität. Auch eine bewußte Verstimmung der Resonatormode λ gegenüber der Verstärkung λ_{qw} ist bei einer kurzwelligen Resonatormode vorteilhaft für dg/dn (Abb. 4.20), verschlechtert aber die Temperaturstabilität durch Auseinanderlaufen von λ und λ_{qw} , wie vorn beschrieben. Die Pseudo- RC -Effekte durch langsame Transportprozesse dieser Laserstruktur und die Dämpfung sind gering und tragen derzeit nicht zur Bandbreitenbegrenzung bei.

Kapitel 5

Großsignalmodulation

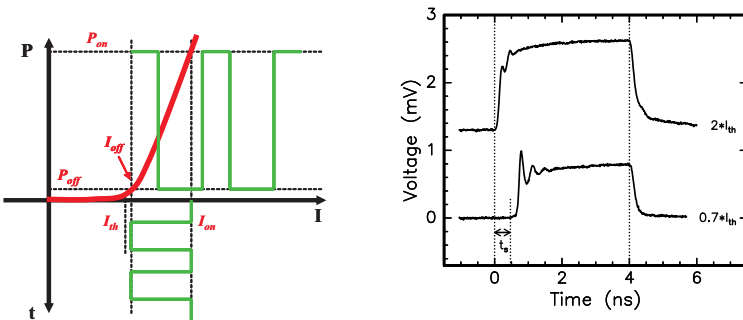


Abbildung 5.1: Links: Bei der Großsignalmodulation wird der Strom von einem DC-Arbeitspunkt aus mit großer Rechteckamplitude moduliert und die optische Antwort des Lasers betrachtet. Rechts: Aus der Großsignalpulsantwort des Lasers lassen sich Störungen wie die Einschaltverzögerung ablesen.

Mit Messungen am Institut für Elektrische und Optische Nachrichtentechnik der Uni Stuttgart wurde das Großsignalverhalten der VCSEL untersucht. Für die Datenkommunikation ist das digitale Großsignalmodulations-Verhalten interessant. Es gibt weitere Begrenzungen verglichen mit der Kleinsignalmodulation. Die Datenrate der Großsignalmodulation ist durch Störungen von Ein- und Ausschaltverzögerungen der optischen Emission, Überschwingern, Relaxati-

onsoszillationen und musterabhängigen Gedächtniseffekten begrenzt ([Peter91], Kap. 4). Einfache genäherte analytische Formeln setzen die Verzögerungszeit mit der Kleinsignalfrequenz in Beziehung. Im folgenden werden die Messung und Analyse des Großsignals, sowie einige Großsignalbetriebsmodi erläutert.

5.1 Meßaufbau

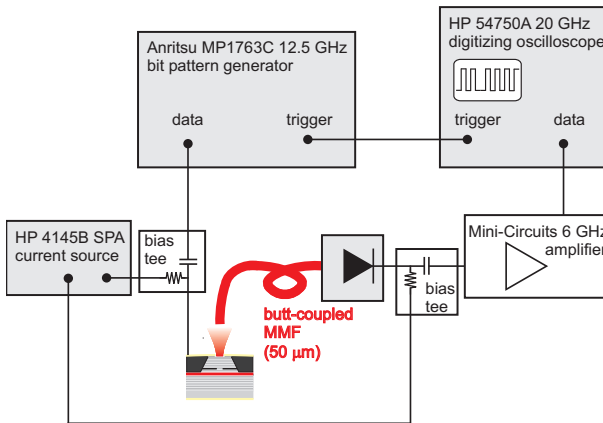


Abbildung 5.2: Aufbau für Großsignalmodulationsmessungen. Das Modulationssignal des Pattern-Generators wird auf einen Grundstrom I_{off} addiert und beides in den VCSEL eingespeist. Die vom Detektor aufgezeichnete optische Leistung wird verstärkt und die Pulsfolgen bzw. Augendiagramme an einem Digitaloszilloskop dargestellt.

Im Meßaufbau (s. Abb. 5.2) moduliert ein 12,5 GHz Anritsu MP1763C Bit-Pattern-Generator den VCSEL. Das Modulationssignal des Pattern-Generators wird auf einen Grundstrom I_{off} einer HP 4145B SPA Stromquelle mittels eines Bias-T-Netzwerks addiert, die auch die Photodiode versorgt. Der VCSEL wird über eine Krallen kontaktiert und seine optische Emission wird in eine Multimodenfaser (MMF) mit 50 μm Kern eingekoppelt und von einer pin Silizium-Photodiode mit 40 μm Durchmesser und einer geschätzten Bandbreite von 8 GHz absorbiert. Das elektrische Detektorsignal, das ein Mini-Circuits 6 GHz Verstärker verstärkt, nimmt schließlich ein HP54750A 20 GHz digitizing oscillosco-

pe auf. Zum Messen von Verzögerungszeiten wird eine Pulsfolge von 32 Bits mit 1 angeschaltetem Bit benützt und zwar mit einer Bit-Rate von 0,25 Gb/s. Dies soll Gedächtniseffekte von übriggebliebenen Ladungsträgern und Photonen von vorherigen Pulsen vermeiden und für das Einschalten genügend lange Zeit lassen.

5.2 Modulation mit Arbeitspunkt unterhalb der Schwelle, turn-on delay

Wenn der Laser von einem Strom I_{off} unterhalb der Schwelle auf I_{on} oberhalb der Schwelle abrupt angeschaltet wird, füllt der Betriebsstrom die Ladungsträgerdichte der aktiven Region auf Schwellniveau auf. Die entsprechend benötigte Zeit wird Einschaltverzögerung (turn-on delay) t_s genannt (Abb. 5.1 rechts).

In Abb. 5.3 unten ist der VCSEL der Struktur m3428 (650 nm) mit einer Apertur von $7\mu\text{m}$ mit einem Arbeitsstrom I_{off} vorgeschaltet, der dem 0.04-fachen, 0.71-fachen, 0.89-fachen und dem 1.61-fachen Schwellwert entspricht. Er wird mit $0.25 V_{0L}$ moduliert. Das heißt $I_{off} = 0.1\text{ mA} \rightarrow I_{on} = 3.1\text{ mA}$, $I_{off} = 2.0\text{ mA} \rightarrow I_{on} = 3.7\text{ mA}$, $I_{off} = 2.5\text{ mA} \rightarrow I_{on} = 5.1\text{ mA}$ und $I_{off} = 4.5\text{ mA} \rightarrow I_{on} = 6.7\text{ mA}$ mit einem Schwellstrom von $I_{th} = 2.8\text{ mA}$. (Das optische Signal wird in Volt-Einheiten am Oszilloskop gemessen.) Bei den Signalen mit $I_{off} < I_{th}$ erreicht nach einer Verzögerung t_s die Ladungsträgerdichte das Schwellniveau und gleichzeitig startet die Laser-Tätigkeit. Je weiter man mit I_{off} von der Laserschwelle entfernt ist, um so länger ist der Einschaltvorgang. Die Einschaltverzögerung kann Werte $> 1\text{ ns}$ annehmen (Abb. 5.4), was die schnelle digitale Datenübertragung einschränkt. Die optischen Signale zeigen zusätzlich einen Überschwinger mit einer gedämpften Oszillation. Wenn der Laser über der Schwelle betrieben wird, verschwindet diese Einschaltverzögerung.

Die Ratengleichungen können dazu verwendet werden, die Großsignalmodulationsdynamik zu modellieren. Die Komplexität der Großsignalpulsform erfordert meistens numerische Lösungsmethoden. Mit dem Runge-Kutta-Verfahren lassen sich die Ratengleichungen ((3.23), (3.24), (3.28)) für Rechteckpulse numerisch lösen (z.B. wie hier mit Mathcad [Mathsoft00]). Dabei wird n_{tr} über Gl. (3.28), n_{th} über Gl. (3.30) und (3.26) und g_{th} über Gl. (3.36) beschrieben. Die Eingabegrößen kann man den Tabellen 3.2, 3.3, 4.5 entnehmen, die Ergebnisse

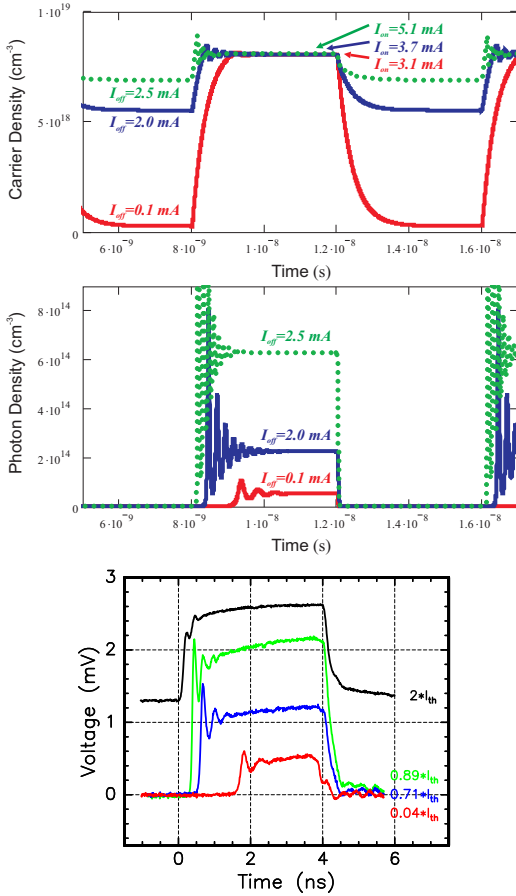


Abbildung 5.3: Einschaltverzögerung für $I_{off} = 0.1 \text{ mA} \rightarrow I_{on} = 3.1 \text{ mA}$ (rot), $I_{off} = 2.0 \text{ mA} \rightarrow I_{on} = 3.7 \text{ mA}$ (blau), $I_{off} = 2.5 \text{ mA} \rightarrow I_{on} = 5.1 \text{ mA}$ (grün). Oben: Simulation des Zeitverhaltens der Ladungsträgerdichte. Je weiter man von der Laserschwelle entfernt ist, um so länger ist der Einschaltvorgang. (Lösung der Rategleichungen für Rechteckpuls) Mitte: Simulation des Zeitverhaltens der Photonendichte. Unten: Gemessenes optisches Signal. Einschaltzeit und Oszillationsdauer ist mit der Simulation vergleichbar.

der Theorie von Kap. 3 und 4 auflisten. Der hier untersuchte VCSEL hat eine Aperturweite von $7\ \mu\text{m}$ und einen Schwellstrom von $2.8\ \text{mA}$. β wird gleich 0.0002 gesetzt. Die Bit-Rate ist $0.25\ \text{Gb/s}$. Aus der Anpassung der Simulation an die gemessenen optischen Antwortpulse erhält man Werte für die Rekombinationskoeffizienten A und B . Die Simulation des Zeitverhaltens der Ladungsträgerdichte und der Photonendichte ist in Abb. 5.3 oben und Mitte zu sehen. Die Einschaltzeit bis zum Erreichen der Laserschwelle und die Oszillationsdauer der Simulation ist mit dem gemessenen optischen Signal vergleichbar. Auch die Photonendichte stimmt bis ca. $4\ \text{mA}$ mit den aus PI -Meßkurven ermittelten Werten überein (s. Abb. 4.17 und 4.19). Über $4\ \text{mA}$ sind die Werte aus Kap. 4 jedoch durch Ohmsches Heizen reduziert, während hier der VCSEL nur kurzzeitig angeschaltet wird und von Wärme unbeeinflusst bleibt. Für A wird $6.13 \cdot 10^8\ 1/\text{s}$ und B $25 \cdot 10^{-11}\ \text{cm}^3/\text{s}$ gewählt und damit eine Ladungsträgerlebensdauer an der Schwelle von $\tau = 0.39\ \text{ns}$ für das aktive Material $(\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}/\text{Ga}_{0.43}\text{In}_{0.57}\text{P}$ mit 4 Quantenfilmen der Breite $4.6\ \text{nm}$.

Die Einschaltverzögerung kann auch näherungsweise analytisch aus der Ladungsträgergleichung berechnet werden. Eine analytische Lösung bietet die Möglichkeit den Einfluß der Parameter auf die Einschaltverzögerung in direktem Zusammenhang wiederzugeben. Während des Einschaltens finden noch keine stimulierten Prozesse statt, so daß die Ladungsträgerrekombination von Gl. (3.23) unterhalb der Schwelle

$$\frac{dn}{dt} = \eta_i \frac{I}{qV} - \frac{n}{\tau} \quad (5.1)$$

lautet. Als eine Abschätzung erster Ordnung kann man t_s aus einem einfachen linearen Anstieg von n zum Schwellwert n_{th} bestimmen

$$\frac{n_{th} - n_{off}}{t_s} \approx \frac{\eta_i}{qV} (I_{on} - I_{off}) , \quad (5.2)$$

unter Vernachlässigung des Rekombinationsterms n/τ . In einer realistischeren Abschätzung wird die Ladungsträgerlebensdauer als konstant angenommen $\tau \neq \tau(n)$, d.h. $An \gg Bn^2$. Gl. (5.1) liefert so durch die reduzierende Rate $-n/\tau$ einen sublinearen, exponentiellen Anstieg der Ladungsträgerdichte

$$n(t) = n_{off} + (n_{on} - n_{off})(1 - e^{-t/\tau}) , \quad (5.3)$$

wobei für den abrupt eingeschalteten Strom $I_{on} = qVn_{on}/(\eta_i\tau_{on})$ nach Gl. (3.30) verwendet wurde. Nach der Einschaltverzögerung t_s erreicht

die Ladungsträgerdichte die Schwelle $n(t_s) = n_{th}$ und stimulierte Prozesse verhindern einen weiteren Anstieg von n , so daß n_{on} real nicht erreicht wird. Löst man Gl. (5.3) nach t_s auf und ersetzt n mit I nach $I = qVn/(\eta_i\tau(n))$ ist die Einschaltverzögerung t_s gegeben durch [Coldren95, Konnerth64]:

$$t_s = \tau \cdot \ln \frac{I_{on} - I_{off}}{I_{on} - I_{th}}. \quad (5.4)$$

Eine Taylorentwicklung dieser Gleichung um n_{off} führt wieder zu der linearen Vorstellung von Gl. (5.2). Demnach läßt sich eine große Einschaltverzögerung vermeiden, indem man zum einen I_{on} möglichst groß wählt und zum anderen der Konstantstrom I_{off} nahe an die Schwelle gelegt wird. Abb. 5.4 zeigt die stark variierenden Wer-

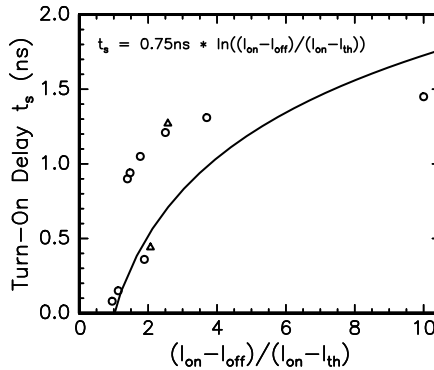


Abbildung 5.4: Einschaltverzögerung für verschiedene Ströme $I_{off} < I_{th}$ und $I_{on} > I_{th}$ und angepaßte analytische Theoriekurve.

te der gemessenen Einschaltverzögerung t_s als eine Funktion von $(I_{on} - I_{off}) / (I_{on} - I_{th})$. Gleichung (5.4) kann auch zur Messung der Ladungsträgerlebensdauer τ herangezogen werden. Die Anpassung an die Meßwerte ergibt $\tau = 0.75$ ns. Insgesamt hat man für die Ladungsträgerlebensdauer bzw. die Rekombinationskoeffizienten A , B also aus 4 verschiedenen Methoden Ergebnisse. In Kap. 3.4 wurde A , B , n_{tr} so gewählt, daß sowohl j_{th} aus dem stationären Betrieb als auch τ_d aus der Kleinsignalmodulation (Tabelle 4.5, Abb. 4.17, 4.21, 4.23) dazu passen. $\tau(n_{th})$ ist bei kleineren VCSELn kürzer wegen

der durch Streueffekte erhöhten Schwelle j_{th} . Die Schwelle im Gleichstrombetrieb liefert die Werte $\tau = 0.31$ ns ($3.5 \mu\text{m}$), 0.47 ns ($7 \mu\text{m}$), 0.58 ns ($12 \mu\text{m}$) mit $A = 6.13 \cdot 10^8$ 1/s und $B = 25 \cdot 10^{-11}$ cm³/s. Die zugehörigen differentiellen Werte $\tau_d = 0.17, 0.27, 0.35$ ns ähneln den ca. 0.2 ns aus der Kleinsignalmodulation. Auch in der numerischen Analyse der Großsignalmodulation liefern $A = 6.13 \cdot 10^8$ 1/s und $B = 25 \cdot 10^{-11}$ cm³/s zum Experiment passende Simulationsergebnisse, womit $\tau = 0.39$ ns ist ($7 \mu\text{m}$ VCSEL). Die Schwelle des $7 \mu\text{m}$ VCSEL, der für die Großsignalmodulation verwendet wurde, ist etwas erhöht (2.8 mA) gegenüber dem anderen $7 \mu\text{m}$ VCSEL der Kleinsignalmodulation (1.3 mA), was sich auch in einem kürzeren τ zeigt. Im Vergleich dazu bekommt man aus der analytischen Formel (5.4) einen deutlich höheren Wert $\tau = 0.75$ ns. $An \gg Bn^2$ ist beim rot emittierenden VCSEL der Struktur m3428 keine gute Näherung. In der Literatur findet sich ein A von $2.7 \cdot 10^8 - 6.1 \cdot 10^8$ 1/s [Guina01] für RCLEDs, die auf GaInP basieren und ein B von $4.3 \cdot 10^{-11} - 9.2 \cdot 10^{-11}$ cm³/s ([Hild04], [Guina01]), das sich aber nur auf 2 statt 4 Quantenfilme bezieht.

Die Einschaltverzögerung sollte weniger als 250 ps betragen, gemäß einer typischen 1 Gb/s Spezifikation [Morgan95]. In Abb. 5.4 gibt es zwei Punkte, die dieser Anforderung entsprechen würden. Beide haben ein I_{off} nahe I_{th} . Um diese relativ große Einschaltverzögerung ganz zu vermeiden, betreiben wir die VCSEL im folgenden über der Schwelle.

5.3 Modulation mit Arbeitspunkt oberhalb der Schwelle, cavity buildup delay

Wenn der Laser von einem Strom I_{off} oberhalb der Schwelle, der der digitalen Null entspricht, auf $I_{on} > I_{off}$ als digitale Eins geschaltet wird, müssen die Ladungsträger nicht erst die Schwelle erreichen wie im vorangegangenen Kapitel. Die Photonendichte muß aber noch auf den durch I_{on} bestimmten Wert ansteigen. Diese Zeit wird Cavity-buildup-Verzögerung t_{cav} genannt. Sie ist ein wichtiger Parameter, der die maximal erreichbare Bitrate in digitalen Systemen beeinträchtigt. Abb. 5.5 zeigt den idealisierten stufenförmig injizierten Betriebsstrom und die resultierende Großsignalantwort des VCSEL.

In Abb. 5.6 bzw. 5.8 wurde t_{cav} für $I_{off} = 4$ mA in Abhängigkeit von I_{on} eines VCSEL der Struktur m3428 (650 nm) mit $7 \mu\text{m}$ Apertur gemessen ($I_{th} = 2.8$ mA). Mit steigenden I_{on} kann man die Verzögerung

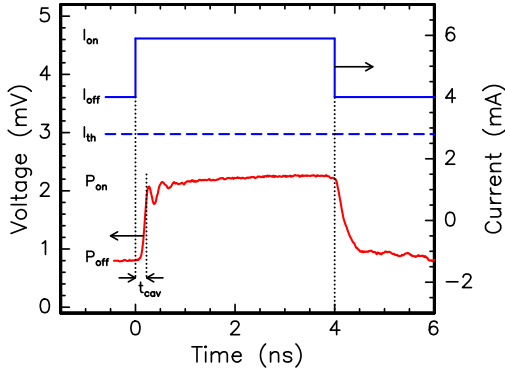


Abbildung 5.5: *Cavity-buildup-Verzögerung der optischen Emission des VCSEL relativ zum stufenförmig injizierten Strompuls bei vorge-schaltetem Strom oberhalb der Schwelle. Hier ist $I_{th} = 2.8$ mA und $I_{off} = 4$ mA.*

t_{cav} verkürzen.

Nachdem die Photonendichte S_{on} der digitalen Eins erreicht ist, setzen gedämpfte Relaxationsschwingungen ein. Schwingungsfrequenz und Dämpfung sind näherungsweise durch die Beziehungen (4.7) und (4.8) gegeben [Coldren95]. Mit höherem angeschalteten Zustand S_{on} nimmt

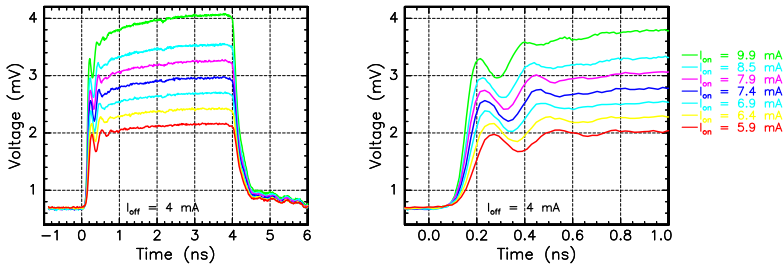


Abbildung 5.6: *Links: Gemessene Cavity-buildup-Verzögerung der optischen Signals für $I_{off} = 4$ mA und variierende Amplitude $I_{on} = 5.9, 6.4, 6.9, 7.4, 7.9, 8.5, 9.9$ mA ($I_{th}=2.8$ mA). Rechts: Ausschnitt aus linkem Bild. t_{cav} verkürzt sich mit steigendem I_{on} .*

sowohl die Frequenz als auch die Dämpfung zu.

Außerdem sieht man in Abb. 5.6, daß die VCSEL-Antwort ein RC -artiges Aufladeverhalten zeigt.

Mit dem Runge-Kutta-Verfahren lassen sich wieder die Ratengleichungen für die entsprechenden Rechteckpulse oberhalb der Schwelle numerisch lösen. Die Simulation des Zeitverhaltens der Ladungsträgerdichte und der Photonendichte mit Arbeitspunkt oberhalb der Schwelle ist in Abb. 5.7 oben und Mitte zu sehen. Durch den zusätzlich injizierten Strom ($I_{on} - I_{off}$) wird die Ladungsträgerdichte aus ihrem Gleichgewichtszustand $n_{off} = n_{th}$ ausgelenkt und führt eine gedämpfte Schwingung um n_{th} aus. Die parasitäre Umgebung des VCSEL überlagert den numerischen Kurven eine RC -Aufladekurve, die in der Rechnung unberücksichtigt bleibt. Dadurch zeigt die Messung in Abb. 5.7 unten eine längere Verzögerungszeit und weniger Überschwingen durch die Oszillation als die numerische Kurve in Abb. 5.7 Mitte.

Analytische Lösungen können direkte Einsichten in die Parameter geben, die die Antwortgeschwindigkeit begrenzen. In [Tucker84, Tucker85] wird ein einfacher analytischer Ausdruck für die Einschaltzeit eines Lasers hergeleitet, der mit einem stufenförmigen Strompuls geschaltet wird. Die Analyse zeigt, wie die Großsignaleinschaltgeschwindigkeit in Beziehung zu der Kleinsignalbandbreite von Kap. 4 gebracht werden kann.

Man startet mit einem vereinfachten System von Ratengleichungen. Wenn der Laser ausgehend von einem gerade über der Schwelle liegenden I_{off} geschaltet wird, ist der stimulierte und spontane Rekombinationsterm in der Ladungsträgergleichung klein und kann ignoriert werden für $t \leq t_{cav}$. Daher wird für $t \leq t_{cav}$ Gleichung (3.23) zu

$$\frac{dn}{dt} \approx \eta_i \frac{I}{qV}. \quad (5.5)$$

Die Lösung dieser einfachen Differentialgleichung für $0 \leq t \leq t_{cav}$ ist

$$n = n_{off} + \eta_i \frac{(I_{on} - I_{off})t}{qV}. \quad (5.6)$$

Der zeitliche Anstieg der Ladungsträger von n_{off} aus ist damit bis t_{cav} linearisiert. Betrachtet man die zeitliche Entwicklung der Ladungsträgerdichte der numerischen Berechnung in Abb. 5.7 oben, entspricht das dem Einschwingungsbereich bis zum ersten Maximum. Je höher I_{on} ist, desto steiler steigt n an und desto kürzer wird die Zeit t_{cav} .

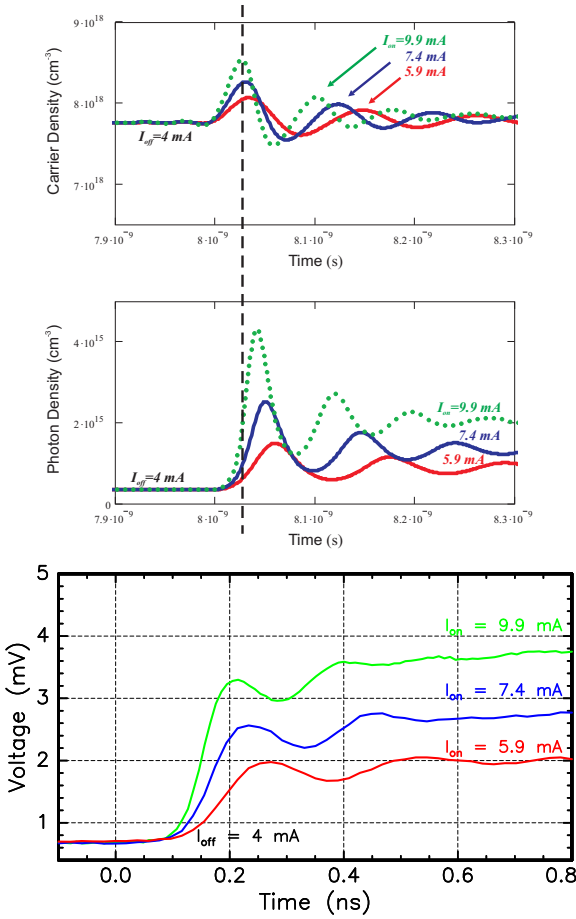


Abbildung 5.7: Einschaltverzögerung oberhalb der Schwelle ($I_{th}=2.8 \text{ mA}$) für $I_{off}=4 \text{ mA} \rightarrow I_{on}=5.9 \text{ mA}$ (rot), $I_{off}=4 \text{ mA} \rightarrow I_{on}=7.4 \text{ mA}$ (blau), $I_{off}=4 \text{ mA} \rightarrow I_{on}=9.9 \text{ mA}$ (grün). Oben: Simulation des Zeitverhaltens der Ladungsträgerdichte. Je höher der zusätzliche Strom $I_{on} - I_{off}$ injiziert wird, desto steiler ist die Auslenkung der Ladungsträgerdichte aus ihrem Gleichgewicht n_{th} . (Lösung der Rategleichungen für Rechteckpuls) Mitte: Simulation des Zeitverhaltens der Photonendichte. Unten: Gemessenes optisches Signal.

Die Ausgangsleistung $P(t)$ während der Pulsübertragung wird durch Einsetzen von Gl. (5.6) in die Photonenratengleichung (3.24) mit (3.28) erhalten. Um zu einer einfachen analytischen Lösung zu gelangen wird die Verstärkungskompression ε und der spontane Emissionsfaktor β gleich Null gesetzt. Die Lösung vernachlässigt daher die Sättigung der Bandbreite durch Dämpfung bei hohen Niveaus der Ausgangsleistung. Die Ergebnisse sind jedoch ausreichend genau für eine niedrige und moderate Ausgangsleistung.

$$\frac{ds}{dt} \approx \Gamma v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn} (n - n_{tr}) s - \frac{s}{\tau_{ph}} \quad (5.7)$$

$$\Rightarrow \ln \frac{P(t)}{P_{off}} \approx \frac{\Gamma \eta_i (I_{on} - I_{off})}{qV} \frac{v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn} \cdot t^2}{2} \quad (5.8)$$

$P(t)$ hat also einen exponentiellen Verlauf. Mit Gl. (3.31) $s = \frac{\Gamma \tau_{ph} \eta_i}{qV} (I - I_{th})$

$$\Rightarrow \ln \frac{P(t)}{P_{off}} \approx \frac{S_{on}}{\tau_{ph}} \frac{I_{on} - I_{off}}{I_{on} - I_{th}} \frac{v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn} \cdot t^2}{2} \quad (5.9)$$

und mit Gl. (4.7) $\omega_r \simeq \sqrt{\frac{v_{gr} \Gamma_r \frac{dg}{dn}}{\tau_{ph}}} \cdot \sqrt{s_0}$ folgt

$$\Rightarrow \ln \frac{P(t)}{P_{off}} \approx \frac{I_{on} - I_{off}}{I_{on} - I_{th}} \frac{\omega_{r,on}^2 \cdot t^2}{2}. \quad (5.10)$$

Einerseits hat man so die Zahl der Variablen verringert, andererseits wird eine Verbindung zur Kleinsignalmodulation über $\omega_{r,on}$ hergestellt. Für die Cavity-buildup-Verzögerung gilt damit

$$t_{cav} = \frac{\sqrt{2}}{2\pi f_{r,on}} \frac{\sqrt{I_{on} - I_{th}}}{\sqrt{I_{on} - I_{off}}} \left[\ln \frac{P_{on}}{P_{off}} \right]^{1/2} \quad (5.11)$$

$$\text{bzw.} \quad t_{cav} = \frac{\sqrt{2}}{2\pi f_{r,on}(I_{on})} \frac{\sqrt{I_{on} - I_{th}}}{\sqrt{I_{on} - I_{off}}} \left[\ln \frac{I_{on} - I_{th}}{I_{off} - I_{th}} \right]^{1/2}. \quad (5.12)$$

Gleichung (5.12) hebt die Wichtigkeit der Photonendichte oder der Ausgangsleistung des angeschalteten Zustands hervor, die $f_{r,on}$ festlegt. Wichtig ist auch das Verhältnis der Ausgangsleistungen im an- und ausgeschalteten Zustand P_{on}/P_{off} . Der mittlere Faktor berücksichtigt, daß I_{off} nicht mit der Schwelle I_{th} zusammenfällt.

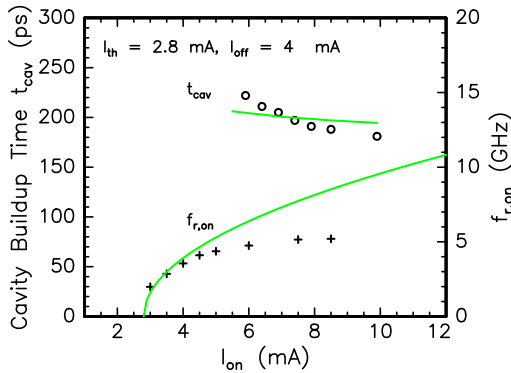


Abbildung 5.8: t_{cav} versus I_{on} . Die Kreise sind Meßwerte aus Abb. 5.6, die zugehörige Linie eine Rechnung nach Gl. (5.12). Die t_{cav} Meßwerte verringern sich bis zu Werten von 180 ps mit steigenden I_{on} . Der Parameter f_r wird für die Rechnung verwendet und sorgt für eine Verringerung von t_{cav} . (Apertur = $7\ \mu\text{m}$.)

In Abb. 5.8 links sind die Meßwerte t_{cav} über I_{on} als Punkte dargestellt und die analytische Lösung als Kurve. Die Resonanzfrequenz $f_{r,on}$ im angeschalteten Zustand in Abhängigkeit des Betriebsstroms I_{on} ist aus Kap. 4 bekannt. Aus den Messungen erhält man die Punkte in Abb. 5.8 rechts. Die Linie ist eine Anpassung nach Gl. (4.21). In der Gleichung $f_r(I)$ sind keine Temperatureffekte enthalten, wodurch die Frequenzwerte von Messung und Gleichung bei hohen Strömen voneinander abweichen (siehe auch Abb. 4.19 rechts). Für die analytische Lösung $t_{cav}(I_{on})$ wird Gl. (4.21) verwendet, nicht die Meßwerte. Bei der Großsignalmessung hat der VCSEL die Temperatur, die bei einem Betrieb bei 4 mA entsteht. Der VCSEL wird nur kurzzeitig auf höhere Ströme I_{on} geschaltet, was keine Temperaturänderung ergeben sollte. (Die thermische Antwortzeit eines VCSEL ist von der Größenordnung $1\ \mu\text{s}$ und damit wesentlich langsamer [Hasnain91].) Bei den Meßwerten aus Kap. 4 wird dagegen die Temperatur durch den konstanten Arbeitsstrom I_{on} geändert. Bis 4 mA ist zwischen Meßpunkten und Theoriekurve kein Unterschied in der Resonanzfrequenz.

Für das analytische t_{cav} erhält man Werte von 44.6 ps (5.9 mA) bis 34.5 ps (9.9 mA). Diese Werte sind mit den numerischen Ergebnissen

vergleichbar. Die Meßwerte sind im Bereich von 200 ps. Will man die analytischen Werte anpassen, so muß man 160 ps zuzählen. Die 160 ps kann man nach Abb. 4.11 bzw. Tabelle 4.6 mit parasitären Effekten erklären, die auf Transport- und RC -Einfluß zurückzuführen sind und in der Theorie nicht berücksichtigt wurden. Ein RC -artiges Aufladeverhalten war, wie oben schon erwähnt, auch in den gemessenen Antwortkurven in Abb. 5.6 zu sehen.

Die Verzögerung t_{cav} kann man mit steigendem Strom I_{on} des angeschalteten Zustands verkürzen. Eine Zunahme von I_{on} führt zu höheren Kleinsignalresonanzfrequenzen $f_{r,on}$ und verkleinert den ersten Faktor in Formel (5.12). Gleichzeitig vergrößert eine Zunahme von I_{on} den dritten Faktor. Der erste Faktor dominiert jedoch. $f_{r,on}$ hat einen größeren Einfluß auf t_{cav} als P_{on}/P_{off} . Bei größerem Strom I_{on} wird zudem auch das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis besser.

Für einen Arbeitsstrom oberhalb der Schwelle ist es also möglich die Verzögerung auf unter 200 ps zu reduzieren. Für eine weitere Reduktion muß man die parasitären Einflüsse der Bauteilstruktur weiter verringern (vgl. Kap. 4.2.2).

5.4 Augendiagramm

Anhand eines Augendiagramms wird die Qualität digitaler optischer Signale bewertet. Es besteht aus einer zufälligen Bitfolge (PRBS), die auf ein einziges Bitfeld gelegt wird. Das Überlagerungsbild erfaßt die verschiedenen Anstiegs- und Abfallsflanken und Oszillationen im Wert der digitalen Eins und Null auf einen Blick und wird mit seinem charakteristischen freien zentralen Bereich ‘Auge’ genannt. Je größer die Augenöffnung ist, umso besser gelingt die fehlerfreie Signalübertragung. Zur Messung von Augendiagrammen wird im Meßaufbau von Abb. 5.2 eine größere Photodiode mit 80 μm Durchmesser benötigt für ein besseres Einkoppeln des Lichts aus der Faser mit 50 μm Kern. Zusätzlich wird das elektrische Signal der Photodiode verstärkt (6 GHz Verstärker Mini-Circuits). Ein Augendiagramm wurde mit einem PRBS-Signal von $2^{31}-1$ Wortlänge und einer Datenrate von 1,25 Gb/s gemessen.

In Abb. 5.9 werden Daten eines 670 nm VCSEL mit 11.5 μm Aperturdurchmesser gezeigt. Er wurde mit dem Standard-Prozeß hergestellt, d.h. mit einer SiO_2 Passivierungsschicht von ca. 250 nm Dicke (vgl. Kap. 2.2). Der Laser wird oberhalb der Schwelle $I_{th} = 2.8 \text{ mA}$ mit $I_{off} = 7 \text{ mA}$ vorgeschaltet und mit 0.7 V $\sim (V_{0L})$ moduliert. Der

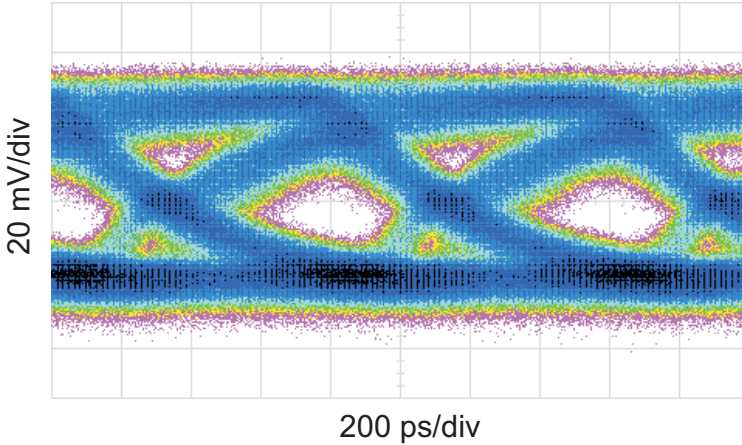


Abbildung 5.9: Augendiagramm mit 1,25 Gb/s PRBS modulation eines 670 nm VCSEL mit 11,5 μm Aperturdurchmesser. Der Laser wird bei $I_{off} = 7 \text{ mA}$ betrieben und mit $0.7 \text{ V} \sim (V_{OL})$ moduliert ($I_{th} = 2.8 \text{ mA}$).

VCSEL zeigt einen flachen Anstieg beim Einschalten bzw. Abstieg beim Ausschalten. Dadurch verringert sich die Augenöffnung. Dieses Verhalten ist auf die hohe Kapazität der dünnen Passivierungsschicht in Kombination mit der großen Goldkontaktfläche zurückzuführen.

Um diesen Effekt zu verringern, wurde ein VCSEL mit dem Polymer-Prozeß von Kap. 2.2 hergestellt. Abb. 5.10 zeigt das Augendiagramm dieses 650 nm VCSEL mit 7 μm Aperturdurchmesser (veröffentlicht in [Ballmann04]). Der VCSEL wurde von $I_{off} = 5 \text{ mA}$ auf $I_{on} = 9 \text{ mA} = 3.9 \cdot I_{th}$ ($I_{th} = 2.3 \text{ mA}$) geschaltet. Im Gegensatz zum oben beschriebenen VCSEL tritt hier kaum RC -Aufladung auf. Relaxationsoszillation wird beobachtet. Die Öffnung des Auges wird auch durch die Cavity-buildup-Verzögerung t_{cav} reduziert. Die Cavity-buildup-Verzögerung wird durch eine zeitliche Schwankung (timing jitter) beeinflusst, die durch die musterabhängig übriggebliebenen Photonen von vorhergehenden Pulsen verursacht wird, und variiert von 350 ps - 535 ps. Das ergibt ein timing jitter von 185 ps. Der timing jitter kann auch dem Effekt zugeordnet werden, daß die Ladungsträgerdichte nach dem Ausschalten leicht um den Schwellwert oszilliert und t_{cav} dann von dem elektrischen Einschaltmo-

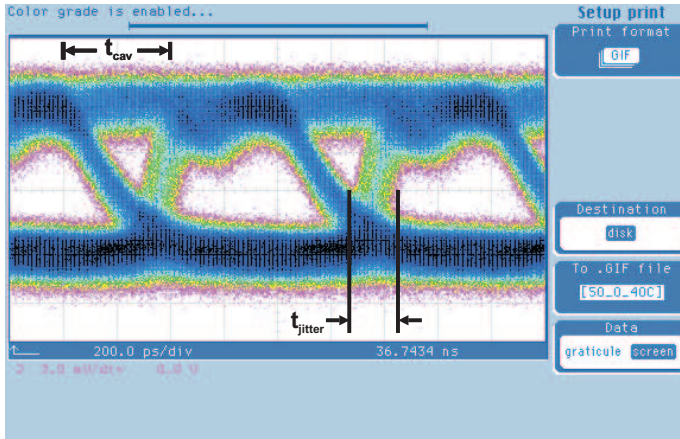


Abbildung 5.10: Augendiagramm mit 1,25 Gb/s PRBS modulation eines 650 nm VCSEL mit $7\ \mu\text{m}$ Aperturdurchmesser. Der Laser wird bei $I_{\text{off}} = 5\ \text{mA}$ und $I_{\text{on}} = 9\ \text{mA} = 3.9 \cdot I_{\text{th}}$ betrieben ($I_{\text{th}} = 2.3\ \text{mA}$).

ment relativ zum Ausschaltimpuls abhängt [Wieden99]. Im Vergleich zu Abb. 5.8 sind diese Werte der Cavity-buildup-Verzögerung höher als erwartet. Die größere ($80\ \mu\text{m}$ gegenüber $40\ \mu\text{m}$) und daher langsamere Photodiode beeinflusst möglicherweise schon das Signal.

Von anderen Gruppen berichtete Bestwerte sind:

- 2 Gb/s, $I_{\text{off}} = 5\ \text{mA}$, ca. 670 nm, Oxidaperturdurchmesser $5\ \mu\text{m}$ von MITEL [Risberg00]
- 2.5 Gb/s, 672 nm, Aperturdurchmesser $10\ \mu\text{m}$ von United Epitaxy [Chiou05]

Kapitel 6

Ausblick

Die Untersuchungen in dieser Arbeit ergeben eine zuverlässige Bestimmung der physikalischen Mechanismen der Ladungsträgerdynamik in roten VCSEL, die durch verschiedene Methoden (DC-, AC-Messungen, Streuparameteranalyse) bestätigt wurden. Damit kann nun klar zwischen intrinsischen und parasitär elektrischen Effekten unterschieden werden. Damit zeigen die Ergebnisse der Arbeit das Potential der VCSEL für Anwendung bei hohen Temperaturen und hoher Strommodulation. Ein wichtiger Punkt ist dabei die Wärmeerzeugung und Wärmeabfuhr im VCSEL während des Betriebs, die sowohl die erreichbaren Außentemperaturen im Laserbetrieb als auch die erreichbaren Resonanzfrequenzen und Photonendichten begrenzen. Für eine weitere Verbesserung sind in dieser Hinsicht VCSEL vielversprechend, die zur Substratseite hin emittieren, wie das bei infraroten VCSELn schon realisiert wurde [Grabherr99]. Die gesamte Mesaoberfläche kann so für die p-Kontaktmetallisierung verwendet und direkt an eine Wärmesenke montiert werden. Dies sorgt für eine hocheffiziente Wärmeabfuhr aus dem Bauteil, da die Haupthitzequelle der p-Braggstapel mit seinem Elektronenleckstrom und den weniger beweglichen Löchern ist. Zudem ist die Stromdichteverteilung homogener. Allerdings muß das GaAs-Substrat anders als bei infraroten VCSELn bei rot emittierenden VCSELn entfernt werden, da es zuviel Licht absorbiert.

Die Wärmeerzeugung kann auch mit Delta- oder Modulationsdotierung noch weiter reduziert werden. D.h. der Dotierstoff wird hauptsächlich im optischen Knoten des Stehwellenfeldes plziert, so daß die Photonenreabsorption durch freie Ladungsträger in den Spiegeln

verringert wird ohne den elektrischen Widerstand dabei zu erhöhen [Koji93]. Während dieser Arbeit wurde angefangen die p-Dotierung der VCSEL von Zink auf Kohlenstoff umzustellen. Mit Kohlenstoff sind im Gegensatz zu Zn hohe Dotierkonzentrationen [Choquet96] mit gleichzeitig sehr niedriger Diffusion [Cunning89] erreichbar und somit die Voraussetzungen für eine Deltadotierung gegeben.

VCSEL mit kleiner Stromapertur zeichnen sich durch ein gutes Wärmeverhalten und hohe Resonanzfrequenzen bei kleinen Strömen aus. Durch ihre relativ hohen elektrischen Widerstände muß bei ihnen besonders auf niedrige Kapazitäten geachtet werden, um die Modulationsbandbreite nicht durch parasitäre Effekte zu begrenzen. Für eine Verbesserung der Oxidaperturkapazität bietet sich eine keilförmig zulaufende Apertur an. Die Dicke sorgt für eine kleine Kapazität, das Halbleitermaterial über der Oxidapertur für Wärmeabfuhr in der Mesa und die Spitze für geringe optische Streuverluste ([Thibeault97], [Hegblom97]). Die spitzzulaufende Form wird durch passenden Al-Gehalt des epitaktischen Schichtaufbaus erzeugt. Durch eine schnelle laterale Oxidation bei höherem Al-Gehalt und eine etwas langsamere transversale Oxidation bildet sich diese Form. Ist die Spitze parabolisch geformt kann sie überdies als ideale Linse wirken und den Streuverlust theoretisch eliminieren. Dies würde auch die Quantenausbeute und die Ausgangsleistung der kleinen VCSEL verbessern.

Zur Steigerung der Intensität bei Beibehaltung der Vorteile von VCSELn mit kleiner Apertur sind auch zweidimensional dicht angeordnete und parallel betriebene VCSEL denkbar. Erzeugt man dabei die Oxidapertur wie in [Chua97] und [Corbett00] über Löcher, die in die planaren epitaktischen Schichten geätzt werden statt über eine Mesa, bleibt viel Halbleitermaterial erhalten, das die Wärme ableiten kann.

Anhang A

Epitaxiestruktur

A.1 Struktur des 650 nm VCSEL m3428

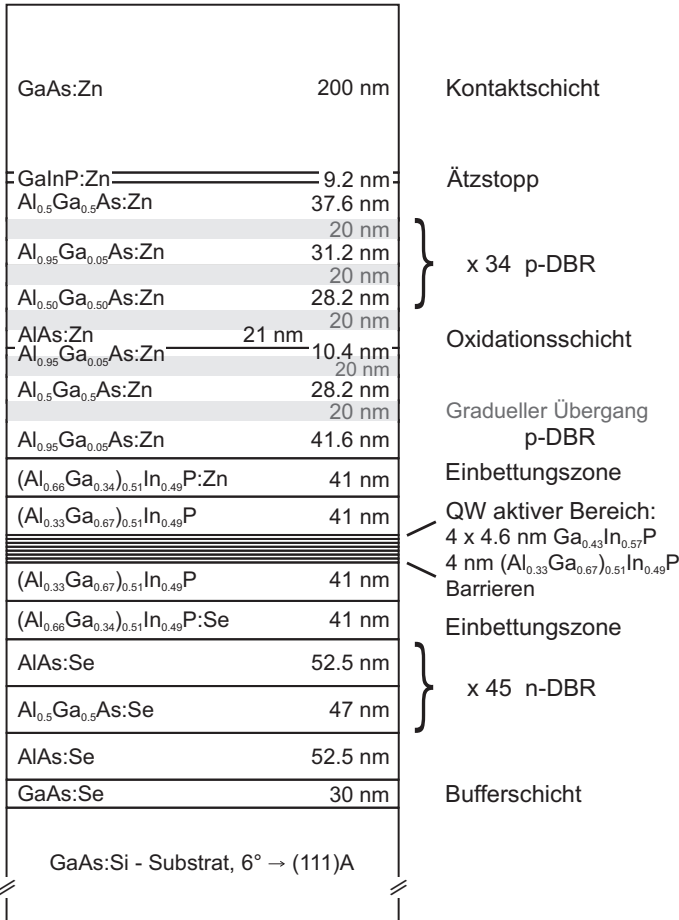


Abbildung A.1: Epitaktische Schichtenfolge der VCSEL-Struktur m3428. Die für eine Emissionswellenlänge von 650 nm ausgelegte Struktur besitzt als Besonderheit eine 200nm dicke GaAs-Kontaktschicht und darunter eine Ätzstoppschicht für den Polymer-Prozeß. Laut Photolumineszenzmessung liegt das Verstärkungsmaximum der Quantenfilme bei 651 nm.

A.2 Struktur des 660 nm VCSEL m3378

| | | |
|--|---------|---|
| GaAs:Zn | 88 nm | Kontaktschicht |
| $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As:Zn}$ | 38 nm | } x 34 p-DBR |
| | 20 nm | |
| $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As:Zn}$ | 30.8 nm | |
| | 20 nm | |
| $\text{Al}_{0.50}\text{Ga}_{0.50}\text{As:Zn}$ | 28.8 nm | |
| | 20 nm | |
| AlAs:Zn | 20.2 nm | Oxidationsschicht |
| $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As:Zn}$ | 10.2 nm | } Gradueller Übergang |
| | 20 nm | |
| $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As:Zn}$ | 28.8 nm | p-DBR |
| $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As:Zn}$ | 41.7 nm | Einbettungszone |
| $(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P:Zn}$ | 69.7 nm | } QW aktiver Bereich: 4 x 6 nm $\text{Ga}_{0.404}\text{In}_{0.596}\text{P}$ |
| $(\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ | 11.2 nm | |
| $(\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ | 11.2 nm | |
| $(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ | 11.2 nm | 4 nm $(\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$ Barrieren |
| $(\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5})_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P:Se}$ | 69.7 nm | Einbettungszone |
| AlAs:Se | 53.2 nm | } x 45 n-DBR |
| $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As:Se}$ | 47.1 nm | |
| AlAs:Se | 53.2 nm | |
| GaAs:Se | 30 nm | Bufferschicht |
| GaAs:Si - Substrat, $6^\circ \rightarrow (111)\text{A}$ | | |

Abbildung A.2: Epitaktische Schichtenfolge der VCSEL-Struktur m3378 für 660 nm Emissionswellenlänge. Laut Photolumineszenzmesung liegt das Verstärkungsmaximum der Quantenfilme bei ca. 657 nm. VCSEL aus dieser Struktur wurden mit dem Standardprozess hergestellt.

A.3 Struktur des 670 nm VCSEL m3385

| | | |
|--|---------|---|
| GaAs:Zn | 88 nm | Kontaktschicht |
| $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As:Zn}$ | 39.1 nm | } x 34 p-DBR |
| $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As:Zn}$ | 32.3 nm | |
| $\text{Al}_{0,50}\text{Ga}_{0,50}\text{As:Zn}$ | 29.3 nm | |
| AlAs:Zn | 21.7 nm | |
| $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As:Zn}$ | 10.8 nm | |
| $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As:Zn}$ | 29.3 nm | Oxidationsschicht |
| $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As:Zn}$ | 43.1 nm | Gradueller Übergang p-DBR |
| $(\text{Al}_{0,66}\text{Ga}_{0,34})_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P:Zn}$ | 42 nm | Einbettungszone |
| $(\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67})_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ | 41 nm | QW aktiver Bereich: 4 x 6 nm $\text{Ga}_{0,404}\text{In}_{0,596}\text{P}$ |
| $(\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67})_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ | 41 nm | 4 nm $(\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67})_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ Barrieren |
| $(\text{Al}_{0,66}\text{Ga}_{0,34})_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P:Se}$ | 42 nm | Einbettungszone |
| AlAs:Se | 54.4 nm | } x 45 n-DBR |
| $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As:Se}$ | 48.9 nm | |
| AlAs:Se | 54.4 nm | |
| GaAs:Se | 30 nm | Bufferschicht |
| GaAs:Si - Substrat, $6^\circ \rightarrow (111)\text{A}$ | | |

Abbildung A.3: Epitaktische Schichtenfolge der VCSEL-Struktur m3385 für 670 nm Emissionswellenlänge. Laut Photolumineszenzmesung liegt das Verstärkungsmaximum der Quantenfilme bei 670 nm. VCSEL aus dieser Struktur wurden mit dem Standardprozeß hergestellt.

Anhang B

Emissionsspektren zur VCSEL-Struktur m3428

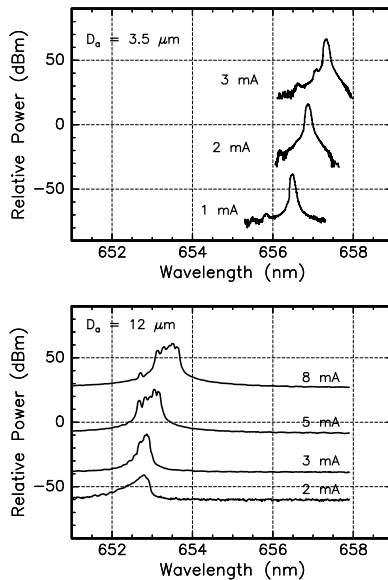


Abbildung B.1: Emissionsspektren für VCSELs der Struktur m3428 mit $3.5 \mu\text{m}$ (oben) und $12 \mu\text{m}$ Oxidapertur (unten).

Die Spektren wurden mit einem Gitterspektrometer (Ando AQ-6310B) bei einer Auflösung von 0.1 nm und bei 20°C Außentemperatur aufgenommen. Wie bei der Streuparametermessung wurde eine konisch zuge-schliffene 9 μm Glasfaser zur Einkopplung des Lichts in das Spektrome-ter verwendet. Bei großen Durchmessern des aktiven Bereichs entstehen höhere transversale Moden durch spektrales Lochbrennen ([Yu03] Kap. 7). Spektrales Lochbrennen erhöht die optische Verstärkung am Rand des aktiven Bereichs, so daß eine Mode höherer Ordnung unterstützt wird. Das eingekoppelte Spektrum des 12 μm VCSEL zeigt viele trans-versale Moden. Das Spektrum des 3.5 μm VCSEL zeigt vor allem die Grundmode und ist nahezu einmodig.

Anhang C

Symbolliste

Häufig verwendete Symbole sind hier aufgelistet. In geschweiften Klammern stehen Seitenzahlen.

| | |
|-----------------|--|
| A | nichtstrahlender Rekombinationskoeffizient Gl. (3.26), (4.9), {114} |
| B | spontaner Rekombinationskoeffizient Gl. (3.26), (4.9), {114} |
| c | Vakuum-Lichtgeschwindigkeit (299792458 m/s) |
| C_a | Kapazität des aktiven Bereichs und der Oxidapertur Abb. 4.4, {86} |
| C_p | Kapazität der Kontaktfläche Abb. 4.4, {86} |
| D | Diffusionskonstante {92} |
| D_a, D_s | Apertur- bzw. Mesadurchmesser Abb. 2.8, 3.16 |
| e | Elementarladung ($1.60218 \cdot 10^{-19}$ C) |
| E | elektrische Feldstärke Abb. 2.4 |
| $f_{3dB,damp}$ | Bandbreitenlimit durch intrinsische Dämpfung Gl. (4.18), Tabelle 4.6 |
| $f_{3dB,par}$ | parasitäres Bandbreitenlimit Gl. (4.29), Tabelle 4.6 |
| $f_{3dB,therm}$ | thermisches Bandbreitenlimit {73}, Tabelle 4.6 |
| $f_{3dB,trans}$ | transportbedingtes Bandbreitenlimit Gl. (4.29), Tabelle 4.6 |
| g | Materialverstärkung Gl. (3.28), {99} |
| g_{th} | Schwellverstärkung Tabelle 3.3 |
| h | Plancksches Wirkungsquantum ($6.62617 \cdot 10^{-34}$ Js) |
| H | normierte Modulationstransferfunktion Gl. (4.12), (4.27) |
| h_g | Bauteildicke Gl. (3.12) |
| I | elektrischer Strom Abb. 3.3, Gl. (3.33) |
| I_{th} | Schwellstrom Abb. 3.3, Gl. (3.33) |

| | |
|-----------------|--|
| j | Stromdichte Gl. (3.5), {54} |
| j_{th} | Schwellstromdichte {37, 66} |
| k_B | Boltzmann-Konstante ($1.38066 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$) |
| K | K -Faktor {73}, Tabelle 4.6 |
| L_{eff} | effektive VCSEL-Länge Tabelle 3.2 |
| L_{qw} | Quantenfilmdicke {56}, Anhang A |
| $MCEF$ | Modulationsstromeffizienzfaktor {101} |
| n | Ladungsträgerdichte in den Quantenfilmen {55} |
| \bar{n} | Brechungsindex {19} |
| \bar{n}_{eff} | gemittelter Brechungsindex im VCSEL Gl. (3.44) |
| N_{qw} | Anzahl an Quantenfilmen {56}, Anhang A |
| n_{th} | Schwellladungsträgerdichte Gl. (3.37), Tabelle 3.2 |
| n_{tr} | Transparenzladungsträgerdichte Gl. (3.28) |
| P | optische Ausgangsleistung Abb. 3.3, Gl. (3.33) |
| P_{diss} | dissipierte Leistung Gl. (3.1) |
| Q | optische Qualität des passiven Resonators Tabelle 3.3 |
| R_t, R_b | Reflektivität des oberen bzw. unteren Braggspiegels Abb. 3.19, Tabelle 3.2 |
| R_{el} | elektrischer Widerstand Kap. 3.3 |
| R_{th} | thermischer Widerstand Kap. 3.2 |
| s | Photonendichte in den Quantenfilmen {55}, Abb. 4.17 |
| T | Intensitätstransmissionsfaktor {57} |
| T | Temperatur {31} |
| T_0, T_1 | charakteristische Temperaturen {34}, Abb. 3.7 |
| t_{cav} | Photonenaufbauverzögerung (cavity-buildup delay) {115, 120} |
| t_s | Einschaltverzögerung (turn-on delay) Abb. 5.1 |
| U | elektrische Spannung {35, 48} |
| V | aktives Volumen {56} |
| v_{gr} | Gruppengeschwindigkeit des Lichts Gl. (3.44), Tabelle 3.2 |
| Z_L | Wellenwiderstand {17, 79} |
| α | optischer Verlust durch Absorption und Streuung Tabelle 3.3 |
| α_{sc} | optischer Streuverlust Abb. 3.21 |
| β | spontaner Emissionsfaktor Gl. (3.27) |
| γ | Dämpfung der Resonanz Gl. (4.8) |
| Γ | Füllfaktor Gl. (3.41), Abb. 2.4 |
| Γ_r | relativer Füllfaktor Gl. (3.42), Abb. 3.20 |
| ε | Verstärkungskompressionsfaktor Gl. (3.28), Tabelle 4.5 |
| ε_0 | Dielektrizitätskonstante ($8.85418 \cdot 10^{-12} \text{ As/(Vm)}$) |
| ε_r | Dielektrizitätskonstante {18, 86} |

| | |
|----------------|--|
| η_d | externer oder differentieller Quantenwirkungsgrad {37, 62} |
| η_i | Strominjektionseffizienz {55} |
| η_{ut} | Unsymmetriefaktor Gl. (3.35) |
| λ | Emissionswellenlänge des VCSEL {21, 32, 43, 131} |
| λ_{qw} | Wellenlänge des Verstärkungsmaximums {21, 42, 99} |
| λ_c | spezifische thermische Leitfähigkeit Abb. 3.13 |
| μ | Beweglichkeit {92} |
| ρ | spezifische elektrische Widerstände Abb. 3.17 |
| τ | Ladungsträgerlebensdauer Gl. (3.26), {114} |
| τ_{cap} | lokale Einfangzeit Abb. 4.13, {105} |
| τ_d | differentielle Ladungsträgerlebensdauer Gl. (4.9), {114} |
| τ_{par} | parasitäre Zeit Gl. (4.26), Abb. 4.11 |
| τ_{ph} | Photonenlebensdauer Tabelle 3.3 |
| τ_{trans} | diffusive Ladungsträgertransportzeit {71}, Abb. 4.13, 4.14 |
| χ | Transportfaktor {71} |
| ω_p | Kreisfrequenz der Resonanzspitze Gl. (4.14) |
| ω_r | Relaxationsresonanzkreisfrequenz Gl. (4.7) |

Literaturverzeichnis

- [Adachi93] S. Adachi, *Properties of Aluminum Gallium Arsenide*, INSPEC, (1993).
- [Agra86] G. P. Agrawal, N. K. Dutta, *Long-wavelength semiconductor lasers*, Van Nostrand Reinhold, (1986).
- [Ashby97] C. I. H. Ashby et al., “Wet oxidation of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: temporal evolution of composition and microstructure and the implications for metal-insulator-semiconductor applications”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 2443-2445, (1997).
- [Babi89] M. Babiker, A. Ghosal, B. K. Ridley, “Intrasubband transitions and well capture via confined, guided and interface LO-phonons in superlattices”, *Superlatt. and Microstruct.*, vol. 5, p. 133, (1989).
- [Ballmann04] T. Ballmann, R. Roßbach, M. Jetter, M. Jutzi, M. Berroth, H. Schweizer, “Analysis of the modulation behaviour of red VCSELs”, *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, vol. 5597, pp. 102-108, (2004).
- [Ballmann06] T. Ballmann, R. Rossbach, R. Butendeich, B. Raabe, M. Jetter, F. Scholz, H. Schweizer, “Analog modulation of 650-nm VCSELs”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, pp. 583-585, (2006).
- [Barth95] F. Barth, *GaInP Quantenfilmlaser für den sichtbaren Spektralbereich*, Dissertation, Univ. Stuttgart, (1995).
- [Bastard88] G. Bastard, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*, Halsted Press, (1988).
- [Bennett90] B. R. Bennett, R. A. Soref, J. A. del Alamo, “Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs, and InGaAsP”, *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 26, pp. 113-122, (1990).

- [Blake82] J. S. Blakemore, "Semiconducting and other major properties of gallium arsenide", *J. Appl. Phys.*, vol. 10, (1982).
- [Boom01] H. P. A. van den Boom, W. Li, P. K. van Bennekom, I. Tafur Monroy, G. Khoe, "High-capacity transmission over polymer optical fiber", *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, vol. 7, pp. 461-470, (2001).
- [Bour93] D. P. Bour, D. W. Treat, R. L. Thornton, R. S. Geels, D. F. Welch, "Drift leakage current in AlGaInP quantum well lasers", *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 29, pp. 1337-1342, (1993).
- [BREDESELS] EU-Consortium BREDESELS: NMRC Ireland, Univ. of Ghent, Univ. of Sheffield, Univ. of Surrey, Univ. College Cork, Uniphase Netherlands.
- [Buten03] R. Butendeich, *Epitaxie von vertikal emittierenden (Ga,In)P-Lasern*, Dissertation, Univ. Stuttgart, (2003).
- [Carlsson04] C. Carlsson, P. Modh, J. Halonen, R. Schatz, A. Larsson, "High-frequency analog modulation of oxide confined 670-nm vertical-cavity surface-emitting lasers", *Opt. Eng.*, vol. 43, pp. 3138-3141, (2004).
- [Casey78] H. C. Casey, M. B. Panish, *Heterostructure lasers*, Academic Press, (1978).
- [Chen93] T. R. Chen et al., "Very high modulation efficiency of ultralow threshold current single QW InGaAs lasers", *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 1525-1526, (1993).
- [Chiou05] S. Chiou, Y. Lee, C. Chang, T. Chen, "High speed red RCLEDs and VCSELs for plastic optical fiber application", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, vol. 5739, pp. 129-133, (2005).
- [Choquet95] K. Choquette, R. Schneider, M. Crawford, K. Geib, J. Figiel, "Continuous wave operation of 640-660 nm selectively oxidised Al-GaInP vertical-cavity lasers", *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 1145, (1995).
- [Choquet96] K. D. Choquette et al., "Threshold investigation of oxide-confined vertical-cavity laser diodes", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, pp. 3689-3691, (1996).

- [Chua97] C. L. Chua, R. L. Thornton, D. W. Treat, "Planar laterally oxidized vertical-cavity lasers for low-threshold high-density top-surface-emitting arrays", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1060-1062, (1997).
- [Coldren95] L. Coldren, S. Corzine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*, John Wiley & Sons Inc., (1995).
- [Corbett00] B. Corbett, T. Calvert, J. D. Lambkin, "High power emission from red vertical cavity surface emitting laser array", *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1464-1465, (2000).
- [Corzi89] S. W. Corzine, R. S. Geels, J. W. Scott, R.-H. Yan, L. A. Coldren, "Design of Fabry-Perot surface-emitting lasers with a periodic gain structure", *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 25, pp. 1513-1524, (1989).
- [Corzi91] S. W. Corzine, R. H. Yan, L. A. Coldren, "A tanh substitution technique for the analysis of abrupt and graded interface multilayer dielectric stacks", *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 27, pp. 2086-2090, (1991).
- [Cunningham89] B. T. Cunningham et al., "Carbon diffusion in undoped, n-type, and p-type GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 55, pp. 687-689, (1989).
- [Demtröder91] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer-Verlag, (1991).
- [Deveaud88] B. Deveaud, J. Shah, T. C. Damen, W. T. Tsang, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 52, pp. 1886, (1988).
- [Dörnen94] A. Dörnen, A. Hangleiter, F. Noack, F. Scholz, H. Schweizer, W. Wölfel Hrsg., *Halbleiter für die Optoelektronik und Photonik*, Hänsel-Hohenhausen, Deutsche Hochschulschriften 523, (1994).
- [Dudley92] J. J. Dudley, D. L. Crawford, J. E. Bowers, "Temperature dependence of the properties of DBR mirrors used in surface normal optoelectronic devices", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 311, (1992).
- [Eitel01] S. Eitel, *Design and characterization of two-dimensional VCSEL arrays for optical interconnects*, Dissertation, Swiss Federal Institute of Technology Zürich (ETHZ), (2001).

- [firecomms] <http://www.firecomms.com/Products/RedLaser.aspx>
<http://www.firecomms.com/docs/datasheets/FC665V-001.pdf>
<http://www.firecomms.com/docs/datasheets/FC650V-001.pdf>
- [Grabherr99] M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, R. Michalzik, U. Martin, H. J. Unold, K. J. Ebeling, “High-power VCSEL’s: single devices and densely packed 2-D-arrays”, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, vol. 5, pp. 495-502, (1999).
- [Guina01] M. Guina, J. Dekker, A. Tuikainen, S. Orsila, M. Saarinen, M. Dumitrescu, P. Sipila, P. Savolainen, M. Pessa, “Influence of deep level impurities on modulation response of InGaP light emitting diodes”, *J. Appl. Phys.*, vol. 89, pp. 1151-1155, (2001).
- [Hasnain91] G. Hasnain, K. Tai, L. Yang, Y. H. Wang, R. J. Fischer, J. D. Wynn, B. Weir, N. K. Dutta, A. Y. Cho, “Performance of gain-guided surface emitting lasers with semiconductor distributed Bragg reflectors”, *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 27, pp. 1377-1385, (1991).
- [Hegblom97] E. R. Hegblom, D. I. Babic, B. J. Thibeault, L. A. Coldren, “Scattering losses from dielectric apertures in vertical-cavity lasers”, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, vol. 3, pp. 379-389, (1997).
- [Hild04] K. Hild, T. E. Sale, S. J. Sweeney, M. Hirotsu, Y. Mizuno, T. Kato, “Modulation speed and leakage current in 650 nm resonant-cavity light emitting diodes”, *IEE Proc. Optoelectron.*, vol. 151, pp. 94-97, (2004).
- [Hoffmann83] R. K. Hoffmann, *Integrierte Mikrowellenschaltungen*, Springer-Verlag, (1983).
- [honeywell] <http://www.honeywell.com/>
- [Huffa94] D. L. Huffaker, D. G. Deppe, K. Kumar, T. J. Rogers, “Native-oxide defined ring contact for low threshold vertical-cavity lasers”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, pp. 97-99, (1994).
- [i-fiberoptics] <http://www.i-fiberoptics.com/leds/IFE101.pdf>
- [Iga78] K. Iga, T. Kambayashi, C. Kitahara, *26th Spring Meeting of Applied Physics Societies*, 27p-C-11, (1978).

- [Iga04] K. Iga, "VCSEL photonics - its progress along with 35 years of microoptics history", *Proceedings of the 10th Microoptics Conference*, P-1, (2004).
- [Ike89] M. Ikeda, K. Kaneko, *J. Appl. Phys.*, vol. 66, pp. 5285, (1989).
- [IQE] <http://www.iqep.com/pdfs/VCSEL.pdf>
- [JSR98] JSR Co. Ltd., *Optmer PC403 Datenblatt*, (1998).
- [Kibler04] T. Kibler, S. Poferl, G. Böck, H. P. Huber, E. Zeeb, "Optical data buses for automotive applications", *J. Lightwave Techn.*, vol. 22, no. 9, pp. 2184-2199, (2004).
- [Kjebon96] O. Kjebon, R. Schatz, S. Lourdudoss, S. Nilsson, B. Stalnacke, "Modulation response measurements and evaluation of MQW InGaAsP lasers of various designs", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, vol. 2684, pp. 138-152, (1996).
- [Knigge802] A. Knigge, M. Zorn, M. Weyers, G. Tränkle, "High-performance vertical-cavity surface-emitting lasers with emission wavelength between 650 and 670 nm", *Electron. Lett.*, vol. 38, pp. 882-883, (Aug. 2002).
- [Knigge902] A. Knigge, M. Zorn, H. J. Unold, F. Mederer, M. Weyers, G. Tränkle, "High-performance vertical-cavity surface-emitting lasers with emission wavelengths from 650 nm to 670 nm", *IEEE 18th International Semiconductor Laser Conference*, pp. 7-8, (Sept. 2002).
- [Knigge1002] A. Knigge, R. Franke, S. Knigge, B. Sumpf, K. Vogel, M. Zorn, M. Weyers, G. Tränkle, "650-nm vertical-cavity surface-emitting lasers: laser properties and reliability investigations", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 1385-1387, (Oct. 2002).
- [Koike00] Y. Koike, "Recent status of high-speed and low loss POF", *MOST Interconnectivity Conference in Japan*, (2000). <http://www.mostnet.de/news/Conferences+%&+Presentations/2000/1/7/files/KeioUniversityKoike.pdf>
- [Koike03] Y. Koike, "Novel photonics polymer for IT: high-speed data transmission and high-quality display", *National Science Foundation Workshop*, (2003). http://www.rochester.edu/college/workshop/presentations/YasuhiroKoike/YK_2003_NSF.pdf

- [Koji93] K. Kojima et al., "Reduction of p-doped mirror electrical resistance of GaAs/AlGaAs vertical-cavity surface-emitting lasers by delta doping", *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 1771-1772, (1993).
- [Kolb01] F. Kolb, *Untersuchungen zu Bragg-Spiegeln für rot-oberflächenemittierende Laserdioden*, Diplomarbeit, Univ. Stuttgart, (2001).
- [Konnerth64] K. Konnerth, C. Lanza, "Turn-on characteristics of a GaAs injection laser", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 4, p. 120, (1964).
- [Koyama89] F. Koyama, S. Kinoshita, K. Iga, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 55, pp. 221, (1989).
- [Kuhn98] J. Kuhn, *GaInP-Quantenfilm-Laser: Stationäres Verhalten, Ladungsträger- und Photonendynamik*, Dissertation, Univ. Stuttgart, (1998).
- [Landsberg66] P. T. Landsberg, "Electron interaction effects on recombination spectra", *Phys. Stat. Sol.*, vol. 15, pp. 623-626, (1966).
- [Lau83] K. T. Lau, N. Bar-Chaim, I. Ury, A. Yariv, "Direct amplitude modulation of semiconductor GaAs lasers up to X-band frequencies", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 43, p. 11, (1983).
- [Lau93] K. Y. Lau, "Dynamics of quantum well lasers", *Quantum well lasers*, (P. S. Zory Jr. ed.), Academic Press, (1993).
- [Lear94] K. L. Lear, S. P. Kilcoyne, S. A. Chalmers, "High power conversion efficiencies and scaling issues for multimode vertical-cavity top-surface-emitting lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 1053-1055, (1994).
- [Lear96] K. L. Lear, R. P. Schneider, "Uniparabolic mirror grading for vertical cavity surface emitting lasers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, pp. 605-607, (1996).
- [Lear97] K. L. Lear, V. M. Hietala, H. Q. Hou, M. Ochiai, J. J. Banas, B. E. Hammons, J. C. Zolper, S. P. Kilcoyne, "Small and large signal modulation of 850 nm oxide-confined vertical cavity surface emitting lasers", *OSA Trends in Optics and Photonics*, vol. 15, pp. 69-74, (1997).
- [Lehman97] J. A. Lehman, R. A. Morgan, D. Carlson, M. Hagerott Crawford, K. D. Choquette, "High-frequency modulation characteristics of red VCSELs", *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 298-300, (1997).

- [Lott93] J. Lott, R. Schneider, K. Choquette, S. Kilkoyne, J. Figiel, "Room temperature continuous wave operation of red vertical cavity surface emitting laser diodes", *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 1693, (1993).
- [Mathsoft00] Mathsoft Inc., *Mathcad 2001*, (2000).
- [Mäusl78] R. Mäusl, *Hochfrequenzmeßtechnik: Meßverfahren und Meßgeräte*, Hüthig Verlag, (1978).
- [Michal97] R. Michalzik, *Modellierung und Design von Laserdioden mit Vertikalresonator*, Dissertation, VDI Verlag, (1997).
- [Morgan95] R. A. Morgan, "High performance, producible vertical-cavity lasers for optical interconnects", *Current trends in vertical cavity surface emitting lasers*, (T. P. Lee ed.), pp. 65-95, World Scientific Publishing, Singapore, (1995).
- [Naga292] R. Nagarajan, T. Fukushima, M. Ishikawa, J. E. Bowers, R. S. Geels, L. A. Coldren, "Transport limits in high-speed quantum-well lasers: experiment and theory", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 121-123, (1992).
- [Naga92] R. Nagarajan, M. Ishikawa, T. Fukushima, R. S. Geels, J. E. Bowers, *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 28, pp. 1990, (1992).
- [Nakwas92] W. Nakwaski, M. Osinski, "Thermal resistance of top-surface-emitting vertical-cavity semiconductor lasers and monolithic two-dimensional arrays", *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 572-574, (1992).
- [Olshan87] R. Olshansky, P. Hill, V. Lanzisera, W. Powazinik, "Frequency response of 1.3 μm InGaAsP high speed semiconductor lasers", *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 23, pp. 1410-1418, (1987).
- [Paoli75] T. L. Paoli, "A new technique for measuring the thermal impedance of junction lasers", *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 11, pp. 498-503, (1975).
- [Peter91] K. Petermann, *Laser diode modulation and noise*, Kluwer Academic Publishers, (1991).
- [Pinches99] S. M. Pinches, A. Onischenko, T. E. Sale, J. Woodhead, "Free carrier absorption in red VCSELs", *IEEE 12th Lasers and Electro-Optics Society Meeting*, pp. 794-795, (1999).

- [Piprek] berechnet von Dr. J. Piprek von der Univ. von Kalifornien.
- [Raabe02] B. Raabe, *Elektrische Eigenschaften von rot oberflächenemittierenden Laserdioden*, Diplomarbeit, Univ. Stuttgart, (2002).
- [Rideout91] W. Rideout, W. F. Sharfin, E. S. Koteles, M. O. Vassell, B. Elman, "Well-barrier hole burning in quantum well lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 784-786, (1991).
- [Risberg00] A. Risberg, C. Runnström, M. Dubois, R. Marcks von Würtemberg, M. Ghisoni, B. Kronlund, "Large signal modulation performance of red vertical cavity surface emitting lasers", *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe*, (2000).
- [Rossbach03] R. Rossbach, R. Butendeich, T. Ballmann, B. Raabe, M. Jetter, H. Schweizer, F. Scholz, "160°C pulsed laser operation of AlGaInP-based vertical-cavity surface-emitting lasers", *Electron. Lett.*, vol. 39, pp. 1654-1655, (2003).
- [Satu99] Y. Satuby, M. Orenstein, "Mode-coupling effects on the small signal modulation of multitransverse mode vertical cavity semiconductor lasers", *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 35, pp. 944-954, (1999).
- [Schneider88] H. Schneider, K. v. Klitzing, "Thermionic emission and gaussian transport of holes in GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple-quantum-well structures", *Phys. Rev. B*, vol. 9, pp. 6160, (1988).
- [Schwarz01] J. Schwarz, *Rote oberflächenemittierende Laser: Realisierung und Analyse*, Dissertation, Shaker Verlag, (2001).
- [Schweizer03] H. Schweizer, T. Ballmann, R. Butendeich, R. Rossbach, B. Raabe, M. Jetter, F. Scholz, "Red surface emitters: powerful and fast", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, vol. 5248, pp. 103-116, (2003).
- [Stevens00] R. Stevens, A. Risberg, R. Schatz, R. M. von Wuerttemberg, B. Kronlund, M. Ghisoni, K. P. Streubel, "High-speed visible VCSEL for POF data links", *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, vol. 3946, pp. 88-94, (2000).
- [Takaoka02] K. Takaoka, M. Ezaki, M. Nishigaki, G. Hatakoshi, "High-temperature operation and thermal analysis of InGaAlP-based oxide-confined red VCSELs", *IEEE 18th International Semiconductor Laser Conference*, pp. 93-94, (2002).

- [Thibeault97] B. J. Thibeault, *High efficiency vertical-cavity lasers using low-optical loss intra-cavity dielectric apertures*, PhD thesis, Univ. of California, (1997).
- [Tucker83] R. S. Tucker, D. J. Pope, *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 19, pp. 1179, (1983).
- [Tucker84] R. S. Tucker, "Large-signal switching transients in index-guided semiconductor lasers", *Electron. Lett.*, vol. 20, pp. 802-803, (1984).
- [Tucker85] R. S. Tucker, "High-speed modulation of semiconductor lasers", *J. Lightwave Techn.*, vol. LT-3, pp. 1180-1192, (1985).
- [Weber94] J. P. Weber, "Optimization of the carrier-induced effective index change in InGaAsP waveguides-application to tunable bragg filters", *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. 30, pp. 1801-1816, (1994).
- [Weiss92] S. Weiss, J. M. Wiesenfeld, D. S. Chemla, G. Raybon, G. Sucha, M. Wegener, G. Eisenstein, C. A. Burrus, A. G. Dentai, U. Koren, B. I. Miller, H. Temkin, R. A. Logan, T. Tanbun-Ek, "Carrier capture times in 1.5 μm multiple quantum well optical amplifiers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, p. 9, (1992).
- [Wieden99] D. Wiedenmann, R. King, C. Jung, R. Jäger, R. Michalzik, P. Schnitzer, M. Kicherer, K. J. Ebeling, "Design and analysis of single-mode oxidized VCSEL's for high-speed optical interconnects", *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, vol. 5, pp. 503-511, (1999).
- [Willat91] M. Willatzen, A. Uskov, J. Mork, H. Olesen, B. Tromborg, A.-P. Jauho, "Nonlinear gain suppression in semiconductor lasers due to carrier heating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 606-609, (1991).
- [Wilmsen99] C. Wilmsen, H. Temkin, L. A. Coldren (eds.), *Vertical-cavity surface-emitting lasers*, Cambridge University Press, (1999).
- [Winston99] D. Winston, R. Hayes, SimWindows 1.5.0 (1999).
<http://www-osc.colorado.edu/SimWindows/simwin.html>
- [Winter99] R. Winterhoff, *Kurzwellige GaInP-Quantenfilmlaser - Epitaxie und Charakterisierung*, Dissertation, Univ. Stuttgart, (1999).

- [Wipie96] T. Wipiejewski, M. G. Peters, B. J. Thibeault, D. B. Young, L. A. Coldren, "Size-dependent output power saturation of vertical-cavity surface-emitting laser diodes", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 10-12, (1996).
- [Yu03] S. F. Yu, *Analysis and design of vertical cavity surface emitting lasers*, John Wiley & Sons Inc., (2003).
- [Zimmer97] M. Zimmermann, *Modulationsdynamik und Verstärkungskompression in langwelligen Quantenfilmlasern*, Dissertation, Univ. Stuttgart, (1997).
- [Zory93] P. Zory (ed.), *Quantum well lasers*, Academic Press, (1993).

Veröffentlichungen

Teile dieser Arbeit führten zu folgenden nationalen und internationalen Tagungsbeiträgen bzw. zu Veröffentlichungen in wissenschaftlichen Zeitschriften:

- T. Ballmann, R. Rossbach, R. Butendeich, B. Raabe, M. Jetter, F. Scholz, H. Schweizer, ‘Analog modulation of 650-nm VCSELs’, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, pp. 583-585, 2006.
- R. Rossbach, T. Ballmann, H. Schweizer, M. Jetter, ‘AlGaInP-based VCSEL’, *17th Indium Phosphide and Related Materials Conference, IEEE Catalog* **05CH37633C**, pp. 161, 2005.
- R. Rossbach, T. Ballmann, R. Butendeich, F. Scholz, H. Schweizer, M. Jetter, ‘Red VCSEL for automotive applications’, *Workshop on photonics in the automobile, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **5663**, pp. 135, 2005.
- T. Ballmann, R. Rossbach, M. Jetter, M. Jutzi, M. Berroth, H. Schweizer, ‘Analysis of the modulation behaviour of red VCSELs’ (invited), *ITCom 2004, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **5597**, pp. 102-108, 2004.
- M. Jetter, R. Rossbach, R. Butendeich, F. Scholz, T. Ballmann, H. Schweizer, ‘Red light VCSEL for high-temperature applications’ (invited), *Optics East, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **5594**, pp. 141-154, 2004.
- T. Ballmann, R. Rossbach, B. Raabe, R. Butendeich, F. Scholz, M. Jetter, H. Schweizer, ‘Modulation limit of GaInP-VCSEL’, *Proceedings of the 10th Microoptics Conference*, L-44, 2004.
- R. Rossbach, T. Ballmann, R. Butendeich, H. Schweizer, F. Scholz, M. Jetter, ‘Red VCSEL for high-temperature applications’, *J. Cryst. Growth* **272**, pp. 549-554, 2004.

- R. Rossbach, R. Butendeich, T. Ballmann, B. Raabe, M. Jetter, H. Schweizer und F. Scholz, '160⁰C pulsed laser operation of AlGaInP-based vertical-cavity surface-emitting lasers', *Electron. Lett.* **39**, pp. 1654-1655, 2003.
- H. Schweizer, T. Ballmann, R. Butendeich, R. Rossbach, B. Raabe, M. Jetter und F. Scholz, 'Red surface emitters: powerful and fast' (invited), *ITCom 2003, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **5248**, pp. 103-116, 2003.
- H. Schweizer, R. Roßbach, T. Ballmann, R. Butendeich, M. Jetter, F. Scholz, 'Red surface emitters for high temperature- and high power-applications', *16. ITG-Fachgruppentreffen Optische Polymerfasern*, 2003.
- T. Ballmann, B. Raabe, R. Butendeich, H. Gräbeldinger, F. Scholz, H. Schweizer, 'Vertikallaserdioden als Sendeelement für POF-Netze', *Proc. VDE (ETG, ITG): Net&Home, Kongress zur Telekommunikation in Gebäuden*, 2002.
- T. Ballmann, R. Butendeich, J. Schwarz, F. Kolb, F. Scholz, H. Schweizer, E. Zeeb, 'Eigenschaften von VCSEL im roten Spektralbereich', *Photonik-Symposium gef. von der Volkswagen-Stiftung*, 2001.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich denen danken, die diese Arbeit mit ermöglicht haben, insbesondere

Prof. Dr. H. Schweizer für die Hilfsbereitschaft, vielen Tips und Freiheit bei der Durchführung dieser Arbeit

Prof. Dr. M. Berroth und Prof. Dr. P. Michler für die Übernahme des Mitberichts

Prof. Dr. F. Scholz zusammen mit Prof. Dr. H. Schweizer für die Bemühungen um die VCSEL-Projekte

die Epitaxie betreffend, die vom Kristalllabor des 4. Phys. Inst. hergestellt wurde:

besonders Dr. Rainer Butendeich, daß er die Epi auf Rekordniveau gebracht hat, und Markus Ost und Erich Kohler, die die Aixtronanlage mit in Schuß gebracht haben

für technische Unterstützung Hedwig Gräbeldinger mit ihrem großen Erfahrungs- und Wissensschatz, mit der man einen neuen Prozeß im nu in die Realität umsetzen kann und Monika Ubl, die bei der Vielzahl der Belichtungen viele übernommen hat

Bernd Raabe, dem ehemaligen VCSEL-Diplomanden, für die prima Zusammenarbeit

Prof. Dr. M. Berroth und Dr. Michael Jutzi für die Möglichkeit am Inst. für Elektr. und Opt. Nachrichtentechnik messen zu können

Dr. Andrea Knigge und dem FBH für zwei Epis zu Zeiten als die

Kristalllaboranlage defekt war, auch wenn die drei wichtigsten Epis dieser Arbeit aus dem Kristalllabor kommen

Robert Roßbach und Dr. Michael Jetter für die Weiterführung der VCSEL-Episeite

Dr. Liwei Fu (傅丽伟) für die angenehme Zimmernachbarschaft, fachliche und andere Gespräche; Dr. Wolfgang Wagner und Stefan Rurländer für nützliche Ratschläge, Dr. Michael Körbl für die e-beam Belichtung einer wichtigen Maske und Dr. Jochen Schwarz für die Einführung in die Gebiete Mikrostrukturlabor und VCSEL

Daniel Belcher für seine Hiwidienste, d.h. Messen unzähliger Kennlinien und allen anderen Technikern, Hiwis und Mitarbeitern des 4. Phys. Inst.

zudem der DFG für die Unterstützung durch das Projekt ‘Optische Übermittlungsverfahren in der Informationstechnik, Vertikallaserdioden für die optische Vielkanal-Datenübertragung im sichtbaren Spektralbereich’ und dem BMBF durch das Projekt ‘Optische Verbindungssysteme, Oberflächenemitter für den roten Spektralbereich für Low Cost Data Comm-Systeme’.