Breitbandige VCSEL mit minimalem Energieverbrauch für kommerzielle Anwendungen

vorgelegt von Diplom-Physiker

Gunter Larisch

aus Berlin

von der Fakultät II – Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Berlin zur Erlangung des akademischen Grades Doktor der Naturwissenschaften

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Andreas Knorr

Berichter/Gutachter: Prof. Dr. Dieter Bimberg D.Sc.h.c.

Berichter/Gutachter: Prof. Dr. André Strittmatter

Berichter/Gutachter: Prof. em. Dr. Jürgen Sahm

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 01.06.2017

KURZFASSUNG

Ziel der vorliegenden Arbeit ist eine allumfassende Optimierung oberflächenemittierender Halbleiterlaser mit vertikaler Kavität im Hinblick auf zukünftige, kommerzielle Anwendungen. Dabei sind sowohl hohe Übertragungsraten und Energieeffizienz als auch optische Leistung und Stromdichte des Lasers sowie die Anforderungen an die zum Betrieb des Lasers nötige Infrastruktur gleichrangige Leistungsmerkmale.

Wesentlicher Bestandteil dieser Optimierung ist ein neu entwickelter Dünnfilmprozess zur Änderung der Reflektivität des Auskoppelspiegels durch Abscheidung eines Dielektrikums. Auch dieser Prozess wurde unter dem Gesichtspunkt der ökonomischen Durchführbarkeit entwickelt. Da sich zur allgemeinen Beschreibung der Optimierung von Halbleiterlasern weder die Reflektivität noch die Photonenlebensdauer als geeignet herausstellen, wird mit dieser Arbeit ein neuer Optimierungsparameter, der Wert der Übertragungsfunktion H(f) an der Stelle der Resonanzfrequenz f_R , eingeführt. Damit wird erstmals eine gezielte Optimierung ermöglicht.

Neben der Variation der Reflektivität des Auskoppelspiegels wird im Rahmen dieser Arbeit sowie mit Hilfe der Änderungen von Aperturdurchmesser, Stromstärke der Umgebungstemperatur ein mehrdimensionaler Parameterraum veränderlicher Größen aufgespannt und hinsichtlich aller oben genannter Observablen messtechnisch gerastert. Die gewonnenen Ergebnisse beweisen die Gültigkeit des theoretisch hergeleiteten Optimierungsparameters und lassen Vorhersagen optimaler Betriebsbedingungen und darüber hinaus zukünftige Laserdesigns zu. So wird im Temperaturbereich bis 75°C und bei konstanten Betriebsbedingungen eine fehlerfreie Übertragung von 50 Gbit/s bei ~400 fJ/bit erreicht. Die maximal erzielte fehlerfreie Übertragungsbandbreite liegt bei 52 Gbit/s und ist limitiert durch die zur Verfügung stehende Messtechnik.

Für zukünftige Lasergenerationen ist es, basierend auf dieser Arbeit, möglich die Reflektivität schon beim Design des Halbleiterspiegels an z.B. den Aperturdurchmesser bestmöglich anzupassen. Zusätzlich ist eine nachträgliche, kostengünstige und gerichtete Optimierung bereits vollständig prozessierter Laser möglich.

DANKSAGUNG

Mein Dank gilt zunächst meinem Doktorvater, Prof. Dr. Dieter Bimberg, nicht nur für die Betreuung meiner Arbeit, sondern auch für die vielen wissenschaftlichen, intellektuellen und persönlichen Gespräche, die diese Arbeit erst möglich gemacht haben, sowie das tiefe mir entgegengebrachte Vertrauen.

Ich danke Prof. Dr. James A. Lott, der mir als mein Tandembetreuer sowohl wissenschaftlich als auch linguistisch jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand.

Ich danke Prof. Dr. André Strittmatter für die hilfsbereite und wissenschaftliche Betreuung als Zweitgutachter sowie für die vertrauensvolle Mentorenschaft im Sonderforschungsbereich 787, die ich sehr gern und oft in Anspruch genommen habe.

Sehr dankbar bin ich für die Bereitschaft von Prof. em. Dr. Jürgen Sahm, Prof. Dr. Andreas Knorr aber auch Prof. Dr. Jürgen Christen, sehr kurzfristig die vorliegende Arbeit zu begutachten bzw. den Prüfungsvorsitz zu übernehmen.

Ein großer Dank gilt Dr. Philip Moser und Dr. Holger Schmeckebier, David Quandt, Ronny Schmidt und Sarah Fischbach, mit denen ich in einem besonders engen wissenschaftlichen Austausch stand.

Des Weiteren möchte ich mich bei Kathrin Schatke, Chris Scharfenorth, Philip Wolf, René Linke und Stefan Bock für die Hilfe, die Unterstützung und die Lösung von Problemen in den Laboren der TU-Berlin bedanken, ohne die diese Arbeit an so unglaublich vielen Kleinigkeiten hätte scheitern können.

Ferner danke ich Doreen Nitzsche und Ines Rudolph sowie dem Team der Werkstatt, die immer ein offenes Ohr für mich hatten.

Sehr dankbar bin ich Roswitha Koskinas und Bernd Schöler für die enge Freundschaft, die sich aus der gemeinsamen Arbeit entwickelt hat.

Tief verbunden und dankbar bin ich meiner Ehefrau Aniela für ihre außerordentlich hilfreiche Unterstützung und ihr Verständnis bei der Anfertigung dieser Doktorarbeit sowie unserem Sohn Leander, der wie seine Mutter auf viel gemeinsame Freizeit verzichten musste.

Mein ganz besonderer Dank aber gilt meinen Eltern, Heinz und Ulrike-Bärbel, die mir mit viel Geduld meinen bisherigen Lebensweg ermöglichten und denen ich diese Arbeit widme.

PUBLIKATIONSLISTE

Wesentliche Teile dieser Dissertation wurden/werden in folgenden Arbeiten publiziert:

- **G. Larisch**, P. Moser, J. A. Lott, and D. Bimberg, "Large bandwidth, small current density, and temperature stable 980 nm VCSELs," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics on Semiconductor Lasers, submitted, 2017.
- G. Larisch, P. Moser, J. A. Lott, and D. Bimberg, "Impact of Photon Lifetime on the Temperature Stability of 50 Gb/s 980 nm VCSELs," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 28, pp. 2327-2330, 2016.
- P. Moser, W. Hofmann, P. Wolf, J. A. Lott, G. Larisch, A. S. Payusov, et al., "81 fJ/bit energy-to-data ratio of 850 nm vertical-cavity surface-emitting lasers for optical interconnects," Applied Physics Letters, vol. 98, pp. 231106-1–3, 2011.
- **G. Larisch**, P. Moser, J. A. Lott, and D. Bimberg, "Impact of photon lifetime on maximum bitrate and temperature stability of 980 nm VCSELs for 50 Gb/s optical interconnects," in 2016 IEEE Photonics Conference (IPC), 2016, pp. 335-336.
- **G. Larisch**, P. Moser, J. A. Lott, and D. Bimberg, "Correlation of photon lifetime and maximum bit rate for 55 Gbit/s energy-efficient 980 nm VCSELs," in 2016 IEEE Optical Interconnects Conference (OI), 2016, pp. 16-17.
- G. Larisch, P. Moser, J. A. Lott, and D. Bimberg, "Correlation of photon lifetime, oxide-aperture diameter, and modulation bandwidth for ultra-high bit-rate and energy-efficient 980 nm VCSELs," Proceedings International Nano-Optoelectronics Workshop (iNOW), Tokyo, Japan, 2015.
- G. Larisch, J. A. Lott, and D. Bimberg, "Energieefficiente oberflächenemittierende Laser bei hohen Bitraten," Erfindungsmeldung TU-Berlin, AZ: 16072/TUB, Patentantrag: US No. 15/404,786

Weitere Publikationen:

- P. Moser, J. A. Lott, G. Larisch, and D. H. Bimberg, "Impact of the Oxide-Aperture Diameter on the Energy-Efficiency, Bandwidth, and Temperature Stability of 980 nm VCSELs," IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 33, pp. 825–831, 2015.
- H. Li, P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, J. A. Lott, and D. H. Bimberg, "Temperature-Stable, Energy-Efficient, and High-Bit Rate Oxide-Confined 980 nm VCSELs for Optical Interconnects," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 21, p. 1700409, 2015.
- H. Li, J. A. Lott, P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, and D. H. Bimberg, "Temperature-Dependent Impedance Characteristics of Temperature-Stable High-Speed 980 nm VCSELs," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 27, pp. 832–835, 2015.
- P. Moser, J. A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, H. Li, and D. H. Bimberg, "Error-free 46 Gbit/s operation of oxide-confined 980 nm VCSELs at 85°C," Electronics Letters, vol. 50, pp. 1369–1371, 2014.
- H. Li, P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, J. A. Lott, and D. Bimberg, "Vertical-cavity surface-emitting lasers for optical interconnects," *SPIE Newsroom*, 2014.
- H. Li, P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, A. Mutig, J. A. Lott, et al., "Impact of the Quantum Well Gain-to-Cavity Etalon Wavelength Offset on the High Temperature Performance of High Bit Rate 980-nm VCSELs," IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 50, pp. 613–621, 2014.
- H. Li, P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, A. Mutig, J. A. Lott, et al., "Energy-efficient and temperature-stable oxide-confined 980 nm VCSELs operating error-free at 38 Gbit/s at 85°C," Electronics Letters, vol. 50, pp. 103–105, 2014.
- H. Li, P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, J. A. Lott, and D. H. Bimberg, "Temperature-Stable 980-nm VCSELs for 35-Gb/s Operation at 85 °C With 139-fJ/bit Dissipated Heat," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 26, pp. 2349–2352, 2014.
- P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, H. Li, J. A. Lott, and D. H. Bimberg, "Energy efficient 40 Gbit/s transmission with 850 nm VCSELs at 108 fJ/bit dissipated heat," Electronics Letters, vol. 49, pp. 666–667, 2013.
- P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, W. Hofmann, and D. H. Bimberg, "High-Speed and Temperature-Stable oxide-confined 980-nm VCSELs for Optical Interconnects," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 19, pp. 1–7, 2013.

- P. Moser, J. A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, H. Li, and D. H. Bimberg, "85-fJ Dissipated Energy Per Bit at 30 Gb/s Across 500-m Multimode Fiber Using 850-nm VCSELs," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 25, pp. 1638–1641, 2013.
- P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, M. Kroh, A. Mutig, W. Unrau, et al., "High-performance 980 nm VCSELs for 12.5 Gbit/s data transmission at 155°C and 49 Gbit/s at -14°C," Electronics Letters, vol. 48, pp. 389–390, 2012.
- P. Moser, P. Wolf, A. Mutig, **G. Larisch**, W. Unrau, W. Hofmann, et al., "85°C error-free operation at 38 Gb/s of oxide-confined 980-nm vertical-cavity surface-emitting lasers," Applied Physics Letters, vol. 100, pp. 081103-1-3, 2012.
- P. Moser, J. A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, A. S. Payusov, N. N. Ledentsov, et al., "99 fJ/(bit * km) Energy to Data-Distance Ratio at 17 Gb/s Across 1 km of Multimode Optical Fiber With 850-nm Single-Mode VCSELs," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 24, pp. 19–21, 2012.
- P. Moser, J. A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, A. S. Payusov, N. N. Ledentsov, et al., "Energy-Efficient Oxide-Confined 850 nm VCSELs for Long Distance Multimode Fiber Optical Interconnects," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 19, pp. 7900406-1-8, 2012.
- P. Moser, J. A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, H. Li, N. N. Ledentsov, et al., "56 fJ dissipated energy per bit of oxide-confined 850 nm VCSELs operating at 25 Gbit/s," Electronics Letters, vol. 48, pp. 1292–1294, 2012.

Weitere Konferenzbeiträge:

- P. Moser, M. Volwahsen, G. Larisch, J. A. Lott, and D. H. Bimberg, "Maximizing the temperature insensitivity, energy efficiency, and bit rate of 980-nm VCSELs via small oxide-aperture diameters and photon lifetime tuning," in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XVIV, Spie, Ed., ed, 2015, pp. 9381-28.
- P. Wolf, H. Li, P. Moser, G. Larisch, J. A. Lott, and D. Bimberg, "Extraction and analysis of high frequency response and impedance of 980 nm VCSELs as a function of temperature and oxide aperture diameter", Proceedings SPIE, 93810H, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XIX, San Francisco, CA, USA, 7-12 Feb. 2015.
- P. Moser, P. Wolf, G. Larisch, H. Li, J. A. Lott, and D. H. Bimberg, "Energyefficient oxide-confined high-speed VCSELs for optical interconnects," in Proc. SPIE 9001, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XVIII, ed: SPIE, 2014, p. 900103.

- P. Moser, J. A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, N. Li, and D. Bimberg, "Temperature-stable oxide-confined 980 nm VCSELs operating error-free at 46 Gb/s and 85-C," in 24th IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC), Palma de Mallorca, Spain, 7-10 Sep. 2014, paper TA7.
- D. Bimberg, H. Li, P. Moser, P. Wolf, G. Larisch, and J. A. Lott, "VCSELs for computer interconnects," in 2014 IEEE Photonics Conference, 2014, pp. 89-90.
- D. Bimberg, G. Larisch, P. Moser, P. Wolf, H. Li, and J. A. Lott, "Energy-efficient, temperature stable, high data rate VCSELs for optical interconnects," in 2014 16th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), 2014, pp. 1-4.
- D. Bimberg, D. Arsenijevic, G. Larisch, H. Li, J. A. Lott, P. Moser, H. Schmeckebier, and P. Wolf, "Green nanophotonics for future Datacom and Ethernet networks", Proceedings of SPIE 9134, Semiconductor Lasers and Laser Dynamics VI, 9134-02, Brussels, Belgium, 14-17 Apr. 2014.
- H. Li, P. Moser, P. Wolf, G. Larisch, L. Frasunkiewicz, M. Dems, T. Czyszanowski, J. A. Lott, and D. Bimberg, "Energy efficiency, bit rate, and modal properties of 980 nm VCSELs for very-short-reach optical interconnects", Proc. SPIE, 9001-10, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XVIII, San Francisco, CA, USA, 5-6 Feb. 2014.
- J. A. Lott, P. Moser, V. P. Kalosha, P. Wolf, A. S. Payusov, G. Larisch, H. Li, and D. Bimberg, "Progress Toward Optimizing 850-nm and 980-nm Vertical Cavity Surface Emitting Lasers (VCSELs) for Optical Interconnects", 5th Workshop on Physics and Technology of Semiconductor Lasers, Krakow, Poland, 17-20 Nov. 2013.
- H. Li, P. Moser, P. Wolf, G. Larisch, J. A. Lott, and D. Bimberg, "Energy efficient 850 nm VCSELs for multimode fiber based optical interconnects," Proceedings International Nano-Optoelectronics Workshop (iNOW), Cargèse, France, 19-30 Aug. 2013.
- P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, H. Li, J. A. Lott, and D. Bimberg, "Energy Efficient 40 Gb/s Data Transmission with 850 nm VCSELs at 108 fJ/bit of Dissipated Heat," Proceedings International Nano-Optoelectronics Workshop (iNOW), Cargèse, France, 19-30 Aug. 2013.
- P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, W. Hofmann, H. Li, J. A. Lott, et al., "Energyefficient and temperature-stable high-speed VCSELs for optical interconnects," in

2013 15th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), ed, pp. 1–5.

- P. Moser, P. Wolf, G. Larisch, H. Li, J. A. Lott, and D. H. Bimberg, "Energy efficient 850 nm VCSELs for error-free 30 Gb/s operation across 500 m of multimode optical fiber with 85 fj of dissipated energy per bit," in 2013 IEEE Optical Interconnects Conference (OI), ed, pp. 13–14.
- P. Moser, J. A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, H. Li, N. N. Ledentsov, et al., "Impact of the aperture diameter on the energy efficiency of oxide-confined 850 nm high speed VCSELs," in SPIE OPTO, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XVII, ed: SPIE, 2013, p. 86390V.
- J. A. Lott, P. Moser, G. Larisch, V. P. Kalosha, H. Li, P. Wolf, and D. Bimberg, "Infrared VCSELs for Short Distance High Bit Rate Free Space Optical Interconnects," Proceedings VCSEL Day 2013, Lausanne, Switzerland, 31 May - 01 June 2013.
- P. Moser, P. Wolf, G. Larisch, H. Li, J. A. Lott, and D. Bimberg, "Energy efficient 850 nm VCSELs for Data and Computer Communication," in Proceedings of the VCSEL Day 2013, Lausanne, Switzerland, 31 May 01 Jun. 2013.
- P. Moser, G. Larisch, P. Wolf, H. Li, J. A. Lott, and D. H. Bimberg, "Green photonics for data and computer communication," in 2013 IEEE Photonics Society Summer Topical Meeting Series, ed, 2013, pp. 5–6.
- P. Moser, P. Wolf, J. A. Lott, G. Larisch, A. Payusov, A. Mutig, et al., "High-speed VCSELs for energy efficient computer Interconnects," in SPIE Photonics Europe, Semiconductor Lasers and Laser Dynamics V, ed: SPIE, 2012, pp. 843202–1-8.
- P. Moser, J. A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, A. S. Payusov, G. Fiol, et al., "Energyefficient vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs) for "green" data and computer communication," in Proc. of SPIE 8276, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XVI, ed, 2012, pp. 82760J-1-8.
- W. Hofmann, P. Moser, P. Wolf, G. Larisch, H. Li, W. Li, J.A. Lott, and D. Bimberg, "VCSELs for exascale computing, computer farms, and green photonics," in Semiconductor Lasers and Applications V, Beijing, China, 5-6 Nov. 2012, pp. 855205.
- P. Wolf, P. Moser, J. A. Lott, G. Larisch, N. N. Ledentsov, W. Hofmann, and D. Bimberg, "VCSEL: green photonics for optical interconnects," Proceedings

International Nano-Optoelectronics Workshop (iNOW), Berkeley and Stanford, CA, USA, 7-15 Aug. 2012.

- G. Larisch, P. Wolf, P. Moser, A. Mutig, M. Kroh, W. Hofmann, and D. Bimberg, "Temperature-stable high-speed 980-nm VCSELs," Proceedings International Nano-Optoelectronics Workshop (iNOW), Berkeley and Stanford, CA, USA, 7-15 Aug. 2012.
- W. Hofmann, P. Moser, P. Wolf, G. Larisch, W. Unrau, and D. Bimberg, "980-nm VCSELs for optical interconnects at bandwidths beyond 40 Gb/s," in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XVI, San Francisco, CA, USA, 21-26 Jan. 2012, pp. 827605-9.
- P. Moser, J. A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, N. N. Ledentsov, and D. H. Bimberg, "25 Gb/s operation of oxide-confined 850-nm VCSELs with ultralow 56 fJ dissipated power per bit," in IEEE 23rd International Semiconductor Laser Conference, ed: IEEE, 2012, pp. 157–158.
- J. A. Lott, P. Moser, A. Payusov, S. A. Blokhin, P. Wolf, G. Larisch, et al., "Energy efficient 850 nm VCSELs operating error-free at 25 Gb/s over multimode optical fiber up to 600 m," in 2012 IEEE Optical Interconnects Conference, ed, 2012, pp. 42–43.
- W. Hofmann, P. Wolf, P. Moser, **G. Larisch**, W. Unrau, A. Mutig, et al., "Highspeed temperature-stable 980-nm VCSELs," in ISLC 2012 International Semiconductor Laser Conference, 2012, pp. 161-162.
- P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, H. Li, J. A. Lott, and D. H. Bimberg, "119 fJ of Dissipated Energy per Bit for Error-free 40 Gbit/s Transmission Across 50 m of Multimode Optical Fiber Using Energy Efficient 850 nm VCSELs," in CLEO: Science and Innovations, ed, p. CTu3L.4.
- H. Li, P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, J. A. Lott, and D. H. Bimberg, "Temperature-Stable Energy-Efficient High-Bit-Rate Oxide-Confined 980 nm VCSELs for Optical Interconnects," in Asia Communications and Photonics Conference, ed, p. ATh1A.5.

INHALT

Kurz	zfassung	III
Danl	ksagung	V
Publ	ikationsliste	VII
Inha	lt	XIII
1	Einleitung	2
A	ufbau einer optischen Datenverbindung	4
St	and der Technik	5
Zi	el dieser Arbeit	7
2	Grundlagen	9
2.1	Lichtverstärkung durch stimulierte Emission (Gewinn)	9
2.2	Die Kavität	
2.3	Dynamische Eigenschaften	
3	VCSEL-Herstellung	
3.1	Änderung der Reflektivität	
D	igitales Ätzen	
Si	xNy-Abscheidung	
V	ergleich zwischen Liftoff und Pad-Freiätzen	
3.2	Weg zur Silizium-Photonik (Flip-Chip-Prozesse)	
4	Messaufbau und Auswertung	
4.1	Messmethoden	
LU	UI-Mapping	
0]	ptische Spektralanalyse	40
K	leinsignalmessung	41
G	roßsignalmessung	
4.2	Angepasste Messaufbauten	
		XIII

4.3	Mess- und Auswertesoftware	50
4.4	Limitierung des Messaufbaus	52
5	Statische Messung – Vorbetrachtung	54
S	Spiegelverlust $\alpha_{\rm m}$	54
I	Photonenlebensdauer $ au_p$	55
I	Direkte und indirekte Abhängigkeiten	57
I	Emissionsspektrum	60
6	Vorhersagen aus Kleinsignalmessungen	63
2	Zusammenhängende Parameterräume	63
6.1	Veränderliche Größen	63
ç	Stromstärke I	63
I	Aperturdurchmesser ϕ	64
I	Reflektivität R	67
6.2	Abhängige Größen	67
I	Bandbreite	67
I	Energieeffizienz	71
S	Stromdichte	77
(Optische Ausgangsleistung	79
6.3	Temperaturstabilität	82
7	Großsignalmessungen	86
7.1	980 nm VCSEL mit schwacher Dämpfung	86
7.2	850 nm VCSEL mit starker Dämpfung	88
8	Fazit und Ausblick	95
Lit	eraturverzeichnis	99

1 EINLEITUNG

Das Studium der Physik an der Technischen Universität Berlin beinhaltet den Kurs "Methoden der angewandten Physik". Die Vorlesung zu diesem Kurs stellt eine Vielzahl von Mess- und Herstellungsmethoden insbesondere von Halbleiterbauelementen vor. Ein Vergleich der wichtigsten Arten von Lasern in dieser Vorlesung stellte damals die oberflächenemittierenden Halbleiterlaser (VCSEL "vertical cavity surface emitting laser") wegen derer effizienter Herstellungsweise als besonders kostengünstig vor. Die Massenproduktion von im Dauerstrich (cw "continous wave") betriebenen VCSELn, wie zum Beispiel für Computer-Mäuse, hatte bereits begonnen. Die ganzheitliche Ablösung von Hochfrequenz-Verbindungstechniken, die auf Kupferdraht basieren, durch eine Kombination aus VCSELn und Lichtwellenleitern wurde für die nahe Zukunft vorhergesagt und sogar anhand von konkreten Produkten dem Endverbraucher vorgestellt [1, 2]. Jetzt, etwa eine Dekade später, hat der vorausgesagte Siegeszug immer noch nicht begonnen, da der kommerzielle Druck noch nicht hoch genug ist [3-5].

Dabei steigt nicht nur die Anzahl der mit dem Internet verbundenen Geräte, sondern auch die Datenmenge, die diese Geräte erzeugen. Wurde der Markt für Computer in den frühen 1950er Jahren durch den damaligen IBM-Chef Thomas J. Watson noch auf fünf weltweite Geräte geschätzt [6], wird neueren Studien zufolge bereits im Jahr 2020 die Zahl der mit dem Internet verbundenen Geräte auf etwa 50 Milliarden geschätzt. Diese unvorstellbar große Zahl ist durch die Vorstellung deutlich fassbarer, dass dann auf jeden Erdenbürger zwischen sechs und sieben vernetzte Geräte entfallen [7, 8]. Während sich die Gerätezahl von 2015 bis 2020 "nur" verdoppelt, wird sich der globale Internet-Traffic auf rund 200 Exabyte pro Monat [9] fast verdreifacht haben. Ein Großteil dieser Datenmengen wird durch Geräte der Kategorie "Internet der Dinge" generiert. Hierunter sind intelligente Gegenstände zusammengefasst. Diese sollen den Menschen unbemerkt unterstützen und entlasten. Sie können sich selbst überwachen, miteinander kommunizieren und auf dieser Grundlage Entscheidungen treffen. Allerdings haben sich schon heute Geräte etabliert, die zu diesem Zweck täglich mehrere hundert Gigabyte an Daten produzieren [10].



Abbildung 1-1: Prognose für die Anzahl der mit dem Internet verbundenen Geräte der Firma Cisco [7].

Allein die für die Weiterleitung dieser Daten benötigte Energie wird ohne eine grundlegende Änderung der Verbindungstechniken bald die weltweit erzeugte elektrische Energie übersteigen [11]. Zieht man in Betracht, dass VCSEL ein entscheidendes Mittel sein können, um den drohenden weltweiten Energiekollaps zu verhindern [12, 13], kann eine dringende Aufgabe klar definiert werden: Steigende Übertragungsraten bei deutlich sinkenden Produktions- und Betriebskosten optischer Verbindungstechniken (OI "optical internonnect") ist das Gebot der Stunde [14].

Neue VCSEL-Entwicklungen müssen daher kritisch bezüglich der Auswirkungen auf die gesamte Übertragungsverbindung (Link) betrachtet werden. Wenn höhere Datenraten durch deutlich erhöhte Produktionskosten erkauft werden oder teure und energiehungrige Laser-Treiber nötig sind, bleiben VCSEL-basierte optische Datenverbindungen weiterhin kommerziell unattraktiv.

Aufbau einer optischen Datenverbindung

Wie in Abbildung 1-2 gezeigt, besteht ein solcher Link aus einer Sende- (TOSA: "transmitter optical sub-assemblay") und einer Empfangseinheit (ROSA: "receiver optical sub-assemblay"), sowie einem optischen Wellenleiter (optical waveguide). Dabei ist die Art des Wellenleiters sehr vom Einsatzort bzw. Zweck und ganz besonders von der Übertragungsdistanz abhängig. Schon heute werden beispielsweise in Datencentern Distanzen bis 300 m meist mit Multimode (Glas)-Fasern überbrückt [15]. Für längere Distanzen werden vorrangig Singlemode-Fasern genutzt. Bei Einsatzgebieten die eine besondere Robustheit erfordern, können statt der üblichen Fasern aus Glas auch polymeroptische Fasern (POF) verwendet werden [16]. Ganz kurze Distanzen, zum Beispiel zwischen integrierten Schaltkreisen oder auf Chips, können je nach Herstellungsprozess auch aus Polymeren [17-20] bestehen oder Dielektrika wie beispielsweise aus Siliziumoxid [21]. Jedem dieser Fasertypen und Einsatzzweck muss Laser angepasst sein. Dies betrifft Eigenschaften der verwendete wie Emissionswellenlänge oder optische Leistung aber auch seine Bauform.

Das Wesen aller Lichtwellenleiter ist es, Licht durch Totalreflektion im Leiter von einem zum anderen Ende zu leiten [22]. Dieses Licht kann zum Beispiel, wie in Abbildung 1-2 dargestellt, von einem VCSEL erzeugt werden. Die dafür nötige elektrische Energie wird vom Treiber bereitgestellt. Außerdem hat der Treiber die Aufgabe, ein elektrisches Signal so zu modulieren, dass durch den Versorgungsstrom im Laser ein Lichtsignal mit gleicher Information entsteht. Für diese Modulation wird üblicherweise der lineare Teil der Strom-Lichtleistungs-Kennlinie (I-L-Kennlinie) gewählt (siehe als Beispiel Abbildung 5-4). Diese Kennlinie ist nicht für jeden Laser gleich und auch bei einem gegebenen Laser muss dieser Versorgungsstrom gegebenenfalls angepasst werden. Je stabiler also der Laser ist und je weniger Energie er benötigt, desto einfacher, günstiger und kleiner kann der Treiber konzipiert werden.

Laser und Treiber werden auf der Senderseite mit dem elektrischen Interface und der Licht-Kopplung in die Faser zum TOSA zusammengefasst. Auf der Empfängerseite wird im ROSA aus der Faser gekoppelt, um eine Photodiode zu beleuchten. Diese wandelt das Licht in ein elektrisches Signal um, welches vom Verstärker (amplifier) verstärkt wird.

TOSA: transmitter

optical sub-assemblay

ROSA: **receiver** optical sub-assemblay



Abbildung 1-2: Schematische Darstellung einer optischen Datenverbindung, bestehend aus TOSA (transmitter optical sub-assemblay), optischem Wellenleiter (optical waveguide) und ROSA (receiver optical sub-assemblay). Im dargestellten Fall wandelt ein VCSEL die vom Treiber (driver circuit) aufbereiteten elektrischen in optische Signale um.

Stand der Technik

Die Entwicklung der oberflächenemittierenden Halbleiterlaser für die Datenübertragung ist zwar ein relativ junges Forschungsthema, war aber dennoch schon vor dieser Arbeit recht weit vorangetrieben. Dabei lag der Fokus klar und fast ausschließlich auf der Übertragung möglichst großer Bitraten.

Um dieses Ziel zu erreichen, wurde zunächst die Bandbreite der Laser vergrößert. So wurden in der Vergangenheit z.B. der differentielle Gewinn ($\partial g/\partial N$), das aktive Volumen V_g (z.B. durch Reduktion der Kavitätslänge auf $\lambda/2$) oder auch die thermischen Eigenschaften verbessert [23-25]. Diese Ansätze wurden an der TU Berlin für das hier verwendete Galliumarsenid-(GaAs)-Materialsystem so konsequent verfolgt, dass sogar die Emissionswellenlänge von 850 nm auf 980 nm der VCSEL geändert wurde.

So verringert sich mit der Erhöhung des In-Anteils in den Indiumgalliumarsenid-(InGaAs)-Quantengräben nicht nur die Bandkantenenergie, was zu einer Erhöhung der Wellenlänge führt, sondern es vergrößert sich auch die Gitterkonstante und damit die Verspannung. Dies führt zu einer Steigerung des Gewinns [26, 27]. Oberdrein werden durch den größeren Bandkantenunterschied der Quantengräben zu den Barriereschichten bzw. zum umgebenen Material die thermischen Eigenschaften der aktiven Zone verbessert [25, 28, 29]. Während GaAs Licht der Wellenlänge 850 nm stark absorbiert, ist es bei 980 nm transparent [30]. Spiegelschichten aus reinem GaAs/AlAs gewährleisten nicht nur eine höhere Wärmeleitung [31], sie ermöglichen auch einen höheren Brechungsindexkontrast zwischen den GaAs und Aluminiumarsenid-(AlAs)-Schichten [32, 33]. Diese sogenannten binären Spiegel verbessern also nicht nur die thermischen Eigenschaften des Lasers, die Erhöhung der Reflektivität der einzelnen Grenzschichten verringert auch die effektive Kavitätslänge und vergrößert damit das Confinement [34, 35]. Physikalisch gesehen hat die Wellenlänge 980 nm gegenüber 850 nm nur Vorteile. Die Nachteile, die in Abschnitt 4.4 diskutiert werden, betreffen hauptsächlich die Verfügbarkeit von geeigneten Detektoren für diese Wellenlänge.

Um zusätzlich die Übertragungsraten noch zu steigern, kann eine aufwändige Modellierung der Pulsform vorgenommen werden. Eine verbreitete Variante ist es, beim On-Off Keying (OOK) (also der einfachen Übertragung von Nullen und Einsen) den Wechsel von Null zu Eins und umgekehrt durch einen erhöhten Spannungspuls (Equalizing) zu unterstützen [14, 15, 36, 37]. Dies ermöglicht eine größere Augenöffnung (im Augendiagramm siehe Abbildung 4-5 b)) und unterstützt den oberen Frequenzbereich. Hier werden meist SiGe-Treiber eingesetzt die ohnehin einen erhöhten Energiebedarf haben. Dabei sind auch heute schon sparsame und trotzdem leistungsstarke CMOS-Treiber erhältlich [19, 38-42]. Eine andere Methode ist die Puls-Amplituden-Modulation (PAM). Hierbei werden der Intensität des Laserlichtes nicht nur Nullen oder Einsen (Bits) zugeordnet, sondern Symbole (z.B. bei 4-PAM 00, 01, 10, 11) [15, 43, 44]. Mit noch höheren Modulationsformaten kann die Symbolrate (baud) noch weiter gesteigert werden [45]. Der Nachteil dieser Verfahren ist der hohe Anschaffungspreis der Treiber. Da allerdings diese Kenngröße nicht zu den Primärzielen der wissenschaftlichen Forschung gehören, werden diese Gesichtspunkte oft außer Acht gelassen, was vermutlich zur Verzögerung des kommerziellen Durchbruchs von VCSELn auf dem Endverbrauchermarkt beiträgt.

Die VCSEL-Forschung an der TU Berlin hingegen wurde schon früh auch unter dem Gesichtspunkt der Nachhaltigkeit betrieben. So wurden zur Untersuchung des

Energieverbrauchs pro übertragenem bit (in fJ/bit) der EDR (energy to data ratio) und HDR (heat to bitrate ratio) definiert als [46]:

$$EDR = \frac{P_{el}}{BR}$$
(1.1)

$$HDR = \frac{P_{diss}}{BR}.$$
 (1.2)

Dabei sind $P_{el}=U/I$ die elektrische Leistung (Betriebsspannung (U)/Stromstärke (I)), $P_{diss}=P_{el}/P_{opt}$ die Verlustleistung (mit optischer Leistung P_{opt}) und BR die Bitrate. Diese Kenngrößen stehen für einen Teil der Anforderungen, den VCSEL erfüllen müssen, um ihren kommerziellen Durchbruch zu erleben.

Ziel dieser Arbeit

Seitdem der Wert von Forschung mehr und mehr in der Anzahl von Publikationen gemessen wird, gibt es eine Hatz nach Rekorden. Es ist sehr einfach, einen allein stehenden Rekord für eine spezifische Eigenschaft zu publizieren, auch wenn dieser mit erheblichen Nachteilen für ein etwaiges Gesamtsystem erkauft wurde. Im Gegensatz dazu ist eine holistische Systembetrachtung im Wissenschaftsbetrieb kaum zu finden (Meinung des Autors). Aber gerade dies ist der Ansatz dieser Arbeit. Es reicht eben nicht aus, "nur" hohe Bitraten zu erzielen oder "nur" wenig Energie (EDR) zu benötigen. Auch sollte Temperaturstabilität nicht als hohe Bitrate bei hohen Temperaturen verstanden werden. Ziel dieser Arbeit ist, das gleichzeitige Erreichen hoher, temperaturstabiler Bitraten bei niedrigem Energieverbrauch und geringer Stromdichte sowie das Verständnis der Zusammenhänge und Abhängigkeiten zwischen diesen Lasereigenschaften zu gewinnen. Dabei ist mit Temperaturstabilität die Stabilität aller Lasereigenschaften einschließlich der Bitrate bei Temperaturänderung gemeint. Nur so kann die Grundlage für ein Gesamtsystem geschaffen werden, das zwar hohe Übertragungsraten bietet, dabei aber günstig im Preis ist, sowie langlebig und energieeffizient arbeitet.

Zum tieferen Verständnis dieser Lasereigenschaften gehört eine genaue Kenntnis der Einflüsse der Herstellungsparameter. Ein bisher kaum optimierter Freiheitsgrad ist die Spiegelreflektivität des Auskoppelspiegels. Diese beeinflusst die Lasereigenschaften maßgeblich. Im Gegensatz zu den meisten anderen Kenngrößen ist es bis jetzt weder mit Hilfe der Reflektivität *R* noch mit Hilfe der Photonenlebensdauer τ_p gelungen, Bedingungen für eine Laseroptimierung zu formulieren [47-49]. Mit der vorliegenden Arbeit wird ein neuer Parameter eingeführt, der eine Optimierung zulässt und dabei die genaue Kenntnis von Reflektivität und Photonenlebensdauer überflüssig macht. Dieser Parameter ermöglicht auch ein tieferes Verständnis der Lasereigenschaften und bildet die Grundlage für eine ganzheitliche Laseroptimierung, sowie das Erreichen der oben formulierten Ziele.

Über die theoretische Formulierung der Optimierungsziele hinaus werden mit dieser Arbeit auch die prozesstechnischen Optimierungsmethoden vorgestellt. Auch diese wurden im Hinblick auf Performance und Kosten des Gesamtsystems entwickelt.

2 GRUNDLAGEN

Die Abkürzung VCSEL ist ein doppeltes Akronym aus "vertical cavity surface emitting laser", da Laser für "light amplification by stimulated emission of radiation" steht. Es geht also um Lichtverstärkung durch stimulierte Emission innerhalb einer senkrechten Kavität. Die theoretische Vorhersage der stimulierten Emission wurde bereits 1916 von Albert Einstein postuliert. Von dieser Vorhersage über die erste Idee eines oberflächenemittierenden Halbleiterlasers 1977 (Abbildung 2-1) zum ersten, bei Raumtemperatur arbeitenden VCSEL 1988 [50] brauchte es mehrere Generationen von Wissenschaftlern. Diese sehr stark gekürzte historische Betrachtung zeigt, dass trotz des simplen theoretischen Aufbaus eines Lasers die praktische Umsetzung in seinen Details recht viel Innovationskraft benötigt. Im Folgenden werden die theoretischen Grundlagen von Lasern erörtert. Dabei wird der Schwerpunkt auf den VCSEL-Eigenschaften liegen, die im Rahmen dieser Arbeit optimiert wurden.



Abbildung 2-1: Erste Prinzip-Skizze eines VCSELs aus dem Laborbuch von K. Iga vom 22.03.1977.

2.1 Lichtverstärkung durch stimulierte Emission (Gewinn)

Innerhalb eines Halbleiters kann es zu einer Vielzahl von Übergangsprozessen kommen. Die einfachsten sollen im Folgenden besprochen werden.



Abbildung 2-2: Die einfachsten Emissions- und Absorptionsprozesse in einem Halbleiter sowie Schema eines Halbleiters mit Besetzungsinversion in einer Kavität. a) spontane Emission, b) Absorption, c) stimulierte Emission und d) Stimulierte Emission innerhalb einer Kavität.

In einem Halbleiterkristall werden die diskreten Energieniveaus der Atome durch kontinuierliche Energiebänder ersetzt [51, 52]. Ähnlich wie bei den elektronischen Niveaus eines Atoms können Elektronen zwischen dem energetisch hohen Leitungsband und dem energetisch niedrigen Valenzband wechseln. So wird bei Anregung ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband gehoben. Die dabei entstehende verwaiste Position wird Loch genannt (Abbildung 2-2 b)). Abbildung 2-2 a) zeigt die spontane, strahlende Relaxation eines Elektrons aus dem Leitungsband mit einem Loch aus dem Valenzband unter Emission eines Photons, wohingegen in Abbildung 2-2 b) die Absorption eines Photons mit einer Energie größer gleich der Energiedifferenz der Bänder dargestellt ist, was, wie beschrieben, zu einer Anregung eines Elektrons vom Valenzband ins Leitungsband führt. Da die Ladungsträgerdichte der Löcher im Valenzband und der Elektronen im Leitungsband an der Bandkante am größten ist, wird die Energie der hier betrachteten Übergänge als nur wenig größer als die Bandkantenenergie angenommen [51]. Sind mehr Elektronen im angeregten Zustand als im relaxierten, wird dies als Besetzungsinversion bezeichnet (Abbildung 2-2 c)). Ebenso wie in Abbildung 2-2 b) löst ein Photon einen Übergang eines Elektrons aus [51]. Im Gegensatz zum in Abbildung 2-2 b) dargestellten Prozess werden einfallende Photonen hier überwiegend nicht absorbiert, sondern stimulieren einen strahlenden Übergang, bei dem durch Relaxation eines Elektrons in das Valenzband ein Photon entsteht. Die Energie des einfallenden Photons muss dabei der Energiedifferenz des aktuellen Elektronenzustandes und dem relaxierten Zustand (bzw. des Loches) entsprechen. Das entstandene Photon hat die gleiche Energie und Wellenlänge, die gleiche Richtung, die gleiche Polarisation und auch die gleiche Phase wie das einfallende Photon. Es entsteht kohärentes Licht. Um dieses kohärente Licht verstärken zu können, wird in einer Kavität nur ein Teil des entstandenen Lichtes durch einen halb durchlässigen Spiegel ausgekoppelt. Das in der Kavität verbleibende Licht wird auf oben genannte Weise mit jedem Umlauf in der Kavität verstärkt. Dabei ist die mittlere Verweildauer des Lichtes in der Kavität stark von der Reflektivität des Auskoppelspiegels abhängig.

Die Anregung der Elektronen bis hin zur Besetzungsinversion erfolgt für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Laser ausschließlich elektrisch. Mit einem p-dotierten und einem n-dotierten Bereich (Abbildung 3-2 a)) sind diese elektrischen Bauelemente Dioden.



Abbildung 2-3: a) Leitungs- und Valenzbänder sowie Ferminiveaus in separaten p- und n-dotierten Halbleitern, b) Halbleiter mit p- und n-dotiertem Teil im thermischen Gleichgewicht mit pn-Übergang, c) pn-Übergang mit von außen angelegter Spannung.

Das Einbringen von Fremdatomen in das Atomgitter eines regelmäßigen Halbleiterkristalls wird als dotieren bezeichnet. Werden Gitteratome durch Atome mit mehr Valenzelektronen ausgetauscht, bezeichnet man diese als Donatoren. Der Kristall wird n-dotiert, das Ferminiveau wird zum Leitungsband hin verschoben. Atome mit weniger Valenzelektronen werden Akzeptoren genannt. Der Kristall wird p-dotiert, das Ferminiveau wird zum Valenzband hin verschoben (Abbildung 2-3 a)). Fügt man p- und n-dotiertes Material im thermischen Gleichgewicht zusammen, haben beide das gleiche Ferminiveau, die Bänder verbiegen sich (Abbildung 2-3 b)). Eine angelegte elektrische Spannung *U* hebt das Gleichgewicht auf, es bildet sich jeweils ein Quasi-Gleichgewicht im p- und n-dotierten Bereich mit Quasi-Ferminiveaus [53, 54].



Abbildung 2-4: a) Entartete Besetzung, b) Bandstruktur einer Doppelheterostruktur, c) Doppelheterostruktur mit Besetzungsinversion bei von außen angelegter Spannung.

Am Ferminiveau ist die Besetzungswahrscheinlichkeit für Ladungsträger gerade 50%. Unterhalb des Ferminiveaus ist die Besetzungswahrscheinlichkeit für Elektronen > 50%, oberhalb ist sie für Löcher > 50% [55, 56]. Wird die Dotierung so weit erhöht, dass das Ferminiveau in das Leitungsband bzw. Valenzband verschoben werden, entsteht eine Besetzungsinversion (Abbildung 2-4 a) rote Flächen).

Im Gegensatz zum pn-Übergang ist ein Heteroübergang nicht nur der Übergang zwischen verschiedenen Dotierungen, sondern auch zwischen verschiedenen Materialien. Eine Doppelheterostruktur entsteht, wenn in einem pn-Übergang das n-dotierte vom p-dotierten Material durch ein Fremdmaterial separiert wird. Bei geeigneter Wahl des Materials und dessen Bandlücke kann das Erreichen der Besetzungsinversion erleichtert werden (Abbildung 2-4 b) und c)) [51, 57].



Abbildung 2-5: Besetzung der Bänder (oben) als Produkt möglicher Zustände (D(E)) und der Fermiverteilung (f(E)) (unten) für drei Temperaturen a) T1>0, b) T2>T1, c) T3>T2 [56].

Anders als bei Atomen ist beim Halbleiter die Energie der Ladungsträger abhängig vom Impuls. Im Bulk-Material beispielsweise folgt der Anstieg der Zustandsdichte ab der Bandkante einer Wurzelfunktion (Abbildung 2-5 rote Kurven) [56]. Die Anzahl der Ladungsträger (Abbildung 2-5 schwarze Kurven) ist proportional zum Produkt aus Zustandsdichte D(E) und Besetzungswahrscheinlichkeit f(E) (Fermifunktion Abbildung 2-5 blaue Kurven) [56]. Von Abbildung 2-5 a) über b) zu c) steigt die Temperatur. Dadurch flacht die Fermifunktion ab (blaue durchgezogene Kurve) und mit ihr auch die Ladungsträgerverteilung (schwarze durchgezogene Kurve). Die Besetzungsinversion ist damit schwerer zu erreichen, die Maxima der Ladungsträgerverteilungen der Elektronen und Löcher entfernen sich voneinander und werden schwächer.

Je stärker die einem Übergang entsprechenden Zustände mit Ladungsträgern besetzt sind, desto stärker ist der Gewinn bei der dem Übergang entsprechenden Wellenlänge. Höhere Temperaturen verringern den Gewinn bei gegebener Wellenlänge. Durch Ladungsträgerzufuhr (Strom) werden die Bänder gefüllt, der Gewinn erhöht.

Für besonders kurze Kavitätslängen, wie sie in VCSELn vorkommen, ist daher eine exakte Abstimmung zwischen Gewinnkurve und Kavität in Abhängigkeit von der Temperatur erforderlich. Bei den hier verwendeten VCSELn mit $\lambda/2$ -Kavität wird das sogenannte Detuning so gewählt, dass bei Zimmertemperatur die longitudinale Mode der Wellenlänge des maximalen Gewinns um einige nm ins Blau verschoben ist im Vergleich zur Durchlasskurve der Spiegel [58, 59]. Für die hier verwendeten Laser dienten Multi-Quantenfilme als Gewinnmedium. Deren Dicke bestimmt deren Bandkante und damit die Wellenlänge des Übergangs. Die Kavitätslänge muss dieser angepasst sein.

2.2 Die Kavität

Der Höhe des im letzten Abschnitt beschriebenen, durch das Gewinnmedium erzeugten Gewinns, muss die Güte der Kavität angepasst sein.

Die **Güte** ist hier ein Maß für die Verluste einer Kavität. Da die Lichtauskopplung über die Spiegel (**Spiegelverlust** α_m) der dominierende Verlust in einem Laser sein sollte, sollten alle anderen Verluste (aus z.B. Absorption) hier als vernachlässigbar angesehen werden. Entscheidend dafür, wieviel Lichtintensität über die Spiegel verloren geht, ist die **Reflektivität** *R* der Spiegel. Dabei soll *R* das Verhältnis von reflektierter Lichtintensität zu einfallender Lichtintensität sein. *R* ist außerdem das Quadrat des **Amplitudenreflexionsvermögens** *r* und immer kleiner oder gleich eins. Je weniger Intensität über die Spiegel verloren geht, desto länger ist dessen mittlere Verweildauer in der Kavität (**Photonenlebensdauer** τ_p) und desto <u>höher</u> ist die **Dämpfung** γ .

Bei VCSELn stehen Wellenvektor des Lichts und Ebene der Doppelheterostruktur orthogonal zueinander. Es gibt also nur eine sehr kleine Überlappung zwischen dem Bereich, in dem Besetzungsinversion herrscht, und dem Intensitätsmaximum der stehenden Lichtwelle in der Kavität. Daher müssen VCSEL-Kavitäten von besonders hoher Güte sein. Es werden also Spiegel benötigt, die fast 100 % der Lichtintensität

reflektieren. Derart hohe Reflektivitäten können z.B. mit DBR-Spiegeln (distributed brag reflector) erreicht werden.

DBR-Spiegel sind Mehrschichtsysteme aus Schichten mit abwechselnd hohem und niedrigem Brechungsindex *n* mit jeweils der optischen Dicke $\lambda/4$. Dabei ist λ die Wellenlänge im jeweiligen Material. An jeder Grenzschicht wird, je nach Brechungsindexunterschied, die elektromagnetische Welle des Lichtes transmittiert und reflektiert. Das Amplitudenreflexionsvermögen *r* an jeder Grenzschicht ist:

$$r = -\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \tag{2.1}$$

Für $n_2 > n_1$, also einen Übergang von einem optisch dichteren in ein optisch dünneres Medium, ergibt sich wegen des Vorzeichens bei der Reflektion ein Phasensprung um π . Der gleiche Phasensprung liegt vor, nachdem der transmittierte Anteil die $\lambda/4$ -Schicht durchlaufen hat, reflektiert wird und ein zweites Mal durchläuft. Bei abwechselnd hohem Brechungsindex kommt es so an jeder Grenzfläche zu konstruktiver Interferenz. Wegen

$$R = r^2 \tag{2.2}$$

steigt so die Reflektivität. Je größer die Anzahl der Spiegelpaare, desto größer ist die Reflektivität. Bei ausreichend hoher Anzahl kann also die Reflektivität auf fast 100 % gesteigert werden. Beim Auskoppelspiegel alleine geht es nicht um maximale Reflektivität, sondern um eine bestimmte Reflektivität, die - wie für diese Arbeit - exakt variierbar sein soll.

Wie in Abbildung 3-2 b) zu erkennen ist, kann bauformbedingt der Auskoppelspiegel nur über dessen letzte Grenzschicht verändert werden. Trotz der bis dahin schon sehr abgeschwächten Intensität hat eine Änderung hier immer noch eine große Wirkung.

Für ein Mehrschichtsystem aus Substrat mit n_s und Spiegelpaaren, bestehend aus Schichten mit abwechselndem Brechungsindex n_1 und n_2 , sowie meist Luft n_0 , ergibt sich die Reflektivität des Gesamtsystems zu [60]:

$$R_{2s} = \left[\frac{n_s \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{2s} - n_0}{n_s \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{2s} + n_0}\right]^2$$
(2.3)

bei einer geraden Anzahl von *s* Schichten. Bei einer ungeraden Anzahl von s+1 Schichten ergibt sich *R* zu:

$$R_{2s+1} = \left[\frac{n_1^2 \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2s} - n_0 n_s}{n_1^2 \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2s} + n_0 n_s}\right]^2.$$
 (2.4)

Es ist also möglich, R_{2s} eines Spiegels mit 2*s* Spiegelpaaren mit R_{2s+1} eines Spiegels, mit 2*s* Spiegelpaaren und einer zusätzlichen $\lambda/4$ -Schicht zu vergleichen. Diese Reflektivitäten sind in Abbildung 2-6 als Funktion von *s* dargestellt. Da *s* als Anzahl der Spiegelpaare eine ganze Zahl sein sollte, sind die hier dargestellten Funktionen als Einhüllende der Reflektivität zu verstehen. Es wird aber sehr deutlich, dass eine zusätzliche $\lambda/4$ -Spiegelschicht, von der aktiven Zone aus gesehen am Ende des Spiegels, die Systemreflektivität sehr beeinflusst. Bei zusätzlichen Schichten, die dünner oder dicker sind als $\lambda/4$, liegt die Gesamtreflektivität zwischen diesen beiden Einhüllenden. (Abbildung 2-6) stellt den Variationsspielraum (schraffierter Bereich) bei Änderung der Schichtdicke der letzten Spiegelschicht dar.



Abbildung 2-6: Intervall einer möglichen Reflektivitätsänderung durch Veränderung der äußersten Spiegelschicht. Die gezeichneten Kurven sind die Einhüllenden der sich ändernden Reflektivität und werden nur erreicht bei einer Schichtdicke von ganzen $\lambda/4$. Die Reflektivität der blauen Kurve wird durch eine ungerade Anzahl wechselnder Schichten erreicht, die Reflektivität der roten Kurve durch eine gerade Zahl wechselnder Schichten. Eine genaue Simulation von *R* mit von $\lambda/4$ abweichenden Endschichten ist in Abbildung 2-8 dargestellt.

Die Veränderung der letzten Schicht kann sowohl durch Abtrag als auch durch Abscheidung erfolgen. Um die Reflektivität auch bei Schichtdickenänderung von > $\lambda/4$ berechnen zu können, ist eine andere mathematische Formulierung hilfreich. Dabei werden sowohl die Schichten als auch die Grenzflächen zwischen diesen jeweils als Zweitor angesehen. Jedes Zweitor hat zwei einlaufende Wellen mit den Wellenamplituden $a_{1/2}$ und zwei auslaufende Wellen mit den Wellenamplituden $b_{1/2}$. Diese können nun durch Matrizen miteinander verbunden werden. Zur Gestaltung der Matrizen gibt es unterschiedliche Möglichkeiten. Die gebräuchlichsten sind die Streumatrix S:

$$\binom{b_1}{b_2} = \mathbf{S} \binom{a_1}{a_2} = \binom{S_{11} \quad S_{21}}{S_{12} \quad S_{22}} \binom{a_1}{a_2}$$
(2.5)

und die Transfermatrix T:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ a_1 \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} b_2 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{21} \\ T_{12} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_2 \\ a_2 \end{pmatrix}.$$
 (2.6)

Vorteil der Streumatrix ist es, dass den einzelnen Matrixelementen physikalische Größen zugeordnet werden können (siehe auch Abbildung 4-4). Mit Transfermatrizen sind ganze Stapel (Abbildung 2-7) aus variierenden Schichten und ihren Grenzschichten einfach berechenbar durch [60]:

$$\binom{b_1}{a_1} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{T}' \cdot \dots \cdot \mathbf{T}^k \binom{b_2^k}{a_2^k}.$$
 (2.7)

Ein Beispiel für einen solchen Stapel ist in Abbildung 2-7 dargestellt. Diese k Zweitore können durch k Transfermatrizen beschrieben werden [51].



Abbildung 2-7: k Zweitore mit jeweils einlaufenden Wellenamplituden a_x und auslaufenden Wellenamplituden b_y an beiden Seiten der Tore.

Auf einer solchen Matrizenrechnung basiert die Simulationssoftware "Polymorph" [61]. Diese bietet nicht nur die Möglichkeit, unbegrenzt viele Schichten zu stapeln, sie liefert auch schon alle nötigen Materialparameter. So können auf einfache Art und Weise sehr genaue Vorhersagen über die Reflektivität eines Schichtstapels getroffen werden.

Abbildung 2-8 zeigt diese Vorhersage als Simulation mit der Software "Polymorph". Simuliert ist hier die Reflektivität R bei Ätzung bzw. Beschichtung des Auskoppelspiegels, beginnend bei einer ungeraden Anzahl von Spiegelschichten (oben), einer geraden Anzahl von Spiegelschichten (unten) und bei ungerader Anzahl von Spiegelschichten wobei die letzte Spiegelschicht größer als $\lambda/4$ ist (mittig). Sowohl die Variationsspanne der Reflektivität als auch die Reflektivität selbst hängen maßgeblich vom Ausgangspunkt einer Beschichtung ab. Die dazugehörige Simulation der Photonenlebensdauer auf Basis statischer Messungen, wird in Abbildung 5-2 des Abschnitts "Photonenlebensdauer τ_p " gezeigt

Im Übrigen korrespondiert Abbildung 2-8 mit Abbildung 2-6 in dem Sinne, dass die in Abbildung 2-6 gezeigten Einhüllenden genau die Maxima (blau) bzw. Minima (rot) der Reflektiviät eines Spiegels aus $\lambda/4$ -Schichten zweier abwechselnder Materialien (Abbildung 2-8) berühren.



Abbildung 2-8: Mit der Software "Polymorph" simulierte Reflektivität R bei Ätzung bzw. Beschichtung des Auskoppelspiegels beginnend bei einer ungeraden Anzahl von Spiegelschichten (oben), einer geraden Anzahl von Spiegelschichten (unten) und bei ungerader Anzahl von Spiegelschichten wobei die letzte Spiegelschicht größer als $\lambda/4$ ist.

2.3 Dynamische Eigenschaften

Zweck der hier untersuchten Laser ist die Übertragung möglichst vieler Daten. Diese Daten sind im einfachsten Fall Nullen und Einsen, die als Spannungsunterschiede eines elektrischen Signals codiert sind. Aufgabe des Lasers ist es, diesen Code auf das Laserlicht zu modulieren.

Beim **elektrisch gepumpten Laser** wird durch den Pumpstrom ein Ladungsträger-Reservoir befüllt. Über die Prozesse Absorption und Emission (Abbildung 2-2) steht dieses mit dem Photonen-Reservoir in enger Wechselwirkung. Diese Wechselwirkung wird durch das Ratengleichungssystem beschrieben [51].

$$V\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q} - \left(R_{sp} + R_{nr}\right)V - (R_{21} - R_{12})V$$
(2.8)

$$V_p \frac{dN_p}{dt} = (R_{21} - R_{12})V - \frac{N_p V_p}{\tau_p} + R'_{sp}V$$
(2.9)

Dabei ist *I* der Strom, der das Reservoir der Ladungsträger mit der Ladung *q* befüllt. *V* und V_p sind die Volumina der aktiven Zone und der Lasermode. Ein Teil der Ladungsträger des Reservoirs rekombiniert nichtstrahlend mit der Rate $R_{nr}V$. Die Rate der spontanen Rekombination ist $R_{sp}V$, wobei ein Teil der spontanen Emission in das Reservoir der Lasermode eingeht ($R'_{sp}V$). Im Lasingbetrieb ist in der Regel die Rate der stimulierten Emission $R_{21}V$ am größten und befüllt das Reservoir der Photonen der Lasermode. Ein geringer Teil dieser Photonen kann durch Absorption wiederum das Ladungsträgerreservoir mit der Rate $R_{12}V$ befüllen. Der größte Teil sollte aber die Kavität verlassen. Die Rate dafür ist durch die Photonendichte im Modenvolumen N_p aber auch durch die Verweildauer τ_p (die Photonen-Lebensdauer) bestimmt.

Abbildung 2-9 stellt vereinfacht die Wechselwirkungen zwischen den Reservoirs in einem Hableiterlaser dar. Die dargestellten Raten sind von der Befüllung der Reservoirs abhängig. Je stärker die Befüllung desto größer die Rate der entleerenden Prozesse. $R_{12}V$ und $R_{21}V$ wirken so als Rückstellgrößen für NV und N_pV_p und sind proportional zu diesen. Das System bildet damit einen Oszillator, dessen Resonanz mit der Relaxationsresonanz-Frequenz (relaxation resonance frequency) f_R beschrieben wird. Durch die Modulation des Ladungsträgerzuflusses *I* kann das System angeregt werden. Zum Erreichen der größtmöglichen Bandbreite f_{3dB} eines oberflächenemittierenden Halbleiterlasers durch Änderung der Reflektivität des Auskoppelspiegels und damit der Photonenlebensdauer τ_p muss ein Kompromiss zwischen τ_p , Dämpfung γ und Relaxations-Resonanzfrequenz f_R gefunden werden [15, 47, 62]. Eine Verkürzung von τ_p führt zu einer Senkung von γ und damit einer Erhöhung von f_{3dB} . Dem entgegengerichtet findet gleichzeitig aber eine Reduktion von f_R mit einem negativen Einfluss auf die Bandbreite statt.



Abbildung 2-9: Modell der durch das Ratengleichungssystem beschriebenen Vorgänge im Laser.

Als (Übertragungs-)Bandbreite eines Lasers wird die Frequenz bezeichnet, bis zu der ein elektrisches (Sinus-)Signal übertragen werden kann (die Frequenz bei der die Modulationsamplitude um den Faktor 2 absinkt). Die Leistungsänderung des übertragenen Signals in Abhängigkeit von der Übertragungsfrequenz f wird beschrieben durch die Übertragungsfunktion [63]:

$$H(f) = \left| \frac{f_{\rm R}^2}{\left(f_{\rm R}^2 - f^2 + \frac{1}{2\pi} f \right)} \right|$$
(2.10)

dabei sind f_R und γ die bereits erwähnte Relaxations-Resonanzfrequenz und Dämpfung. H(f) ist aus dem Ratengleichungssystem hergeleitet [51]. Zur Berücksichtigung der elektrischen Parasiten wird die Übertragungsfunktion durch einen Tiefpassterm erweitert. Hier ist f_P ist die Grenzfrequenz der Parasiten [64].

$$H'(f) = \left| A \cdot \frac{f_{\mathrm{R}}^2}{\left(f_{\mathrm{R}}^2 - f^2 + \mathbb{I}\frac{\gamma}{2\pi} f \right)} \cdot \frac{1}{1 + \mathbb{I}\frac{f}{f_{\mathrm{P}}}} \right|$$
(2.11)

Durch den Offset A werden frequenzunabhängige Verluste berücksichtigt.

Die Parameter werden aus der Übertragungsfunktion, die mit einem Netzwerkanalysator gemessen wurde, bestimmt. Abbildung 2-10 zeigt Simulationen der Impulsantworten bei zunehmenden Pumpströmen. Die Resonanzfrequenzen f_R sind in allen Übertragungsfunktionen markiert und leicht in der Impulsantwort abzuschätzen. Die Dämpfung hingegen kann mittels Anpassung aus der Übertragungsfunktion gewonnen werden. Die Resonanzfrequenz ist dabei eine unabhängige Größe, wohingegen die Dämpfung von f_R abhängt.



Abbildung 2-10 : Modulierte Impulsantworten eines Lasers bei verschiedenen Stromstärken [51]. Bei allen Übertragungsfunktionen wurde die Resonanzfrequenz markiert. $H(f_R)$ ist der Funktionswert an der Stelle f_R . Die 3 dB Bandbreite ist die Frequenz, bei der der Funktionswert um den Faktor 2 abfällt.

Sowohl *A* als auch der Tiefpassterm der Parasiten f_P werden im Folgenden auf 1 gesetzt, da hier nur die intrinsische Übertragungsfunktion betrachtet werden soll. *H*(*f*) und damit die Bandbreite sind also von f_R und γ abhängig. Die Dämpfung ist wegen [63]:

$$\gamma = K \cdot f_{\rm R}^2 + \gamma_0 \tag{2.12}$$

eine von $f_{\rm R}$ abhängige Größe. Wegen [63]:

$$K = 4\pi^2 \left(\tau_{\rm p} + \frac{\varepsilon \cdot \chi}{\nu_{\rm g} \cdot (\partial g / \partial N)} \right)$$
(2.13)

und [63]

$$D = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\eta_{\rm i} \cdot \Gamma \cdot v_{\rm g}}{q \cdot V_{\rm g}} \cdot \frac{(\partial g / \partial N)}{\chi}}$$
(2.14)

in [63]

$$f_{\rm R} = D\sqrt{I - I_{\rm th}} \tag{2.15}$$

variieren Dämpfung und Resonanzfrequenz stark mit dem differenziellen Gewinn $(\partial g/\partial N)$, der Gruppengeschwindigkeit v_g und dem Ladungsträger-Transportfaktor χ . f_R ist außerdem vom optischen Confinement Γ und vom aktiven Volumen V_g , γ vom Gewinnkompressionsfaktor ε und natürlich von der Photonenlebensdauer τ_p abhängig [63]. Dies alles sind grundlegende Lasereigenschaften, die stark mit z.B. der aktiven Zone oder dem Apertur-Durchmesser (bei VCSELn) variieren. Eine optimale Dämpfung kann nicht allgemeingültig vorhergesagt werden. Auch für eine verständliche Beschreibung der Kleinsignalantwort des Lasers ist der Parameter γ ungeeignet.

An dieser Stelle ist leicht einzusehen, dass die Arbeit mit der Dämpfung aus mathematischer Sicht sicherlich sehr sinnvoll erscheint, für die praktische Anwendung ist diese aber sehr "unhandlich". Eine unabhängige und vor allem anschaulichere Größe wäre wünschenswert.

Mit Hilfe der Resonanzfrequenz lässt sich die Bandbreite schreiben als:

$$f_{3dB} = \frac{f_{3dB}}{f_R} \cdot f_R \tag{2.16}$$

also der Resonanzfrequenz multipliziert mit Verhältnis von Bandbreite und Resonanzfrequenz. Um dieses Verhältnis näher zu betrachten, wird die Übertragungsfunktion auf ihren intrinsischen Teil beschränkt zu:

$$H(f) = \sqrt{\frac{f_{\rm R}^4}{\left(\left(f_{\rm R}^2 - f^2\right)^2 + \frac{\gamma^2}{4\pi^2}f^2\right)}}$$
(2.17)

Der Resonanzfrequenz f_R kann durch Einsetzen in (2.17) ein Funktionswert $H(f_R)$ zugewiesen werden. Dieser ist ebenso anschaulich wie f_R , da dieser im Plot der Übertragungsfunktion an der Ordinate abgelesen werden kann. So kann die Dämpfung beschrieben werden als:

$$\gamma = \frac{2\pi f_{\rm R}}{H(f_{\rm R})} \tag{2.18}$$

Die Übertragungsfunktion ändert sich damit zu:

$$H(f) = \sqrt{\frac{f_{\rm R}^4}{\left(\left(f_{\rm R}^2 - f^2\right)^2 + \frac{f^2 f_{\rm R}^2}{H(f_{\rm R})^2}\right)}}$$
(2.19)

Die Bandbreite ist definiert als:

$$\log H(f_{3dB}) = -3 dB \qquad (2.20)$$

weshalb das Verhältnis von Bandbreite und Resonanzfrequenz geschrieben werden kann als:

$$\frac{f_{3dB}}{f_{R}} = \frac{\sqrt{2 + \sqrt{4 \cdot 10^{3/10} + \frac{1}{H(f_{R})^4} - \frac{4}{H(f_{R})^2} - \frac{1}{H(f_{R})^2}}}{\sqrt{2}}$$
(2.21)

Mit dem neuen, anschaulichen Parameter $H(f_R)$ ist es nun möglich, die Bandbreite allein durch die "Form" der Übertragungsfunktion zu beschreiben. Dabei lassen sich die Resonanzfrequenz und der Funktionswert an der Stelle der Resonanzfrequenz abschätzen. Der Einfluss der Verminderung der Spiegelreflektivität ist nun für den bandbreitenbegünstigenden Term $\frac{f_{3dB}}{f_R}$ separat, ohne den Einfluss auf den bandbreitenmindernden Term f_R , beschreibbar.

 $\frac{f_{3dB}}{f_R}$ kann nun in einem begrenzten Rahmen durch Änderung der Spiegelreflektivität variiert werden und konvergiert gegen den (in der Literatur beschriebenen [51, 65]) maximalen Wert:

$$\lim_{H(f_{\rm R})\to\infty} \frac{f_{\rm 3dB}}{f_{\rm R}} = \sqrt{1+10^{3/20}} \approx 1.55 \approx \sqrt{1+\sqrt{2}}$$
(2.22)

Abbildung 2-11 stellt den Kurvenverlauf der Gleichung (2.21) dar. Eine Änderung der Spiegelreflektivität und eine damit verbundenen Änderung von log $H(f_R)$ bewirken demnach im Interval von -12 dB bis 3 dB eine besonders große Änderung von f_{3dB}/f_R . Für reale Laser wird typischerweise ein log $H(f_R) > -2$ dB beobachtet. Im Bereich bis

log $H(f_R) = 3$ dB dominiert die Bandbreitenvergrößerung durch die Vergrößerung von f_{3dB}/f_R . Ab log $H(f_R) > 3$ dB kann davon ausgegangen werden, dass die Bandbreitenvergrößerung (durch Vergrößerung von f_{3dB}/f_R) kaum noch eine Rolle spielt bzw. durch die Bandbreitenverminderung (durch die Minderung von f_R) ausgeglichen oder sogar dominiert wird (siehe auch Abschnitt 6.2). Diese Minderung wird durch mit der Minderung von R einhergehende Erhöhung des Schwellstromes I_{th} hervorgerufen, was wegen (2.15) zu der Minderung von f_R führt.

Hinzu kommt, dass streng genommen auch eine Resonanzüberhöhung von 3 dB und mehr als Änderung der frequenzabhängigen Modulationsamplitude um den Faktor 2 die Übertragungs-Bandbreite begrenzt. So führt ein solch starkes Abweichen von einer "glatten" Übertragungskurve auch zu starken Überschwingern bei der Großsignal-Übertragung – dem eigentlichen Anwendungsziel dieser Laser. Der sich dadurch verringernde Signal-Rausch-Abstand erschwert eine fehlerfreie Datenübertragung oder macht diese gar unmöglich [48, 66].



Abbildung 2-11 : $\frac{f_{3dB}}{f_R}$ in Abhängigkeit vom Parameter $H(f_R)$ (blau). Die Kurve basiert auf theoretischen Berechnungen unter Vernachlässigung von Parasiten.

Als allgemeingültiger Optimierungs-Parameter steht damit log $H(f_R)$ fest. Dieser ist nominell unabhängig von Laserart, Bauform, Lasergröße, Arbeitspunkt bei ~ 3 dB durch Variation der Spiegelreflektivität für den Laser und dessen Anforderungen einstellbar.
Beispiele: Zwei Laser der gleichen Struktur aber unterschiedlicher Größe (z.B. Apertur-Durchmesser) benötigen zum optimalen Betrieb (bezüglich größter Bandbreite) unterschiedliche Spiegelreflektivitäten, aber log $H(f_R)$ sollte jeweils etwa 3 dB sein. Soll ein Laser bei verschiedenen Arbeitspunkten betrieben werden, existiert für jeden Arbeitspunkt eine optimale Spiegelreflektivität. Für alle Arbeitspunkte einheitlich ist aber ein log $H(f_R)$ von knapp 3 dB optimal.

3VCSEL-HERSTELLUNG

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten VCSEL wurden im Doppelmesa-Aufbau mit nasschemisch, selektiv oxidierten Aperturen prozessiert. Zur späteren Kontaktierung wurden auf eine mit Benzocyclobuten (BCB) planarisierte Fläche Metallpads aufgebracht. Um die Hochfrequenzeigenschaften der Pads zu verbessern, sind diese im Ground-Signal-Ground (GSG) Layout an einen GSG-Tastkopf angepasst worden. Abbildung 3-1 zeigt einen vollständig prozessierten VCSEL, aufgenommen mit einem 3D-Lasermikroskop. Die Kolorierung spiegelt die Höhenniveaus und nicht die Materialfarbe wider. Von den drei obenliegenden Kontakten werden die beiden äußeren als "Ground" zum n-Kontakt auf der unteren hoch n-dotierten Kontaktschicht nach unten geführt. Der Mittlere "Signal" wird an den oberen p-dotierten Ringkontakt geführt.



Abbildung 3-1: Aufnahme eines vollständig prozessierten VCSELs mit einem 3D-Laser-Mikroskop. Die Kolorierung spiegelt die Höhenniveaus und nicht die Materialfarbe wider.

Für die Herstellung dieser VCSEL wurden hauptsächlich Standardverfahren und Prozesse mit nur geringer individueller Anpassung verwendet. Die Herstellung soll daher in diesem Abschnitt nur kurz umrissen sein. Neu entwickelte Prozessschritte werden hingegen ausführlich erörtert. Die Abbildung 3-2, Abbildung 3-3, Abbildung 3-4,

Abbildung 3-5 und Abbildung 3-6 stellen schematisch die Herstellung eines solchen VCSELs als Schnitt durch den tiefen n-Kontakt und den VCSEL über das Signalpad dar. Die dafür verwendeten Raster-Elektronenmikroskop-Aufnahmen stammen von der tatsächlich verwendeten Epitaxialstruktur. Diese wurde nicht von der AG-Bimberg hergestellt, aber nach unseren Vorgaben von IQE-Europe Ltd. unter Verwendung von metallorganisch-chemische Gasphasenabscheidung (MOCV) gewachsen.

MOCVD (metal-organic chemical vapour deposition) ist ein Verfahren zur Herstellung kristalliner Strukturen. Aus einer Dampfphase werden feste Schichten auf einen vorhandenen Kristall abgeschieden. In einer Reaktionskammer wird eine Gasatmosphäre erzeugt, die mit der Kristalloberfläche wechselwirkt. Vorteil dieses Verfahrens sind hohe Wachstumsraten (bis etwa 1 nm/s) und hohe Stückzahlproduktion durch große Reaktionskammern

Wegen der sehr geringen Bauteilgröße der Laser werden bei jeder Prozessierung von üblicherweise Viertelstücken aus drei Zoll großen Wafern mehrere Tausend Laser hergestellt. Es ist daher notwendig, die Laser eindeutig zu beschriften.

Der in

Abbildung 3-1 dargestellte Laser hat die Nummer 5B und liegt auf der Einheitszelle 32. Aus der geringen Größe resultiert außerdem eine hohe Anfälligkeit für Prozessdefekte durch die Einwirkung von Fremdpartikeln. Alle Herstellungsschritte werden daher unter Reinraumatmosphäre durchgeführt. Jedem Schritt geht eine einheitliche Reinigungsprozedur der Probe voraus. Mit einer Stickstoffpistole werden grobe Partikel entfernt, mit Aceton organische Stoffe gelöst, mit Isopropanol Acetonreste weggewaschen und mit der Stickstoffpistole das Isopropanol von der Probe geblasen.

Zur Strukturierung der Proben werden fotoaktive Positiv- und Negativlacke zwischen ein und zehn Mikrometer Dicke verwendet. Mit dem verwendeten Maskensatz werden verschiedene Parameter systematisch in Einheitszellen zu je 256 Lasern variiert. Eine für diese Arbeit besonders wichtige Variation ist die des Mesa 1 Durchmessers und mit ihr die Variation der Apertur (siehe auch Abbildung 6-1). Zur Belichtung der Lacke wird ausschließlich UV-Licht verwendet. Nach der Entwicklung der Fotolacke sind nun Teile der Probe durch den Fotolack abgedeckt. Ein folgender Prozessschritt wirkt nun idealerweise ausschließlich auf den frei entwickelten Teil der Probe. Bei den für diese Arbeit verwendeten Proben waren das das plasmaunterstützte physikalisch-chemische Trockenätzen (RIE) und die Metallisierungen mittels Elektronenstrahlverdampfer wesentlich.



Abbildung 3-2: a) Raster-Elektronen-Mikroskop Aufnahme unter Verwendung des In-Lens Detektors zur Sichtbarmachung des Materialkontrastes zwischen p-dotiertem (heller) und n-dotiertem (dunkler) Bereich. Beide Bereiche sind von schwarzen Linien durchzogen. Dieser Materialkontrast basiert auf einem besonders hohen Aluminiumanteil im AlGaAs. b) Unter Verwendung des normalen Detektors ist nur noch der Materialkontrast zwischen aluminiumreichen und -armen Schichten zu erkennen. Der mit dem Materialkontrast korrespondierende Brechungsindexkontrast ist als Diagramm (blau) dazu eingezeichnet. Die Intensität des elektromagnetischen Feldes ist rot daneben geplottet. Aktive Zone, Current-spreading Schichten sowie die Opferschicht sind markiert.

RIE (reactive-ion etching) ist ein gerichtetes abtragendes Verfahren. Aus einem Prozessgas wird ein Plasma erzeugt, welches auf die Probe beschleunigt wird. Mit der Wahl und Zusammensetzung des Prozessgases kann der chemische Abtrag beeinflusst werden. Durch die Beschleunigung des Plasmas wird der physikalische Abtrag geregelt. Vorteil dieses Verfahrens sind die nahezu senkrechten Ätzflanken.

Dabei sind natürlich die Art des Lackes und dessen Dicke an den jeweiligen Prozess anzupassen. Wegen des Unterschnitts nach der Entwicklung werden für Metallisierungen vorzugsweise Negativlacke verwendet. So sind nach der Beschichtung das Material auf der Probe und das Material auf dem Lack voneinander getrennt, so dass beim Lösen des Lackes überschüssiges Metall weggespült werden kann. Für die kleinen Ringkontakte wird, wegen der besseren Auflösung, ein dünner Lack verwendet, für die unteren Kontakte hingegen ein dicker Lack, um auch hohe Strukturen der Probe abdecken zu können. Ähnliches gilt für die Ätzung. Je dünner der Lack, desto höher die Auflösung, je dicker der Lack, desto länger widersteht er der Ätzung.

Für die Oxidation der Aperturen ist kein lithographischer Lackprozess notwendig. Die Oxidationsgeschwindigkeit steigt exponentiell mit der Aluminiumkonzentration. Alle

frei geätzten Schichten der oberen Mesa werden gleichzeitig oxidiert. Die beiden Oxidapertur-Schichten bestehen aus Al₉₈Ga₂As und oxidieren damit wesentlich schneller als die aus Al₉₅Ga₅As bestehenden Schichten der Deep-oxidation Schichten. Alle anderen Schichten der oberen Mesa haben eine geringere Aluminiumkonzentration. Da die Oxidation vor dem Ätzen der unteren Mesa stattfindet, sind alle Schichten unterhalb der Kavität bei der Oxidation geschützt.



Abbildung 3-3: Ringkontakt aus der Schichtfolge Titan, Platin, Gold auf der hochdotierten Kontaktschicht aufgebracht im Elektronenstrahl-Verdampfer. b) Obere Mesa im plasmaunterstützten Trockenätzverfahren hergestellt.



Abbildung 3-4: Nassoxidation der zwei Oxidaperturen und der vier Deep-oxidation Schichten zur Führung des Strompfades. b) Plasmaunterstützte Trockenätzung der unteren Mesa.



Abbildung 3-5: a) Abscheidung des unteren n-Kontakts im thermischen Verdampfer mit der Schichtfolge Nickel, Gold-Germanium, Gold. b) Planarisierung durch photochemisches Benzocyclobuten (BCB) hier mit bereits freientwickeltem unteren Kontakt.

Auch der Planarisierungsschritt benötigt keinen zusätzlichen Lackprozess. Das hier verwendete BCB ist fotoaktiv, so dass dessen Strukturierung, wie beim Fotolack, durch gezielte Belichtung und Entwicklung gelingt. Ein weiterer Vorteil des Foto-BCB gegenüber Trockenätz-BCB sind weichere Kanten, die die Kontaktierung beim anschließenden Aufbringen der Kotaktpads vereinfachen.



Abbildung 3-6: a) Metallisierung der Kontaktpads und Zuleitungen zu dem p-Ringkontakt und – über die weiche Kante des BCB – auf das untere Level zum n-Kontakt im Elektronenstrahl-Verdampfer mit der Schichtfolge (Chrom, Gold). b) Mit Hilfe von plasmaunterstützter Gasphasenabscheidung aufgebrachtes Siliziumnitrid zur Veränderung der Reflektivität des Auskoppelspiegels.

Bei der Veränderung der Reflektivität des Auskoppelspiegels wird erst Siliziumnitrid Si_xN_y auf der gesamten Probe abgeschieden. Anschließend werden die Kontaktpads frei geätzt (Abbildung 3-7 a)). Dies ist nötig, da der Isolator Si_xN_y eine Kontaktierung durch den Tastkopf verhindern würde.



Abbildung 3-7: a) Lichtmikroskop-Aufnahme eines VCSELs nach Beschichtung mit Si_xN_y . Die Kontaktpads sind hier bereits frei geätzt, so dass diese mit dem Tastkopf kontaktiert werden können. b) VCSEL mit Kontakten (gold) und BCB (farblos) planarisiert im Echtfarben-3D-Lasermikroskop.

An dieser Stelle ist anzumerken, dass die Abbildung 3-2, Abbildung 3-3, Abbildung 3-4, Abbildung 3-5 und Abbildung 3-6 zwar auf Aufnahmen des Raster-Elektronenmikroskops basieren, aber dennoch nur schematische und verzerrte Darstellungen sind. Die Echtfarb-3D-Mikroskop-Aufnahme Abbildung 3-7 b) zeigt die wahren Ausdehnungsverhältnisse hinsichtlich Höhe und Durchmesser.

3.1 Änderung der Reflektivität

Die Beschichtung mit Si_xN_y weicht von der üblichen VCSEL-Prozessierung ab. Als eine für diese Arbeit entscheidende Variation soll diese hier eingehender behandelt werden. Wie im Abschnitt 2.2 beschrieben, hat eine Änderung der Dicke der letzten Schicht eines DBRs einen signifikanten Einfluss auf die Gesamtreflektivität des Spiegels.

Digitales Ätzen

Die in der Literatur gängige Methode zur Änderung der Photonenlebensdauer ist das Ätzen der Spiegeloberfläche[47, 62, 67-69]. Sehr geringe Ätzraten und –tiefen sowie eine genaue Kontrolle des Ätzfortschritts sind hierfür notwendig. Die Ätzrate beim Trockenätzen ist zeitlich jedoch nicht konstant. Gerade beim Zünden des Plasmas können temporär hohe Abtragsraten beobachtet werden. Als Alternative wurden mehrere nasschemische Ätzverfahren getestet.

Eine oft verwendete Lösung beim Ätzen von GaAs ist ein Gemisch aus Säure (meist Salzsäure HCl) und Wasserstoffperoxid H₂O₂. Dabei hat das Wasserstoffperoxid die Aufgabe, die Halbleiteroberfläche zu oxidieren. Gleichzeitig werden die Oxide durch die Säure weggeätzt. Je nach Konzentration dieser Lösung kann eine gewünschte Ätzrate erzielt werden. Diese verändert sich allerdings mit der Temperatur und der Flussbewegung der Lösung.

Eine besonders genaue Kontrolle der Ätztiefe gelingt beim digitalen Ätzen. Hier erfolgt die Trennung der Oxidation und das Ätzen der Oxide. Dabei wird ausgenutzt, dass die Oxidation mit Wasserstoffperoxid diffusionsbegrenzt ist und damit sehr genau kontrolliert werden kann. Für ein sehr breites Zeitfenster (zwischen 5s und 120s) der Einwirkzeit des Wasserstoffperoxid wird eine Oxidationstiefe von etwa 15 nm erzielt [70]. Anschließend entfernt die Säure das Oxid. Da mit dem Entfernen der Oxide auch gleichzeitig die Diffusionsbarriere beseitigt wird, muss die Behandlung mit der Säure strikt von der Behandlung mit dem Wasserstoffperoxid getrennt werden. Um dies sicher zu stellen, wurden behandelte Proben nach jedem Schritt mit Reinstwasser gespült und im Spinner trockengeschleudert. Da der anfängliche Einsatz von Salzsäure zu Problemen mit den Metallkontakten führte, wurde der Einsatz von Zitronensäure ($C_6H_8O_7$) favorisiert. Diese Methode führte sowohl bei diversen Testproben als auch bei VCSEL-Proben zu sehr verlässlichen Ergebnissen hinsichtlich der Ätztiefe. Allerdings wurde bei allen Proben eine mit jeder Ätzung ansteigende Oberflächenrauhigkeit beobachtet. Besonders bei fertig prozessierten Proben wurde die Spiegeloberfläche, unabhängig von der verwendeten Säure bzw. Ätzlösung und der Methode des Aufbringens stark angegriffen. Es konnte dabei beobachtet werden, dass dies mit den vorherigen Fotolack-Lithographien korreliert.

Abbildung 3-8 zeigt sehr deutlich die nach dem Ätzschritt sichtbar werdenden Unterschnitte der vorherigen Metallisierungs-Lithographien bis hin zum Aufbrechen der Oberfläche. Vom Verändern der Photonenlebensdauer durch Ätzen wurde daher im weiteren Verlauf dieser Arbeit abgesehen.



Abbildung 3-8: Raster-Elektronenmikroskop-Aufnahmen der Spiegeloberfläche eines vollständig prozessierten VCSELs nach digitalem Nassätzen. Innerhalb des Ringkontaktes ist der Rand des Unterschnitts des Negativlacks der Lithographie der Ringkontakt-Metallisierung sichtbar geworden. Beim Unterschnitt der Lithographie der Pad-Metallisierung ist die Oberfläche sogar aufgebrochen.

Si_xN_y-Abscheidung

Eine Alternative zu Veränderung der Dicke der obersten Spiegelschicht ist das Aufbringen einer weiteren Schicht. Auch hier kann wieder über die Variation der Dicke der nun neuen obersten Spiegelschicht die Spiegelreflektivität verändert werden. Als nichtleitende und bei der Emissionswellenlänge transparente (wenig Absorption) Materialen bieten sich diverse Dielektrika an. Sowohl ein Elektronenstrahl-Verdampfer als auch eine Anlage zur plasmaunterstützten chemischen Gasphasenabscheidung (PECVD) standen hierfür zur Verfügung. Beim **Elektronenstrahl-Verdampfer** werden Elektronen durch eine Glühkathode freigesetzt und mit einer Spannung von mehreren Kiloelektronenvolt in einen Tiegel beschleunigt. Das Material in dem Tiegel wird dadurch verdampft und kondensiert auf der über dem Tiegel angebrachten Probe. Über einen Schwingquarz kann die Abscheiderate in situ bestimmt werden. Über den Heizstrom der Glühkathode kann diese Rate geregelt werden. Vorteile dieses Verfahrens sind die In-situ-Kontrolle und die Variabilität hinsichtlich der Materialien im Tiegel.

Für beide Verfahren wurden im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich Prozesse entwickelt. Zur Veränderung der Photonenlebensdauer durch Beschichtung wird allerdings nur ein Material benötigt. Da mehrfach gleiche Beschichtungsdicken abgeschieden werden sollten, war auch eine In-situ-Kontrolle nicht zwingend notwendig. Aus praktischen Gründen (der Elektronenstrahl-Verdampfer ist außerhalb des Reinraums in einem anderen Gebäude, die PECVD lässt sich einfacher bedienen und arbeitet schneller) wurde deshalb der Einsatz der PECVD favorisiert.

Die **Plasmaunterstützten chemischen Gasphasenabscheidung (PECVD)** ist ein Beschichtungsverfahren bei dem die Moleküle von Reaktionsgasen aufgebrochen werden. Die so entstandenen Ionen und Radikale bilden auf einem Substrat eine feste Schicht. Die Aufspaltung der Moleküle erfolgt dabei nicht durch extern zugeführte Wärme, sondern durch beschleunigte Elektronen des Plasmas. Vorteil des Verfahrens ist, dass es auch zur Beschichtung temperaturempfindlicher Proben verwendet werden kann.

Für die Untersuchung der schrittweisen Veränderung der Photonenlebensdauer ist es notwendig, dass diese Materialien auf eine bereits vollständig prozessierte Probe abgeschieden werden können. Dabei ist zu beachten, dass das zur Planarisierung verwendete BCB nicht auf mehr als 200°C aufgeheizt werden darf. Die vorhandene PECVD-Anlage bietet die Möglichkeit, sowohl Siliziumnitrid als auch Siliziumoxid bei verschiedenen Temperaturen zu beschichten. Im weiteren Verlauf der Arbeit kam ein Beschichtungsrezept für Si_xN_y bei 100°C zum Einsatz. Vor jeder Beschichtung wurde eine Testbeschichtung auf einem Testwafer erprobt und per Ellipsometer vermessen. Bei der Probenbeschichtung wurde parallel zur Probe ein weiteres Waferstück beschichtet und anschließend die Schichtdicke überprüft.

Vergleich zwischen Liftoff und Pad-Freiätzen

Da bei einer Beschichtung einer Probenoberfläche nicht nur der Spiegel, sondern auch die Kontakte beschichtet werden, kommt es – abhängig vom Material – entweder zum Kurzschluss oder zur Isolation der Kontakte. Die Kontaktpads müssen also entweder vor der Beschichtung mit isolierendem Dielektrikum geschützt oder nach der Beschichtung von diesem befreit werden. Ähnlich wie bei der Beschichtung mit Metallen kann auch ein Lack Lift-off-Prozess mit Dielektrika durchgeführt werden. Hierzu wurde die Maske für die Ätzung der oberen Mesa in Verbindung mit Negativ-Lack verwendet. Für wenige Beschichtung durch die PECVD-Anlage als auch durch den Elektronenstrahl-Verdampfer praktikabel. Die zur Lösung des Fotolacks verwendeten Lösemittel greifen allerding auch das zur Planarisierung genutzte BCB an. Vorteil dieses Verfahrens ist es, dass es materialunabhängig ist. Die Dicke des abgeschiedenen Materials muss allerdings deutlich geringer als die Dicke des verwendeten Negativlacks sein.

Um das BCB bei mehreren Beschichtungen zu schützen, wurde die komplette Probenoberfläche mit Si_xN_y . beschichtet. Nach der Beschichtung wurden ausschließlich die Kontaktpads freigeätzt. Ein Trockenätzrezept zum Ätzen von Si_xN_y stand dazu zur Verfügung, beschränkte sich aber im weiteren Verlauf der Arbeit auf die Verwendung dieses Materials. Bei der Verwendung anderer Materialen zur Beschichtung der Probe muss natürlich das Ätzrezept an das Material angepasst werden. Für den Lithographieprozess vor dem Ätzschritt ist außerdem eine Maske nötig, die ausschließlich die Pads abschattet bzw. nicht abschattet, je nach verwendetem Lack.

3.2 Weg zur Silizium-Photonik (Flip-Chip-Prozesse)

Silizium ist zwar der fast ausschließliche Grundstoff der heutigen Halbleiter-Elektronik, aber als indirekter Halbleiter ist Silizium für die Halbleiter-Photonik ungeeignet. Dieses Gebiet der Halbleiterindustrie wird durch III-V-Halbleiter dominiert. Ein großes Ziel unserer Forschung ist die Silizium-Photonik auf Basis der Integration bzw. Fusion der Materialsysteme [71].



Abbildung 3-9: a) Spaltkante einer VCSEL-Struktur mit zwei dicken Oxidapertur-Schichten mit 98 % Aluminumgehalt. Beide Schichten umschließen einen GaAs-Layer. Gesamthöhe der drei Schichten ist 130 nm. Die Probe wurde zehn Minuten oxidiert. Danach wurde mit Kalilauge das oxidierte Material selektiv ausgewaschen. b) Ein auf einer Gold-Zinn-Legierung kopfüber abgesetzter VCSEL mit entferntem Substrat. Die n-dotierte Rückseite zeigt nach oben.

Für die in Abbildung 3-2 gezeigte Opferschicht wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Prozesse zum Ablösen des Substrates entwickelt. Wie auch die Schichten für die Oxidaperturen besteht die Opferschicht aus $Al_{98}Ga_{02}As$ und lässt sich genauso nass oxidieren [72]. Das entstandene Aluminiumoxid ist hochselektiv mit Kalilauge (KOH) entfernbar. Abbildung 3-9 zeigt eine VCSEL-Struktur mit sehr dicken Oxidapertur-Schichten, bestehend aus $Al_{98}Ga_{02}As$. Diese schließen eine dünnere GaAs-Schicht ein. Gesamthöhe der drei Schichten ist 130 nm. Nach einer zehnminütigen Oxidation wurde das oxidierte Material mit Hilfe von KOH restlos auswaschen. Anschließend wurde die Probe gespalten, so dass die gezeigte Spaltkante entstand. Der vormals eingeschlossenen GaAs-Layer steht nun frei und ist vollständig erhalten. Aufgrund mechanischer Einwirkung ist er zur Kante hin etwas verbogen. Die Selektivität des Prozesses konnte aber eindeutig gezeigt werden. Die Anwendung dieses Prozesseschrittes auf die Oxidapertur senkt mit dem Wechsel von Aluminiumoxid zu Luft die relative Permittivität von ~ 9 auf fast 1. Dadurch könnte auch die parasitäre Kapazität der Oxidapertur gesenkt werden.

Abbildung 3-9 b) zeigt nun einen gegenüber dem in Abbildung 3-4 b) dargestellten Zustand prozessierten VCSEL. Obere und untere Mesa haben hier den gleichen Durchmesser. Auf ein zweites Substrat wurde eine Gold-Zinn-Legierung Au₈₀Sn₂₀ abgeschieden [19, 73]. Diese eutektische Legierung hat eine Schmelztemperatur unter 300°C [74]. Mit den Mesen nach unten, auf dem beschichteten Substrat liegend, wurde die Probe bzw. deren Opferschicht dann bei 420°C vollständig durchoxidiert. Dabei schmolz die Gold-Zinn-Legierung und verband sich mit dem p-Kontakt des Lasers. Anschließend konnte in KOH die oxidierte Opferschicht gelöst und das alte Substrat abgenommen werden. Eine saubere (hochdotierte) Oberfläche auf der ehemaligen VCSEL-Unterseite bleibt übrig und könnte kontaktiert bzw. weiterprozessiert werden. Darauf wurde verzichtet, da die Spiegelreflektivität der verwendeten Struktur auf der n-Seite zu hoch ist und hier nur die Machbarkeit gezeigt werden sollte.

Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung der Opferschicht als Ätzstopp-Schicht. Hierbei wird die Selektivität beim Ätzen des GaAs-Substrats gegenüber AlGaAs ausgenutzt [75]. Wie im vorigen Absatz wurden die Laser bis zum Zustand in Abbildung 3-4 prozessiert, diesmal aber im üblichen Doppelmesa-Design. Außerdem ist die untere Mesa so weit überätzt worden, dass die Opferschicht durchätzt war und die Ätzung erst im GaAs-Substrat gestoppt wurde. Um die Laser vor der aggressiven Ätzlösung zu schützen, waren diese vollständig in Wachs eingebettet und mit diesem auf ein Saphir-Substrat geklebt. Abbildung 3-10 a) zeigt die Laser einer Einheitszelle nach Ablösen des Substrats. Durch die hohe Selektivität des nasschemischen Ätzprozesses entsteht eine blanke, zum weiteren Prozess hervorragend präparierte Oberfläche. Dies ist die Unterseite der hochdotierten Kontaktschicht. Durch sehr geringe Aufdampfraten kann die Substrattemperatur sowohl im Elektronenstrahl-Verdampfer als auch im thermischen Verdampfer niedrig gehalten werden, so dass die Kontaktierung der Laserunterseite erfolgen kann, ohne dass sich die Laser aus dem Wachs lösen oder ihre Position relativ zueinander ändern (Abbildung 3-10 b) und Abbildung 3-11a)). So sind nicht nur Flip-Chip-Prozesse möglich, sondern auch die submikrometergenaue Positionierung tausender Laser eines Wafers.



Abbildung 3-10: a) Foto einer Einheitszelle (>250 Laser) eingebettet in Wachs auf Saphire-Substrat. Das GaAs-Substrat wurde bis zur Opferschicht geätzt. b) Mikroskop-Aufnahme der gleichen Probe nach erfolgreicher n-Kontakt-Metallisierung.

Beim **thermischen Verdampfer** werden Wolframschiffchen durch hohe Stromstärken so stark aufgeheizt, dass das in den Schiffchen befindliche Material verdampft und auf der über dem Schiffchen angebrachten Probe kondensiert. Über einen Schwingquarz kann die Abscheiderate in situ bestimmt werden. Über den Heizstrom durch das Schiffchen kann diese Rate geregelt werden. Vorteile dieses Verfahrens sind die In-situ-Kontrolle und die Variabilität hinsichtlich der Materialien im Schiffchen.

Diese Ansatzpunkte sind große Schritte auf dem Weg zum Gelingen der Siliziumphotonik. So könnten z.B. alle VCSEL oder VCSEL-Arrays, die ein Siliziumchip als Treiber benötigen, gleichzeitig mit einem Prozessschritt auf den Chip gebondet und sogar kontaktiert werden. Leider hätte dies den Rahmen der vorliegenden Arbeit gesprengt.



Abbildung 3-11: a) Mikroskop-Aufnahme einer rückseitenmetallisierten unteren Mesa eingebettet in Wachs. b) Mikroskop-Aufnahme der Vorderseite der gleichen Probe, aufgenommen durch das Saphire-Substrat. Beide Mesen und der p-Ringkontakt sind gut zu erkennen.

Die Wahl eines geeigneten Substrates (Abbildung 3-12 b)) könnte nach dem Substratwechsel zu einer besseren Wärmeanbindung und zur besseren Wärmeabfuhr führen und so die Lasereigenschaften verbessern [76, 77]. Dabei ist allerdings zu beachten, dass auch der Wärmeübergang vom Galliumarsenid des Lasers zum Bondmaterial und von diesem zum neuen Substrat eine Rolle spielt. Abbildung 3-12 a) zeigt die optische Leistung und Betriebsspannung in Abhängigkeit von der Stromstärke (LUI-Kennlinie) zweier Laser mit unterschiedlichem Apertur-Durchmesser (schwarze Kurven). Nach der Entfernung des Substrates verschlechtern sich die optischen Eigenschaften der Laser signifikant (grüne Kurven). Das Bonden der Probe auf einen Kupferblock bewirkte nur die Wiederherstellung der ursprünglichen thermischen Eigenschaften (rote Kurven). Eine Verbesserung konnte mit den zur Verfügung stehenden Bonding-Methoden und Bonding-Materialien nicht erzielt werden. Die elektrischen Eigenschaften der Laser waren von der Art des Substrates unabhängig.



Abbildung 3-12: a) Optische Leistung und Betriebsspannung in Abhängigkeit von der Stromstärke zweier Laser mit unterschiedlichem Apertur-Durchmesser. Jeweils gemessen mit GaAs-Substrat (schwarz), ohne bzw. gedünntem Substrat (grün) und gebondet auf Wärmesenke aus Kupfer. b) Vergleich der Wärmeleitfähigkeiten ausgewählter Materialen.

4 MESSAUFBAU UND AUSWERTUNG

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messmethoden sind Standardverfahren und sollen daher im ersten Abschnitt dieses Kapitels nur kurz besprochen werden.

Da eine starke Reduktion der Dämpfung auch zu unerwünschten "Nebenwirkungen" führen kann, werden die besonderen Anforderungen an die Messanordnung im zweiten Abschnitt intensiver untersucht. Wie schon in der Einleitung beschrieben, darf der Laser nicht losgelöst vom Modul betrachtet werden. So können z.B. Verbesserungen der Lasereigenschaften durch eine schlechtere Kopplung kompensiert werden.

Eine weite und hoch aufgelöste Variation mehrerer Parameter erfordert eine sehr große Anzahl von Messungen. Auf die zur Messung und Auswertung notwendigen Automatisierungen wird im dritten Abschnitt eingegangen.

4.1 Messmethoden

Wie in Abbildung 3-1 dargestellt, sind alle untersuchten Laser mit Ground-Signal-Ground-Pads ausgestattet und werden ohne Ausnahme mit dem dazugehörigen Nadelprober elektrisch kontaktiert. Die Zuleitung zum Prober kann allerdings zwischen Koaxialkabel und Hohlleiter variieren. Da die Kontaktpads nur etwa 80 µm mal 80 µm groß sind, wird zum Kontaktieren der Probe immer ein Mikroskop benötigt. Die Relativbewegung zwischen Prober und Probe erfolgt durch Positioniertische mit Mikrometerschrauben. Diese können per Hand oder mit einem Motor betrieben werden.

LUI-Mapping

Die meisten Messungen werden nur an einer kleinen Auswahl von Lasern durchgeführt. Um diese Vorauswahl durchführen zu können, werden alle Laser einer Prozessierung gemappt. Im Gegensatz zu anderen automatisierten Messmethoden werden dabei die Laser nicht nur automatisch gemessen, sondern auch automatisch kontaktiert und gekoppelt. So ist es möglich, ausnahmslos alle Laser (auch defekte Laser) zu charakterisieren. Der automatische Messplatz rastert dazu den Wafer – dem Maskensatz entsprechend – und kontaktiert jeden Laser. Sowohl die nötige elektrische Spannung als auch die resultierende optische Leistung werden in Abhängigkeit von der elektrischen Stromstärke für jeden Laser bestimmt und mit den Koordinaten des Maskensatzes versehen gespeichert. Die optische Leistung wird mit Hilfe einer Ulbrichtkugel gemessen. Beim Mappen wird die laterale Lage der Kugel in Bezug zum Prober nicht verändert. Lediglich der Hub des Probers wird zum Verfahren der Probe geringfügig verändert. Beim Mappen bewegt sich also nur die Probe, so dass zu jeder Messung eine optimale und unveränderte Kopplung gewährleistet ist.



Abbildung 4-1: Schematisierter Messaufbau zur Aufnahme der Strom/Spannungs-Kennlinie sowie der Strom/Leistungs-Kennlinie.

Wegen des geringen Raumes zwischen Probe und Mikroskop wird auf eine besonders kleine Ulbrichtkugel zurückgegriffen. Um die Ulbrichtkugel möglichst nah am Laser platzieren zu können, wird ein besonders langer GSG-Nadelprober der Firma "Picoprobe" verwendet. Sowohl zur Stromversorgung des Lasers als auch zum Messen des Photostroms der Ulbrichtkugel werden Digitalmultimeter (2400-LV) der Firma Keithley verwendet. Beide Geräte können per Labview gesteuert und ausgelesen werden, so dass eine automatisierte Messung der Stromstärke-Spannungs-Leistungs-Kennlinien (LUI) möglich ist. Darüber hinaus steuert die Labview-Software den motorisierten Positioniertisch der Firma "Physik Instrumente GmbH". Die Temperatur der Probenauflage des Tisches und damit auch der Probe, kann in einem weiten Bereich von etwa -10°C bis weit über 100°C geändert werden [35].

Optische Spektralanalyse

Bei der optischen Spektralanalyse wird mit Hilfe eines dispersiven Mediums in einem Monochromator die Intensität Licht abhängig von seiner Wellenlänge bestimmt. Um dies über ein weites Spektrum automatisiert durchführen zu können, kann ein OSA (optical spectrum analyzer) verwendet werden. Dieser verändert nach jeder Messung automatisch die zu untersuchende Wellenlänge. Sowohl Schrittweite und Spaltbreite (Auflösung) als auch Integrationszeit und Sensitivität können dabei voreingestellt bzw. automatisiert werden.

Das Laserlicht wird in eine gerade gespaltene Faser eingekoppelt und via Faseranschluss in den OSA geführt.



Abbildung 4-2: Schematisierter Messaufbau zur optischen Spektralanalyse.

Aufgrund der verhältnismäßig langen Integrationszeit des OSAs kann dieser das gegebenenfalls modulierte Laserlicht nur cw – continous wave zeitlich gemittelt, auswerten. Wie auch die Messung der Leistung/Strom- und Spannung/Strom- Kennlinien (LUI) zählt die optische Spektralanalyse daher zu den sogenannten cw-Messmethoden.

Für diese Arbeit wurden zwei OSAs verwendet. Ein OSA der Firma Hewlett Packard und ein OSA der Firma Ando (AQ6317C). Beide Geräte unterscheiden sich hinsichtlich der Auflösung und Sensitivität nur geringfügig. Trotzdem wurden die automatisierten Messreihen auch bei einem Wechsel der Geräte immer mit der gleichen Auflösung, der gleichen Sensitivität und dem gleichen Wellenlängenabstand gemessen. Zur Stromversorgung wurde wieder ein Digitalmultimeter (2400-LV) der Firma Keithley verwendet. Auch der Probentisch war wieder temperierbar.

Kleinsignalmessung

Die Kleinsignalmessung ist eine dynamische Messung, bei der sich die Anregung (der Strom durch den Laser) zeitlich ändert. Während die optische Spektralanalyse im nm-Bereich, also im dreistelligen THz-Bereich stattfindet, wird bei der Kleinsignalmessung die Übertragung des Laserlichtes hinsichtlich eines im GHz-Bereich aufmodulierten elektrischen Sinussignals untersucht. Die Amplitude dieses Signals wird dabei so klein gewählt, dass die Effektivleitung (RMS – Root Mean Square) des Wechselstromanteils in Bezug auf den Gleichstromanteil vernachlässigbar ist. Ohne Ausnahme wurde die Modulationsleistung daher (teilweise auch als Modulationshub bezeichnet) für alle Kleisignalmessungen bei -25 dBm (0.315E-5 W) gewählt. Im Vergleich zur optischen Leistung der Laser die über 1E-3W liegt, ist das sehr klein.



Abbildung 4-3: Schematisierter Messaufbau zur Messung der Streuparameter mit einem Netzwerkanalysator.

Abbildung 4-3 zeigt schematisch den Aufbau zur Messung der Streuparameter. Durch ein Bias T wird das Signal des vektoriellen Netzwerkanalysators der Firma Hewlett Packard (8722C) mit dem Strom aus der Stromquelle (Digitalmultimeter (2400-LV) der Firma Keithley) überlagert und an den Laser weitergeleitet. Die Laserprobe ist durch den Probentisch temperierbar. Das Laserlicht wird in eine gespaltene Faser eingekoppelt und mit dieser zu einem Photoreceiver der Firma Newport (Model 1434) geleitet. Der acgekoppelte (ac-coupling) Verstärker im Photoreceiver trennt den zeitlich veränderlichen vom konstanten Photostrom und verstärkt ersteren. Im Netztwerkanalysator können nun aus- und eingehende Signale miteinander verglichen werden.



Abbildung 4-4: Transmission S_{xy} und Reflektion S_{xx} an einem Zweitor mit den Wellenamplituden der einlaufenden Wellen a_x und der auslaufenden Wellen b_x .

Als Messgröße für die hin- und rücklaufenden Wellen an den beiden Toren (Ports) eines vektoriellen Netzwerkanalysators dienen **normierte, leistungsbezogene Wellenamplituden**. Diese ergeben sich aus der Spannung der hin- bzw. rücklaufenden Welle, geteilt durch die Wurzel der Leitungsimpedanz. Der Quotient aus rücklaufender und hinlaufender Welle am Tor ist der Reflexionsfaktor und wird als Streuparameter S_{xx} bezeichnet. Der Quotient aus rücklaufender Welle am Tor X und hinlaufender Welle an Tor Y ist die Transmission und wird als **Streuparameter** S_{xy} bezeichnet. Die Streuparameter der Reflexion an beiden Toren sowie die **Streuparameter** der Transmissionen in beiden Richtungen durch das Netzwerk können in der **Streumatrix** <u>S</u> zusammengefasst werden [51, 78].

$$\underline{\mathbf{S}} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}$$

Die frequenzabhängige Transmission von Tor 1 zu Tor 2 $S_{21}(f)$, ist gerade die Übertragungsfunktion H(f) (siehe Abbildung 4-4).

Großsignalmessung

Unter den Oberbegriff Großsignalmessungen fallen insbesondere Experimente, die sich mit der Übertragung von Daten beschäftigen. Bei der hier ausschließlich verwendeten Methode wird durch einen Bit-Pattern-Generator eine Bitfolge (auch pseudo random bit sequence –prbs) aus Nullen und Einsen generiert. Ein festgelegter Algorithmus gestaltet diese Bitfolge so, dass alle möglichen Kombinationen aus Nullen und Einsen einer bestimmten Wortlänge enthalten sind. Die hier verwendeten Sequenzen haben eine Wortlänge von 2⁷-1 bit [79]. Die einfachste Methode diese Sequenz auf das elektrische Signal und dann später auf das Laserlicht zu modulieren ist das On-Off-Keying (OOK).

Beim OOK werden Nullen und Einsen als zwei Spannungs- bzw. Helligkeitszustände codiert, so dass diese unterscheidbar sind. Natürlich gibt es auch weitaus kompliziertere Modulationsverfahren. Da diese für diese Arbeit nicht benutzt wurden, soll auch hier nur ein Beispiel genannt werden. Die Pulsamplituden-Modulation (PAM) ist so angelegt, dass zwischen mehr als zwei Spannungs- bzw. Helligkeitsunterschieden differenziert werden kann. So können mit PAM4 nicht nur 0 und 1 sondern 00, 01, 10, 11 dargestellt werden. Es liegt klar auf der Hand, dass so der Informationsgehalt ansteigt aber mit ihm auch die Übertragung schwieriger wird. Ein komplizierterer und teurerer Treiber mit wesentlich höherem Energieverbrauch wird nötig. Wie schon in der Einleitung erwähnt, sind hier Vor- und Nachteile genau abzuwägen.

Das vom Laser modulierte und über eine Faser übertragene Licht wird vom Photoreceiver zurück in elektrische Signale gewandelt und vom Bitfehler-Messgerät mit den gesendeten Daten verglichen. Je nach Einstellung wird beim Senden einer 0 bzw. 1 ein niedriger oder hoher Spannungsabfall erwartet. Wird dieser Erwartung nicht entsprochen, wird dies als Fehler gezählt. Aus dem Verhältnis der gezählten Fehler zu den übertragenen Bits kann die Bitfehlerrate (BER) berechnet werden.

Die Fehlerrate ist stark von der Gesamtgüte des Links abhängig. Durch optische Abschwächung des Laserlichts, kann die Bitfehlerrate erhöht werden. Dabei stehen log(- log(BER)) und $log(P_{opt})$ (optische Leistung in dB) in einem linearen

Zusammenhang. BER-Messungen ergeben also Geraden in einem doppelt logarithmischen Diagramm als Bitfehler über optischer Leistung [80]. Eine Veränderung der Übertragungsbedingungen (z.B. Bitrate) kann dazu führen, dass mehr oder weniger optische Leistung benötigt wird. Dies resultiert in einer Verschiebung der Messgerade parallel zur Achse der optischen Leistung. Dieses Mehr oder Weniger an optischer Leistung wird als Power-Penalty bezeichnet. So "erkaufen" wir uns eine fehlerfreie Übertragung trotz einer nicht sensitiven Photodiode (siehe Abschnitt 4.4) mit einer extrem hohen Powerpenalty [80].

Mit einem Oszilloskop wird die zeitliche Veränderung einer Messgröße, meist Spannungen, (vertikale – y-Achse) über einen Zeitabschnitt (horizontale – x-Achse) dargestellt. Durch geeignete Wahl der Abschnittslänge können einzelne Bits oder kurze Bitsequenzen im Oszilloskop dargestellt werden (Abbildung 4-5 a)). Durch die Darstellung bzw. Überlagerung mehrerer synchroner Bitsequenzen entstehen sogenannte Augendiagramme (Abbildung 4-5 b)). Aus ihnen lassen sich zum Beispiel Größen wie Signal zu Rausch-Verhältnis (SNR), Spannungsunterschied zwischen 0 und 1 Level (Eye Opening) oder der Abstand zweier Augenöffnungen (Jitter) bestimmen [80, 81].



Abbildung 4-5 a): Übergang vom 0-Level zum 1-Level als zeitlicher Spannungsverlauf. b) 120 synchronisierte und überlagerte Spannungsmessungen entsprechend einem Zeitintervall der Übertragungsdauer von zwei Bit. Die Farbcodierung im Augendiagramm gibt die Fehlerhäufigkeit wieder. Beide Diagramme wurden bei einer Bitrate von 40 Gbit/s erstellt.

Mit Hilfe des Augendiagramms lässt sich durch einfache "Sichtkontrolle" abschätzen, ob sich die zeitintensive BER-Messung lohnt oder eher aussichtslos ist. Bei der BER-Messung wird eine Spannung V_{wp} und ein Zeitabstand τ_{wp} relativ zum Synchronisationstakt festgelegt. Alle Signale mit höherer Spannung als V_{wp} werden als 1, alle Signale mit niedrigerer Spannung als V_{wp} als 0 gewertet. Ist nun die Augenöffnung zu klein, kann nicht mehr eindeutig zwischen 0 und 1-Level unterschieden werden. Gleiches gilt für den zeitlichen Jitter. Überschneiden sich ansteigende Signale und abfallende Signale τ_{wp} , ist ein Differenzieren zwischen 0 und 1 auch unmöglich. Das quantitative Ergebnis der BER-Messung kann so nicht nur schon vorher abgeschätzt werden, auch eine qualitative Beurteilung der Fehlerquelle ist mit dem Augendiagramm möglich. Dies gilt insbesondere auch für einen Error-Floor (Messpunkte bzw. Fehler im Auge) oder ein schlechtes Signal-Rausch-Verhältnis durch zum Beispiel zu starke Überschwinger nach dem ansteigenden Signal.



Abbildung 4-6: Messaufbau zur Messung der Bit-Fehler bei der Übertragung von Daten.

Abbildung 4-6 zeigt den Messaufbau zur Großsignalmessung so, wie er als Standard auch für in dieser Arbeit dargestellte Ergebnisse verwendet wurde. Sowohl Bitpattern-Generator (SHF 12100 B) als auch Bitfehler-Messgerät (SHF 11100 B) und das Sampling-Oszilloskop (Agilent Infiniium DCA-J 86100C) teilen sich das Signal eines Taktgebers (Clock) (Agilent E8247C) und sind so synchronisiert. Damit können Bits im Verhältnis zum Takt generiert aber auch per BER-Messung oder Augendiagramm ausgewertet werden. So kann zwischen Bit-Pattern-Generator und Bitfehler-Messgerät beziehungsweise Oszilloskop ein Link hinsichtlich seiner Übertragungseigenschaften untersucht werden. Teil dieses Links ist der zu untersuchende Laser. Die Stromquelle (Keithley 2400-LV) treibt den Laser mit einer elektrischen Spannung. Ein BiasT überlagert diese Spannung mit der Bitsequenz. Dieses elektrische Signal wird vom Laser in ein optisches Signal gewandelt, über einen Lichtwellenleiter an einen Photoreceiver übertragen und von diesem zurück in ein elektrisches Signal gewandelt. Dabei kann durch einen optischen Abschwächer im Lichtwellenleiter die optische Leistung des Signals abgeschwächt werden. Zur Messung der optischen Leistung in der Faser vor dem Photoreceiver kann an Stelle des Photoreceivers ein optisches Powermeter verwendet werden [80].

Sowohl der Verstärker im Photoreceiver als auch der nachfolgende Verstärker sind acgekoppelt (ac-coupling), so dass durch einen Hochpaß das Signal vom Gleichstromanteil bereinigt und verstärkt wird, bevor es wahlweise vom BER-Messgerät oder vom Oszilloskop ausgewertet werden kann. Durch einen elektrischen 50:50 Teiler können, wie in Abbildung 4-6 dargestellt, auch beide Messmethoden gleichzeitig betrieben werden.

Um Fehlerfreiheit festzustellen werden 10^{13} Bit übertragen (200 s bei 50 Gbit/s). Sind nach dieser Übertragung keine Fehler aufgetreten, wird die Abschwächung erhöht und erneut 10^{13} Bit übertragen. Wenn Fehler auftreten, wird die Fehlerrate aufgenommen, wenn sich diese zeitlich stabilisiert hat.

4.2 Angepasste Messaufbauten

Mit Verringerung der Dämpfung γ des Lasers stellte sich heraus, dass trotz höherer optischer Leistung und größer werdender Augen die BER-Messungen fehlerbehaftet waren. Die gemessene Fehlerrate war dabei stark von der Lage des Lichtwellenleiters abhängig. Auch im Augendiagramm wie bei der Betrachtung des unmodulierten Signals mit dem Oszilloskop war eine deutliche Verbreiterung der Messkurve und damit eine Erhöhung des Signal-Rausch-Abstandes zu beobachten (Abbildung 4-8).

Zum Leiten von Licht wird die **Totalreflektion** ausgenutzt. Dieses Phänomen tritt an Grenzflächen zweier Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex auf. Übersteigt der Einfallswinkel den Grenzwinkel der Totalreflektion am Übergang vom optisch dichteren zum optisch dünneren Medium, wird die Welle nicht in das optisch dünnere Medium gebrochen, sondern zurück in das optisch dichtere Medium reflektiert. Eine **Glasfaser** besteht aus einem optisch dichterem Medium – Glas. Aufgrund der zylindrischen Form ist dieses Glas umgeben von einer Grenzfläche. Durch einen begrenzten Durchmesser ist sichergestellt, dass der Grenzwinkel der Totalreflektion nicht unterschritten wird [22].

Der Kerndurchmesser der für diese Arbeit verwendeten Fasern beträgt 50 μ m und lässt damit die Übertragung von multimodigem Laserlicht zu. Dieser Kern ist von einem 37,5 μ m dicken Mantel (cladding) umgeben. Es ergibt sich eine Gesamtdicke von 125 μ m. Zwischen Kern und Mantel besteht die Grenzfläche [22].

Die verwendeten Fasern werden so gespalten (cleaving), dass eine gerade Facette entsteht, durch die das Laserlicht - durch einfaches Aufsetzen der Faser auf den Laser - in die Faser gekoppelt werden kann (butt-coupling). Zum Verbinden der Fasern mit Messgeräten, Photodioden oder Fasern, wird ein einheitliches Stecker-System verwendet (z.B. FC/PC).



Abbildung 4-7: Angepasster Messaufbau zur gleichzeitigen Untersuchung des optischen Spektrums, der optischen Augen-Qualität und des Bitfehlers.

Die Vermutung lag nahe, dass mit sinkender Dämpfung die Sensitivität für Rückreflektionen in den Laser steigt. Diese Reflektionen können sowohl an der Facette der Faser entstehen, in die das Laserlicht eingekoppelt wird, als auch an den FaserSteckern. Um dieses Phänomen zu untersuchen, wurde der Messaufbau wie folgt angepasst: Der in Abbildung 4-6 gezeigte Standardaufbau zur Messung von Bitfehlerraten wurde, wie in Abbildung 4-7 gezeigt, durch einen optischen 90:10-Teiler ergänzt, so dass parallel zur BER- beziehungsweise Augenmessung das optische Spektrum untersucht werden kann.

Der Vergleich der Spektren mit den Messergebnissen des Oszilloskops bei verschiedenen Lagen der Glasfaser ist in Abbildung 4-8 dargestellt. Neben den Augendiagrammen (übereinander gelegte Messungen von Kombinationen aus 0en und 1en) wurde auch das unmodulierte Signal mit dem Oszilloskop untersucht. Es zeigten sich zwei Zustände. Der erste Zustand ist auf der linken Seite dargestellt. Die vom Oszilloskop dargestellten Messkurven sind scharf, eine BER-Messung kann fehlerfrei durchgeführt werden. Dieser Zustand ist stark abhängig von der Lage der Faser und sehr instabil. Der zweite Zustand ist auf der rechten Seite in Abbildung 4-8 dargestellt. Die gemessenen Augen sind sehr verrauscht und daher auch weniger weit geöffnet. Auch die Messung ohne Bitsequenz zeigt eine deutliche Verbreiterung und damit ein stärkeres Rauschen. Die Bitfehlerrate war immer größer als 10⁻⁸ und blieb trotz Veränderung des Entscheidungspunktes (Spannung zwischen 1-Level und 0-Level sowie Zeit relativ zum Takt) innerhalb des Auges konstant. Bei gleichzeitiger Betrachtung des Spektrums zeigte sich eine Korrelation zwischen dem Anschwingen einer zusätzlichen Mode und den beiden Zuständen. Der in Abbildung 4-8 gezeigte Laser hat bei fixer Stromstärke bei einer Wellenlänge von etwa 977.8 nm eine instabile Mode. Beim Anschwingen dieser Mode tritt Zustand zwei ein und die Übertragung ist durch Rauschen gestört. Bei rauschfreier Übertragung war diese Mode unterdrückt.

Während bei hoher Spiegelreflektivität und der damit verbundenen starken Dämpfung die Moden der Laserkavität dominieren, kann es bei schwacher Dämpfung zu weiteren modenähnlichen Feedback-Effekten kommen. So wirkt der untere Spiegel sowohl in Verbindung mit der unteren Faserfacette als auch mit dem Faserstecker ähnlich wie eine weitere Kavität. Mit sinkender Güte der eigentlichen Laserkavität steigt die Güte der beiden anderen "Kavitäten" im Verhältnis dazu. Deren größere Länge bedingt natürlich eine wesentlich längere Photonenlebensdauer dieser Feedback-Effekte. So stören diese modenähnlichen Feedback-Effekte die sonst fehlerfreie Übertragung der Moden des Laserresonators.



Abbildung 4-8: Spektrum eines Lasers beim Betrieb mit konstanter Stromstärke. Mit Änderung der Lage der Glasfaser ändert sich das Spektrum dahingehend, dass eine weitere Mode anschwingt. Screenshots des Oszilloskops zeigen linksseitig das Signal ohne und darunter mit aufmodulierter Bitsequenz mit geringem Rauschen als scharfe Linien und rechtseitig mit starkem Rauschen und verbreiterter Messkurve.

Um dieses Feedback zu unterdrücken, müssen die Gütefaktoren aller zusätzlichen "Kavitäten" in Relation zur Laserkavität verringert werden. Dies gelingt durch Reduktion der Reflektivität an der Facette der Faser und des Fasersteckers.

Die Rückflussdämpfung von FC/PC-Steckern liegt unterhalb von -30 dB. Die Facette steht bei diesen Steckern rechtwinklig zur Ausbreitungsrichtung der Lichtwelle. Bei APC-Fasersteckern ist die Facette um etwa 8° verkippt. Dadurch liegt die Rückflussdämpfung bei unter -60 dB.

Zur Verringerung der Reflexion an der Eintrittsfacette der Faser wurde diese mit einer Antireflexbeschichtung (AR-coating) versehen. Ein AR-coating kann aus einer einfachen $\lambda/4$ -Schicht (Einfachvergütung) oder einem Schichtsystem ähnlich einem DBR (Mehrfachvergütung) bestehen. Die gespaltenen Fasern mit APC-Stecker wurden freundlicherweise von den Kollegen des optischen Instituts der Technischen Universität Berlin mit einem AR-coating für die Wellenlänge 980 nm versehen.

Die Verwendung der so präparierten Fasern ermöglicht eine fehlerfreie BER-Messung bis zur Bandbreitenlimitierung durch das Messequipment. Sowohl das Rauschen als auch das Feedback wurden mit diesen Fasern unterdrückt.

4.3 Mess- und Auswertesoftware

Bis zum Beginn dieser Arbeit wurden üblicherweise nur wenige Kleinsignalmessungen pro Laser durchgeführt. Meist wurde nur bei etwa fünf verschiedenen Stromstärken, verteilt zwischen Schwelle und Rollover, eine Kurve aufgenommen. Bei derart wenigen Messungen spielt die Zeit, die benötigt wird, um eine Messung zu starten, die Messdatei zu benennen und zu speichern und danach mit einer Auswertesoftware die Übertragungsfunktion an die Messfunktion anzupassen, eine untergeordnete Rolle.

Um die Aussagekraft der Kleinsignalmessungen deutlich zu erhöhen, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Anzahl der Messpunkte deutlich gesteigert. In regelmäßigen Abständen wurden für etwa 30 bis 50 Stromstärken, zwischen Schwelle und Rollover, Kleinsignalkurven aufgenommen. Bei mehreren verschiedenen Spiegelreflektivitäten und unterschiedlichen Temperaturen werden viele Laser mit verschiedenen Aperturdurchmessern untersucht. Daher musste eine Zahl von mehreren tausend Messungen bewältigt werden. Dies hätte mit der herkömmlichen Mess- und Auswertemethode mehrere Monate in Anspruch genommen. Daher wurde sowohl eine automatisierende Mess- als auch Auswertesoftware geschrieben, beziehungsweise angepasst. In definierten Schritten und einem vorgegebenen Stromstärkenbereich kann nun eine Vielzahl von Messgeräten (so auch der Netzwerkanalysator) gesteuert und ausgelesen werden. Zur Auswertung können alle Messdateien gleichzeitig importiert, ausgewertet und die Ergebnisse in einer handlichen Tabelle ausgegeben werden.



Abbildung 4-9: Messaufbau zur gleichzeitigen Aufnahme des optischen Spektrums und der Streuparameter bei der automatisierten Kleinsignalmessung von Lasern mit verschiedenen Apertur-Durchmesser bei verschiedenen Photonenlebensdauern und bei verschiedenen Temperaturen.

Außerdem wurde der Messaufbau, wie er in Abbildung 4-3 dargestellt ist, erweitert. Durch einen optischen 90:10-Teiler war es möglich, zu jeder Kleinsignalkurve das passende optische Spektrum automatisiert aufzunehmen. Bei der Verwendung der AR-Fiber bei sehr schwach gedämpften Lasern wurde die Faser nicht direkt auf den Laser aufgesetzt. Dadurch konnte es, insbesondere bei hoher Probentemperatur, vorkommen, dass sich die Faser etwas bewegt und sich dadurch die Lichtkopplung in die Faser verschlechtert. Deshalb wurde ein zusätzlicher optischer 50:50-Teiler vor dem OSA eingefügt, so dass parallel zur automatisierten Messung von OSA und Netzwerkanalysator die optische Leistung gemessen werden konnte. Anhand dieser Messung konnte die Nachjustierung der Kopplung permanent erfolgen. Nur durch diese weitreichenden Automatisierungen und die Anpassungen des Messaufbaus war es möglich, diese Fülle an Informationen zu sammeln. Die Vielzahl der belastbaren Aussagen, die hier später getroffen werden, wäre ohne die lückenlose Auswertung nicht möglich gewesen.

4.4 Limitierung des Messaufbaus

Wie schon in der Einleitung erwähnt, bringt die Wahl einer Emissionswellenlänge von etwa 1 µm neben vielen Vorteilen auch Nachteile mit sich. Als größter Nachteil sei hier nochmals wiederholt, dass sich die Nutzung dieser Wellenlänge noch nicht kommerziell etabliert hat. Derzeit wird der Markt dominiert durch die Wellenlängen 850 nm, 1300 nm und 1550 nm bzw. 1600 nm. Die Ursache dafür ist in der Charakteristik der Faserverluste zu suchen. Die ersten Fasern in den frühen 1970er Jahren hatten ein Dämpfungsminimum bei etwa 850 nm [22]. Die oberste rote Kurve in Abbildung 4-10 zeigt die Dämpfung dieser frühen Fasern als Funktion der Wellenlänge. Das Übertragungsband um 850 nm ist als Band 1 (First) im Diagramm eingetragen.

Mit der Weiterentwicklung der Fasern konnte die Dämpfung stark reduziert werden. Die weiterentwickelten Fasern zeigten Dämpfungsminima bei 1300 nm und bei 1550 nm [22]. Diese Charakteristiken sind in Abbildung 4-10 als rote Kurven eingetragen. Die "neuen" Übertragungsbänder (Second bzw. Third) sind grau hinterlegt. Auch heute noch stehen diese Bänder in einem besonderen Fokus: Die beiden langwelligen Bänder für besonders lange Strecken und singlemodige Laser, die Wellenlänge 850 nm für die Übertragung über kurze Strecken und multimodige Laser. Sämtliche Komponenten sind für diese Bänder erhältlich.

Trotz der in der Einleitung beschriebenen Vorteile der Wellenlänge von 98 nm hat sich eine kommerzielle Nutzung noch nicht durchgesetzt. So sind zum Beispiel Photodioden und Receiver, die auf diese Wellenlänge abgestimmt sein müssen, nicht erhältlich. Der für die hier gezeigten BER-Messungen verwendete Photoreceiver ist eine Einzelanfertigung der Firma u²t (heute Finisar). Dieser Prototyp hat eine Bandbreite von etwa 30 GHz und war ursprünglich für die Wellenlänge 1310 nm konzipiert, wurde aber für die Wellenlänge 980 nm adaptiert. Dementsprechend schlecht ist die Sensitivität bei 980 nm. Für eine Datenübertragung von etwa 50 Gbit/s wird eine optische Leistung in der Faser kurz vor dem Receiver von etwa 3 mW benötigt. So kommen nur Laser ab mittlerer Größe mit einer optischen Leistung von mehr als 4 mW in Frage (siehe Abbildung 6-1 rechts). Viele Eigenschaften der hier gezeigten Laser sind zwar durch Kleinsignalmessungen bewiesen, die dazugehörigen Datenübertragungsexperimente können allerdings mit dem vorhandenen Equipment nicht durchgeführt werden. Es ist aber davon auszugehen, dass sich auch die Wellenlängen 980 nm bzw. auch 1060 nm etablieren werden. Außerdem sei hier auch nochmals angemerkt, dass viele Ergebnisse dieser Arbeit wellenlängenunabhängig auf Laser anderer Bänder übertragbar sind.



Abbildung 4-10: Dämpfung pro Faserlänge als Funktion der Wellenlänge (rote Kurven) für typische Faser aus den frühen 1970er Jahren, 1980er und 1990er Jahren. Übertragungsbänder die sich wegen schwacher Dämpfung der Fasern bei dieser Wellenlänge durchgesetzt haben sind: 1. Band um 850 nm, 2. Band um 1300 nm und 3. Band um 1600 nm. [22]

5STATISCHE MESSUNG – VORBETRACHTUNG

Im Fokus dieser Arbeit steht die Untersuchung der dynamischen Eigenschaften von VCSELn. Insbesondere die Abschätzung der Photonenlebensdauer τ_p wird an dieser Stelle deshalb gezeigt, da in allen früheren Arbeiten sowohl unserer Gruppe wie auch anderer Gruppen weltweit die Änderung der Spiegelreflektivität fast ausschließlich in zwingender Verbindung mit der Photonenlebensdauer untersucht wurde. Mit der Einführung der Observablen $H(f_R)$, die sich im Gegensatz zu der Photonenlebensdauer τ_p und der Reflektivität R wesentlich besser als Optimierungsparameter eignet, sind alle bisher verwendeten Optimierungsgrößen unnötig geworden. Daher werden im Folgenden nur die grundsätzlichen Zusammenhänge bzw. Einflüsse der Änderung der Spiegelreflektivität insbesondere auf die LUI-Kennlinien und das optische Spektrum besprochen.

Spiegelverlust $\alpha_{\rm m}$

Durch die Spiegel einer Kavität kann das Licht nicht oder nur zu einem kleinen Teil aus der Kavität entweichen. Ein Verlust soll nach Möglichkeit nur über den Auskoppelspiegel erfolgen und wird mit Hilfe der Reflektivität *R* festgelegt. Dieser Spiegelverlust wird mit α_m bezeichnet. *R* verringert und α_m erhöht sich periodisch mit zunehmender Si_xN_y –Dicke. Eine Verringerung von *R* erhöht α_m und damit natürlich die außerhalb des Lasers detektierbare optische Leistung. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 5-1 dargestellt. Mit der Erhöhung des Verlustes α_m über den Spiegel steigt die maximale optische Leistung (schwarze Kurve). Mit Erhöhung der Umgebungstemperatur (in 10 °C-Schritten – graue Kurven bzw. 85°C – rote Kurve) verringert sich zwar der Gewinn und mit ihm die optische Leistung, aber der Kurvenverlauf bleibt etwa gleich.



Abbildung 5-1:Maximale optische Leistung eines VCSELs bei verschiedenen Si_xN_y Beschichtungsdicken und verschiedenen Umgebungstemperaturen (25°C – schwarz, 85°C – rot, Zwischenschritte alle 10°C – grau). Die blau gestrichelte Kurve zeigt die Abschätzung des Spiegelverlusts über den Auskoppelspiegel.

Photonenlebensdauer $\tau_{\rm p}$

Während sowohl *R* als auch α_m , wie im zweiten Kapitel gezeigt, einfach aus der Schichtfolge der Spiegel berechnet werden können, fehlen zur Abschätzung der Photonenlebensdauer τ_p die internen Verluste α_i . Auch diese Verluste können τ_p dramatisch verkürzen.

Wie im vorigen Abschnitt beschrieben, ändert sich mit R die optische Leistung. Mit verringertem R und der damit verbundenen verringerten Güte des Resonators wird ein höherer Schwellstrom benötigt. Aufgrund der höheren optischen Leistung am Rollover in Verbindung mit dem höheren Schwellstrom ergibt sich ein steilerer Anstieg der LI-Kennlinie (optische Leistung P über elektrischer Stromstärke I). Dieser Anstieg ist durch

$$\eta_{\rm d} = \frac{e\lambda}{hc} \left(\frac{{\rm d}P}{{\rm d}I}\right) \tag{5.1}$$

proportional zum differentiellen Wirkungsgrad η_d (external differential quantum efficency) [47, 82]. Dabei ist *e* die Elementarladung, λ die Emissionswellenlänge, *h* das plancksche Wirkungsquantum und *c* die materialabhängige Lichtgeschwindigkeit. Aus den Anstiegen der LI-Kurven eines Lasers bei variierendem *R* bzw. α_m können die

korrespondierenden differentiellen Wirkungsgrade bestimmt werden. Trägt man diese gegen α_m auf, ergeben sich wegen [47, 82]:

$$\frac{1}{\eta_{\rm d}} = \frac{1}{\eta_{\rm i}} \left(1 + \alpha_{\rm i} \left(\frac{1}{\alpha_{\rm m}} \right) \right) \tag{5.2}$$

die internen Verluste als Anstieg dieser Kurve, wobei η_i der interne Wirkungsgrad (internal quantum efficiency) ist [47, 83]. Aus der Phasenlage der elektromagnetischen Lichtwellen ϕ kann nun noch über [8, 84]

$$l_{\text{top/bottom}} = \frac{\lambda_0^2}{4\pi n_{\text{cav}}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \lambda}\right)$$
(5.3)

die effektive Eindringtiefe der Lichtwelle in den Spiegel und damit die effektive Kavitätslänge L_{eff} berechnet werden [8, 82, 83]. Dabei ist n_{cav} der Brechungsindex des Materials in der Kavität [83, 84]. Mit

$$\frac{1}{\tau_{\rm p}} \approx \nu_g \left(\alpha_{\rm i} \frac{L_{\rm cavity}}{L_{\rm eff}} + \frac{1}{2L_{\rm eff}} \ln \left(\frac{1}{R_{\rm top} R_{\rm bottom}} \right) \right)$$
(5.4)

ist nun die Photonenlebensdauer berechenbar [82, 83]. Dabei ist v_g die Gruppengeschwindigkeit (berechnet aus c/n_g) und L_{eff} die effektive Kavitätslänge (berechnet aus $L_{cavity}+l_{top}+l_{bottom}$).

An dieser Stelle sei nochmals ausdrücklich erwähnt, dass diese Abschätzung auf mehreren Näherungen basiert und nur mäßig präzise Werte liefert (Abbildung 5-3 g)) und durch die Einführung von $H(f_R)$ mehr als sinnvoll ersetzt wird. Trotzdem sei auch hier nochmals (mit der Software Polymorph), korrespondierend zu den Simulationen der verschiedenen Variationsmöglichkeiten der Reflektivität *R* in Abbildung 2-8, eine Abschätzung der Variationen der Photonenlebensdauern τ_p für Ätzung bzw. Beschichtung des Auskoppelspiegels gegeben, beginnend bei einer ungeraden Anzahl von Spiegelschichten (oben), einer geraden Anzahl von Spiegelschichten (unten) und bei ungerader Anzahl von Spiegelschichten, wobei die letzte Spiegelschicht größer als $\lambda/4$ ist (mittig).



Abbildung 5-2: Der mit Abbildung 2-8 korrespondierende Plot der Photonenlebensdauern bei Ätzung bzw. Beschichtung des Auskoppelspiegels beginnend bei einer ungeraden Anzahl von Spiegelschichten (oben), einer geraden Anzahl von Spiegelschichten (unten) und bei ungerader Anzahl von Spiegelschichten, wobei die letzte Spiegelschicht größer $\lambda/4$ ist.

Direkte und indirekte Abhängigkeiten

Nichtsdestotrotz ist es nun möglich, alle oben genannten Werte in einen Zusammenhang zu bringen und so qualitativ zu erklären. Abbildung 5-3 ist aus neun Einzeldiagrammen zusammengesetzt. Dabei teilen sich alle Diagramme die gleiche x-Achse. Hier ist jeweils die Si_xN_y-Beschichtungsdicke im Bereich zwischen 0 nm und 200 nm dargestellt und deckt damit nahezu eine komplette Periode der Änderung der Reflektivität ab. Für drei verschiedene Aperturdurchmesser ist in a) (~5 µm), b) (~6 µm) und c) (~7 µm) die maximale optische Leistung bei 25°C (schwarz), 55°C (grau) und 85°C (rot) dargestellt. Die korrespondierenden Bandbreiten sind in d) (~5 µm), e) (~6 µm) und f) (~7 µm) geplottet. g), h) und i) sind aperturdurchmesser- unabhängig und zeigen g) die Photonenlebensdauer, h) die Reflektivität und i) die Spiegelverluste bei Zimmertemperatur. Wie α_m und τ_p von *R* abhängen wurde unter 2.2 bzw. gerade eben

geklärt. Die optische Ausgangsleistung P_{opt} folgt α_m direkt und ist indirekt proportional zu *R* und τ_p . Außerdem besteht offensichtlich eine direkte Proportionalität zwischen P_{opt} und der Umgebungstemperatur (Abbildung 5-3 a),b),c) und Abbildung 5-1) sowie auch zwischen P_{opt} und dem Aperturdurchmesser (Abbildung 5-3 a),b),c)).



Abbildung 5-3: Für drei verschiedene Aperturdurchmesser ist hier jeweils die maximale optische Leistung bei 25°C (schwarz), 55°C (grau) und 85°C (rot) in a) (~5 μ m), b) (~6 μ m) und c) (~7 μ m) dargestellt. Die korrespondierenden Bandbreiten sind in d) (~5 μ m), e) (~6 μ m) und f) (~7 μ m) mit verbundener Achse geplottet. g), h) und i) sind aperturdurchmesserunabhängig und zeigen g) die Photonenlebensdauer, h) die Reflektivität und i) die Spiegelverluste. Auf allen x-Achsen ist die Si_xN_y Beschichtungsdicke im Bereich zwischen 0 nm und 200 nm dargestellt und deckt damit eine komplette Periode der Änderung der Reflektivität ab.

Während alle zuvor genannten Größen (dargestellt in Abbildung 5-3 a),b),c),i)) in einem direkten Zusammenhang stehen (zyklisch oder antizyklisch), offenbart sich beim Betrachten von Abbildung 5-3 d), e) und f) ein wesentliches Problem. So ist der Einfluss der Änderung von *R* für kleine Laser (Abbildung 5-3 d)) größer als der Einfluss auf große Laser (Abbildung 5-3 f)). Dieser Effekt ist nicht proportional zum Aperturdurchmesser [62]. Darüber hinaus kann es neben einer "Sättigung" des Effekts der Erhöhung der Bandbreite durch Reduktion von *R* sogar zu einem negativen Effekt kommen. So zeigt Abbildung 5-3 f) die höchste Bandbreite bei 25°C nicht beim höchsten Spiegelverlust (Abbildung 5-3 i)) [47].

Ausgerechnet die Bandbreite fügt sich nicht in den Parameterraum der direkten Abhängigkeiten. Eine Erklärung dafür wurde unter 2.3 schon hergeleitet. Eine genaue Untersuchung dieses nichtlinearen Zusammenhanges lohnt sich, wie an Abbildung 5-4 deutlich zu erkennen ist. Dargestellt sind hier die LUI-Kennlinien zweier Laser: Ein Laser mit einem Aperturdurchmesser von ~6 μ m (schwarz) und ein Laser mit einem Aperturdurchmesser von ~7 μ m (rot). Für die Aufnahme dieser Kennlinien hatten die Auskoppelspiegel beider Laser eine zum Erreichen der Maximalen Bandbreite optimierte Reflektivität. Mit beiden Lasern kann so eine Bandbreite von über 26 GHz erreicht werden. Die Stromstärken, bei denen diese Bandbreiten erreicht wurden, sind in Abbildung 5-4 mit gestrichelten Linien markiert und mit den dazugehörenden Leistungen beschriftet.



Abbildung 5-4:LUI-Kennlinien eines ~6 µm und eines ~7 µm Aperturdurchmesser VCSELs im zum Zustand der größten Bandbreite. Bei gleicher Bandbreite haben der größere und kleinere VCSEL eine ähnlich hohe optische Leistung bei wesentlich weniger elektrischer Leistung. Die gestrichelten Linien markieren die Stromstärke bei der die jeweils höchste Bandbreite gemessen wurde und sind mit den dazugehörigen Leistungswerten beschriftet.
Vergleicht man nun optische und elektrische Leistung miteinander, wird das eigentliche Potential einer Optimierung der zusammenhängenden Parameter deutlich. Während die optische Leistung am Arbeitspunkt beim Übergang von 7 μ m zu 6 μ m nur um etwa 1/5 sinkt, werden die Verluste P_{diss} halbiert. Auch der HBR-Wert des Systems wäre damit halbiert. Eine Untersuchung mit mehr als drei verschieden großen Lasern ist also durchaus sinnvoll.

Emissionsspektrum

Ein wichtiges Element zur Charakterisierung von Lasern ist das optische Emissionsspektrum. Obwohl die hier untersuchten Laser allesamt transversal multimodig sind, beschränken sich die folgenden Betrachtungen auf den Grundmode TEM00 der VCSEL.



Abbildung 5-5: Ein großer und ein kleiner Laser bei 25°C (blau), 55°C (pink) und bei 85°C (rot) Umgebungstemperatur.

Abbildung 5-5 zeigt das Verhalten der Wellenlängen der longitudinalen Grundmoden eines VCSELs mit großem und einem mit kleinem Aperturdurchmesser bei Erhöhung des Pumpstroms für die Temperaturen 25°C (blau), 55°C (pink) und 85°C (rot). Die Differenz beider Durchmesser beträgt 3 µm. Wegen des daraus resultierenden größeren Modenvolumens hat der größere Laser in der Nähe des Schwellstroms eine um 2 nm längere Emissionswellenlänge als der kleinere. Mit Erhöhung der elektrischen Stromstärke steigt die Stromdichte in den Lasern und damit die Temperatur der Kavität. Dabei erhöht sich in kleineren Lasern die Stromdichte (und Temperatur) schneller als in großen. Daher verschiebt sich auch die Emissionswellenlänge schon bei kleineren Strömen stark zu längeren Wellenlängen. Beide Laser zeigen beim Erreichen des Rollovers eine Wellenlängenverschiebung von ~ 3,8 nm.

Durch die Erhöhung der Umgebungstemperatur verschieben sich die kompletten Messkurven beider Laser um 2 nm z.B. von blau (25°C) zu pink (55°C) oder von pink (55°C) zu rot (85°C). Vergleicht man diese mit der durch den Stromfluss am Rollover ausgelösten Verschiebung, kann die interne Temperaturerhöhung durch den Stromfluss von minimalem auf maximalen Strom auf knapp 60°C abgeschätzt werden.



Abbildung 5-6: Wellenlängen des Grundmode von zwei VCSELn mit verschiedenem Aperturdurchmesser. Die Reflektivität wurde in zwei Schritten von rot (höchste) zu blau (niedrigste) verändert.

Abbildung 5-6 zeigt die Abhängigkeit der Wellenlängen des Grundmode von VCSELn mit zwei verschiedenen Aperturdurchmessern bei Erhöhung des Pumpstroms. Die Reflektivität *R* der Auskoppelspiegel wurde vom Minimum (blau) zum Maximum (rot) geändert. Diese Änderung wurde durch eine schrittweise Beschichtung der Spiegel mit bis zu 100 nm Si_xN_y erreicht.

Im Schnitt werden durch die Reduktion von *R* die Kurven um 0,5 nm zu kürzeren Wellenlängen verschoben. Dies entspricht einer Temperaturreduktion um knapp 10°C. Durch die verringerte Güte der Kavität wird weniger Energie in dieser gespeichert, die interne Temperatur sinkt. Dies beweist Abbildung 5-7. Hier ist der Schwellstrom eines ~6 μ m VCSELs als Funktion der Umgebungstemperatur für eine hohe Reflektivität (schwarz) und niedrige Reflektivität (rot) sowie drei Zwischenschritte (grau) dargestellt.



Abbildung 5-7: Laserschwelle in Abhängigkeit zur Umgebungstemperatur für hohe Reflektivität (schwarz), niedrige Reflektivität (rot) und Zwischenwerte (grau) eines VCSELs mit Aperturdurchmesser von ~6 µm.

Durch die geringere Güte der Kavität erhöht sich der Schwellstrom. Um die Lasereigenschaften bei erhöhten Umgebungstemperaturen zu verbessern, wurde das Detuning zwischen Kavität und Gewinnmedium für Temperaturen über 50°C optimiert. Bei einem hohen *R* braucht so der Laser bei 55°C Umgebungstemperatur die geringste Stromstärke, um zu lasen. Mit Verringerung von *R* verschiebt sich dieses Minimum etwa 10°C zu höheren Temperaturen. Durch die um 10°C gesenkte interne Temperatur kann die Umgebungstemperatur um 10°C höher sein, um das Schwellstrom-Minimum zu erreichen. Dies ist für den Betrieb von großem Vorteil.

6VORHERSAGEN AUS KLEINSIGNALMESSUNGEN

Während bei der Großsignalmessung nur ein ganzes Übertragungssystem auf Fehlerfreiheit überprüft werden kann, können durch Kleinsignalmessungen direkte Rückschlüsse auf die physikalischen Eigenschaften der verwendeten Laser gezogen werden. Mit der automatisierten Messung und Auswertung wurde die Möglichkeit geschaffen, Messreihen in nie dagewesenem Umfang auszuwerten und bisher nicht mögliche Optimierungszusammenhänge zu erkennen.

Zusammenhängende Parameterräume

Die konsequente Nutzung dieser Technologie führt dazu, dass nicht einfach nur besonders detaillierte Messreihen durchgeführt wurden. Ganze Messfelder bzw. -räume von variierenden Parametern konnten messtechnisch gerastert werden. Nicht nur die "Feinmaschigkeit" des Rasters, sondern auch der zusätzliche Freiheitsgrad der veränderlichen Spiegelreflektivität lassen umfangreiche Rückschlüsse auf zusammenhängende Ergebnisräume zu. Im Folgenden sollen die veränderlichen und die resultierenden Größen ausführlich besprochen werden.

6.1 Veränderliche Größen

Stromstärke I

Die Messung der Streuparameter bei verschiedenen Stromstärken ist eine Standardmethode zur Untersuchung von Halbleiterlasern, die für die Nachrichtenübertragung bestimmt sind. Im Bereich zwischen Laserschwelle und Rollover-Stromstärke wurde hier bei 30 bis 50 verschiedenen Stromstärken eine Kleinsignalmessung durchgeführt. Die daraus resultierenden Messreihen bilden das Grundgerüst, mit dem der Parameterraum der veränderlichen Größen gerastert wird.

Aperturdurchmesser ϕ

Der beim Herstellen der VCSEL verwendete Maskensatz ermöglicht eine Variation der oberen Mesa in 16 Schritten. Je nach Oxidationstiefe entsteht so eine Vielzahl von VCSELn auch mit unterschiedlichen Aperturdurchmessern.

Die einzelnen Prozessschritte, insbesondere die Oxidation und Ätzung der Mesa, sind nicht homogen. Daher ist die Änderung des Aperturdurchmessers nicht schrittweise, sondern relativ homogen über das prozessierte Waferstück verteilt. Es ist offensichtlich, dass je kleiner die Apertur ist, desto größer der elektrische Widerstand. Andererseits kann durch große Laser ein größerer Rollover-Strom fließen; sie haben mehr optische Leistung und benötigen einen höheren Schwellstrom. Abbildung 6-1 zeigt diese Zusammenhänge noch einmal graphisch anhand des Rolover-Stromes.



Abbildung 6-1: Rollover-Strom über dem differentiellen Wiederstand am Rollover. Mit der Farbe der Messpunkte ist der Mesa 1 Durchmesser markiert (siehe Legende).

Da sich dieser indirekt proportional zum differentiellen Widerstand der Laser verhält, ist in Abbildung 6-1 die Abszisse reziprok skaliert.

Eine wichtige und interessante Aussage von Abbildung 6-1 betrifft die Homogenität. Die dem Maskensatz entsprechenden Mesa-1-Durchmesser sind farbig gekennzeichnet. Alle Messpunkte sind homogen auf einer Geraden verteilt. Was zum einen die Homogenität der Prozesse in Frage stellt, eröffnet aber auch eine beinahe beliebige "Auflösung" des Freiheitsgrades Aperturdurchmesser.

Für die später gezeigten Kleinsignalmessungen wurde für jeden Mesa 1 Durchmesser ein durchschnittlicher Laser ausgewählt, so dass eine Variation neun verschiedener Aperturdurchmesser mit relativen Durchmesserunterschieden von jeweils etwa 1 µm zur Verfügung stand.

Für spätere Berechnung zum Beispiel der Stromdichte ist die Kenntnis des nominellen Werts des Aperturdurchmessers nötig. Eine Abschätzung dieses Werts ist nicht ohne weiteres möglich bzw. fehlerbehaftet. Die einfachste Möglichkeit besteht darin, den Durchmesser anhand des Maskensatzes abzuschätzen. So könnte angenommen werden, dass der größere zweier benachbarter Laser mit einem Mesa-1-Durchmesserunterschied von etwa 1 μm, von denen der größere leuchtet und der kleinere nicht, einen Aperturdurchmesser von kleiner gleich 1 μm haben sollte. Da aber kleine Laser leicht durch beim Oxidieren auftretende Materialspannung zerstört werden, liefert diese Methode meist falsche Ergebnisse. Auch der Rückschluss, über den Modenabstand einen Aperturdurchmesser ausrechnen zu wollen, führte zu offensichtlich falschen Ergebnissen.

Das Spektrum lässt, wie gezeigt, Rückschlüsse auf die interne Temperatur im Laser zu. So erhöht sich mit steigender Temperatur die Wellenlänge von zum Beispiel der Grundmode. Nominell gleiche Temperaturänderungen folgen nominell gleichen Wellenlängenänderungen. Die interne Temperatur erhöht sich natürlich mit der Stromstärke. Bei kleinen Lasern sollte diese Temperaturerhöhung bei gleicher Stromstärkenänderung wegen des engeren Strompfades höher ausfallen als bei großen Lasern. Der Einfluss der Apertur und damit des Strompfades kann aber unberücksichtigt bleiben, wenn man die Wellenlängenverschiebungen der Grundmoden in Abhängigkeit zu den Stromdichten durch die verschiedenen Laser betrachtet. Wie in Abbildung 6-2 dargestellt, sollten dann alle Laser auf eine Stromdichtenänderung mit einer vergleichbaren Wellenlängenänderung reagieren. Daraus folgt, dass die Wellenlängen der Grundmoden der verschiedenen Laser mit steigender Stromdichte einen konstanten Abstand zueinander haben sollten. Da durch die Auswahl durchschnittlicher Laser einer jeweiligen Zeile die Durchmesserunterschiede zwischen den einzelnen Lasern als bekannt angenommen wurden, konnte nun die Stromdichte für einen variablen Durchmesser plus der jeweiligen Durchmesserdifferenz berechnet werden. Die Variable wurde so lange angepasst, bis die Wellenlängenverschiebungen in Abhängigkeit zur Stromdichte der einzelnen Laser bestmöglich parallel verlaufen. Dieser Fall trat ein (Abbildung 6-2) wenn für den kleinsten Aperturdurchmesser 5 µm und für den größten 13 µm angesetzt wird. Diese Werte wurden auch für spätere Berechnungen verwendet.



Abbildung 6-2: Wellenlänge der Grundmode der Laser einer Spalte einer Einheitszelle mit verschiedenen Aperturdurchmessern. Mit steigender Stromdichte steigt die interne Temperatur und damit die Wellenlänge. Diese Änderung ist unabhängig vom Aperturdurchmesser und für alle Laser etwa gleich.

Der zweite Freiheitsgrad der veränderbaren Größen "Aperturdurchmesser" enthält also die Elemente (5 μm; 6 μm; 7 μm; 8 μm; 9 μm; 10 μm; 11 μm; 12 μm; 13 μm).

Diese Methode zur Bestimmung der Aperturdurchmesser ist jedoch wegen der gezeigten Inhomogenität der Aperturdurchmesser sehr fehlerbehaftet. Im Rahmen dieser Arbeit bot sich leider nicht die Möglichkeit einen Querschnitt des Lasers z.B. mit einem fokussierten Ionenstrahl FIB (focused ion beam) zu präparieren und per Rasterelektronenmikroskop zu untersuchen. Die Methode soll daher als Näherungsverfahren betrachtet werden.

Reflektivität R

Der dritte Freiheitsgrad der veränderlichen Größen ist die Reflektivität des Auskoppelspiegels. Diese wurde mittels der vorgestellten Methode der Dünnfilmabscheidung in fünf Schritten zu je 25 nm für diesen Abschnitt verändert. Damit war der Bereich zwischen dem Zustand ohne Beschichtung und der maximal mit dieser Methode reduzierbaren Reflektivität abgedeckt.

6.2 Abhängige Größen

Bandbreite

Die Bandbreite wird bestimmt durch zwei Größen: Die Relaxations-Resonanzfrequenz $f_{\rm R}$ und das $f_{3dB}/f_{\rm R}$ -Verhältnis (siehe Gleichung (2.16)). Das Maximum von $f_{\rm R}$ wird durch die Erhöhung des Pumpstroms bis zur Sättigung dieses Effekts erreicht. Wie unter 2.3 beschrieben, wird die Reflektivität des Spiegels bei eben dieser Stromstärke optimiert, so dass die maximale Bandbreite erreicht werden kann. Es sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, dass diese Reflektivität nicht das Optimum für jede Anwendung des Lasers darstellt, sondern nur für diese Stromstärke (diesen Arbeitspunkt) (siehe Abschnitt 7.2).

Für die Herleitung im Abschnitt 2.3 und mit dieser auch Abbildung 2-11 wurde die Annahme getroffen, dass der Einfluss der Parasiten f_p vernachlässigt werden kann. Für den Vergleich mit Messwerten realer Laser muss dieser Parameter natürlich ergänzt werden. Da mit steigendem f_R auch der Einfluss von f_P steigt, wurde für Abbildung 6-5 eine Kurvenschar erstellt. Für $f_R/f_P \in \{0; \frac{1}{10}; \frac{1}{5}; \frac{1}{3}; \frac{1}{2}; \frac{2}{3}; \frac{5}{6}; 1\}$ wurde $f_{3dB}/f_R(\gamma)$ über log $H(f_R)(\gamma)$ geplottet (grau gestrichelt mit sich in Pfeilrichtung reduzierender Dämpfung).

Es wurden alle auf dem Tripel der veränderlichen Größen (I,ϕ,R) basierenden Kleinsignalmessungen hinsichtlich der Größen f_{3dB}/f_R sowie $H(f_R)$ ausgewertet. Für einen

Beschichtungsprozess mit 25 nm Si_xN_y wurden die Ergebnisse daraus in Abbildung 6-3 für *R* a) vor der Beschichtung und b) nach der Beschichtung eingetragen.



Abbildung 6-3: Verhältnis von Bandbreite zur Relaxationsresonanzfrequenz als Funktion des log $H(f_R)$ der VCSEL einer Spalte a) vor und b) nach der Beschichtung mit 25 nm SiN.

Als Ergänzung und zum besseren Verständnis zeigt Abbildung 6-4 b) diese Ergebnisse nur für zwei Laser, einen Laser mit kleinem ϕ (rot) und einen Laser mit großem ϕ (blau) für hohes *R* (gefüllte Punkte) und niedriges *R* (offene Punkte). In Einklang damit zeigt Abbildung 6-4 a) wie log *H*(*f*_R) von der elektrischen Leistung abhängt.



Abbildung 6-4: a) log $H(f_R)$ als Funktion der elektrischen Leistung für einen kleinen Laser (~5 µm - rot) und einen großen Laser (~13 µm –blau). Dabei gilt für beide Laser, dass niedrige *R* mit offenen Kreisen und hohe *R* mit gefüllten Kreisen dargestellt ist. b) f_{3dB}/f_R Verhältnis als Funktion von $H(f_R)$ für die zwei Laser aus a) markiert mit den gleichen Symbolen. Dabei soll b) eine Ergänzung zu Abbildung 6-5 sein.

Für den kompletten Parameterraum der Größen (I,ϕ,R) einer Spalte von VCSELn wurden die Größen f_{3dB}/f_R sowie $H(f_R)$ in Abbildung 6-5 eingetragen.

Der grüne Pfeil in Abbildung 6-5 zeigt die Richtung, in der *I* und damit die elektrische Leistung erhöht wird. Bei Stromstärken kurz über dem Schwellstrom ist f_R sehr klein (siehe Gleichung (2.15)). Damit ist der Einfluss der Parasiten noch vernachlässigbar ($f_R/f_P=0$). Wie in Abbildung 6-4 a) zu sehen, steigt aber $H(f_R)$ steil an. Die resultierenden Messpunkte liegen in Abbildung 6-5 direkt auf der im Abschnitt 2.3 hergeleiteten Kurve und bestätigen diese.



Abbildung 6-5: Verhältnis von Bandbreite zur Relaxationsresonanzfrequenz als Funktion des log $H(f_R)$. Die grauen gestrichelten Pfeile zeigen für konstante f_R/f_P -Verhältnisse in Richtung verringerter Dämpfung. Die Ergebnisse der Kleinsignalmessungen sind als Messpunkte im Diagramm eingetragen. Die Farbe der Messpunkte zeigt hohe Reflektivität blau und niedrige Reflektivität rot. Die Verschiebung von Blau zu Rot folgt klar den grau gestrichelten Linien.

Mit steigender Stromstärke steigt f_R , so dass die Parasiten nicht mehr vernachlässigt werden können. Es erhöhen sich also f_R/f_P und wegen Gleichung (2.12) auch γ . Da VCSEL mit unterschiedlichem ϕ auch verschieden gedämpft sind, entsteht so eine Punktwolke im Abbildung 6-5 bzw. Abbildung 6-4 b).

Die Punktwolke in Abbildung 6-5 ist für große *R* blau gefärbt. Die Spitze dieser blauen Wolke besteht aus Messpunkten der kleinsten Laser beim Rollover-Strom. Durch die Reduktion von *R* reduziert sich auch γ , so dass die Punktwolke entlang der grau gestrichelten Linien in Pfeilrichtung verschoben wird. Um diese Verschiebung sichtbar zu machen, wurde mit jeder Verschiebung der Wolke die Farbe sukzessive von Blau zu Rot geändert. Die Spitze der blauen Wolke (für große *R*) ist bei $H(f_R) \sim 1$ dB und wird auf etwa 3 dB (rot) verschoben. Dies entspricht einer Erhöhung des f_{3dB}/f_R -Verhältnisses von etwa 1,2 auf 1,3.

Eben dieses Verhältnis trägt stark zur Erhöhung der Bandbreite des Lasers (von fast 10%) bei. Mit der Reduktion von R geht aber auch eine Reduktion des D-Faktors und damit von f_R einher. Diese Reduktion ist in Abbildung 6-6 graphisch dargestellt. Hier sind die D-Faktoren mehrerer Laser über ihrem differentiellen Widerstand geplottet. Kleine VCSEL haben einen großen Widerstand und einen großen D-Faktor. Große Laser haben einen kleinen Widerstand. Die Veränderung von R ist farblich markiert. So sind Messungen bei hohen Reflektivitäten blau gekennzeichnet. Die schrittweise Verringerung von R ist mit einer schrittweisen Farbänderung verbunden. So ist die niedrigste Reflektivität rot gekennzeichnet. Sowohl für die Messwerte der größten R (blau) als auch für die kleinsten R (rot) wurde eine lineare Funktion angepasst.



Abbildung 6-6: D-Faktoren über dem differentiellen Widerstand bei Raumtemperatur von neun VCSELn mit verschiedenem Aperturdurchmesser mit jeweils zwei verschiedenen Spiegelreflektivitäten. Die blaue Linie ist die lineare Anpassung an die D-Faktoren der VCSEL bei der höchsten Reflektivität *R*. Die rote Linie hingegen ist die lineare Anpassung an die D-Faktoren der VCSEL bei der kleinsten Reflektivität *R*.

Die absolute Änderung des D-Faktors bei der Änderung von R ist relativ gering und für alle ϕ ähnlich groß. Die relative Änderung ist aber sehr unterschiedlich. Während diese bei kleinen VCSELn mit etwa 3% fast vernachlässigbar klein ist, braucht die 10% ige Änderung bei großen VCSELn den Bandbreitengewinn aus der Erhöhung des f_{3dB}/f_{R} Verhältnisses auf.

Die Abhängigkeit der Bandbreite eines Lasers von der Spiegelreflektivität *R* ist also sehr komplex. Eine allgemeine Optimierung kann weder bezüglich Reflektivität oder Dämpfung noch Photonenlebensdauer formuliert werden. Bei keinem der drei Parameter kann sicher prognostiziert werden, ob sich eine Änderung positiv oder negativ auf die Übertragungsbandbreite des Lasers auswirkt. Die Bandbreite unterliegt bei der Änderung von *R* einfach zu vielen Einflüssen, um sichere Prognosen abzugeben. Für ein anderes, neues "Parameterfenster" wird hier jedoch ein eindeutiger Einfluss identifiziert! Dieses Fenster kann mit Hilfe des in Abschnitt 2.3 definierten neuen Parameters $H(f_R)$ bestimmt werden. Bis zu einem Wert von log $H(f_R)=3$ dB dominiert die durch die Änderung von *R* hervorgerufene Änderung des f_{3dB}/f_R -Verhältnisses. Die Bandbreite ist also bei log $H(f_R)=3$ dB optimal.

Es soll hier nochmal bemerkt werden, dass diese Optimierung die Konstanz der anderen Parameter voraussetzt. Dies gilt insbesondere auch für die Stromstärke I des Arbeitspunktes. Wird mit dieser der Arbeitspunkt geändert, ändert sich auch $H(f_R)$, so dass R dementsprechend angepasst werden muss.

Energieeffizienz

Um die Energieeffizienz von Lasern zur Datenübertragung vergleichbar zu machen, kann der Energiebedarf pro Bit (Gleichung (1.1)) bzw. der Energieverlust pro Bit (Gleichung (1.2) berechnet werden. Allerdings wurde nicht für jeden der im Folgenden gezeigten Messpunkte eine Großsignalmessung durchgeführt. Zum größten Teil wurden die maximal erreichbaren Bitraten aus der Kleinsignalbandbreite (mit dem Faktor 2) ermittelt [85]. Diese Abschätzungen decken sich allerdings gut mit den durchgeführten Großsignalmessungen. Für eine lückenlose Bestätigung der Bitraten war die Anzahl der hier gezeigten Messpunkte einfach zu groß.

Darüber hinaus stößt die Großsignalmessung hier an die in Abschnitt 4.4 diskutierten Grenzen. Bei der Kleinsignalmessung können die limitierenden Einflüsse anderer Komponenten heraus kalibriert werden, so dass die Laser untersucht werden konnten, auch wenn sie in ihrer Performance einigen Komponenten des Messequipments deutlich vorrauseilen. Bei der Großsignalmessung ist dies nicht möglich, so dass die Ergebnisse aus den Kleinsignalmessungen (bis jetzt) nur in den Grenzen des aktuellen Großsignalequipments überprüft werden können.



Abbildung 6-7: Auf Basis von Kleinsignalmessungen berechnete EDR-Werte als Funktion von ebenso berechneten Bitraten aller für diese Arbeit untersuchten Laser. Mit der Farbänderung von Blau zu Rot ist die Verkleinerung des Aperturdurchmessers dargestellt. Die Verringerung von ϕ ist außerdem mit einem schwarzen Pfeil gekennzeichnet. Der grüne Pfeil zeigt die Richtung der Erhöhung des Pumpstromes an.

Abbildung 6-7 zeigt das berechnete EDR in Abhängigkeit von der berechneten Bitrate für alle hier vermessenen Laser. Je nach Größe sind die Laser blau (großer Aperturdurchmesser) bis rot (kleiner Aperturdurchmesser) und mit einem schwarzen Pfeil (in Richtung der Durchmesserreduktion) gekennzeichnet. Der grüne Pfeil zeigt die Richtung der Pumpstromerhöhung. Für alle Laser gilt, dass der Betrieb kurz oberhalb der Laserschwelle sehr ineffektiv ist. Mit Erhöhung der Stromstärke sinkt der Anteil des Schwellstroms am Pumpstrom, die Bandbreite (und damit die übertragbare Bitrate) steigt, das EDR sinkt. Bei allen Lasern prägt sich ein EDR-Minimum aus, bevor der EDR-Wert monoton über der Bitrate wieder zu steigen beginnt. Sowohl das Minimum als auch der folgende Anstieg des EDR ist bei kleinen Lasern (rot) kleiner als bei großen (blau) [12]. Der flachere Anstieg bei kleineren Lasern ist in dem deutlich größeren D-Faktor begründet (Gleichung (2.15)). Bei hohen Stromstärken setzt bei allen Lasern eine Gewinnsättigung ein. Die Bandbreitensteigerung durch Erhöhung der Stromstärke stagniert, so dass das resultierende EDR steil ansteigt.

Der von allen Lasern in Abbildung 6-7 gezeigte Kurvenverlauf lässt sich auch analytisch herleiten. Aus Gleichung (2.15) ergibt sich:

$$\frac{f_{\rm R}^4}{D^4} = (I - I_{\rm th})^2 \tag{6.1}$$

und mit Z als ohmschen Widerstand des Lasers:

$$I^2 = \frac{P}{Z} \tag{6.2}$$

ergibt sich:

$$\frac{f_{\rm R}^4 Z}{D^4} = \left(\sqrt{P} - \sqrt{P_{\rm th}}\right)^2.$$
 (6.3)

So ist

$$P = \frac{\left(D^2 \sqrt{P_{\rm th}} + f_R^2 \sqrt{Z}\right)^2}{D^4}.$$
 (6.4)

Dabei ist *D* der D-Faktor, *P* die elektrische Leistung, P_{th} die Leistung an der Laserschwelle, *I* der elektrische Strom und I_{th} der Schwellstrom.

Abbildung 6-4 a) zeigt, dass $H(f_R)$ für einen weiten Stromstärkenbereich oberhalb von 3 dB liegt. Man kann also annehmen, dass sich das f_{3dB}/f_R -Verhältnis (von etwa ~1.4) kaum ändert (Abbildung 2-11). Für diesen Bereich kann also die Bitrate genähert werden als BR=2,8 f_R . Damit kann die Simulation des Kurvenverlaufs bis zum Bereich der Sättigung erfolgen.

In Abbildung 6-8 wurde dies für drei verschiedene D-Faktoren durchgeführt. Obwohl der Sättigungsbereich fehlt und die Bitrate genähert ist, ist damit der analytische Hintergrund des Kurvenverlaufs gezeigt und der maßgebliche Einfluss des D-Faktors bestätigt.

Während in Abbildung 6-7 alle Laser dargestellt sind und mit der Farbschattierung die Abhängigkeit des EDR bei der ausschließlichen Änderung des Aperturdurchmessers gezeigt wird, beschränkt sich Abbildung 6-9 auf sechs VCSEL mit verschiedenen Durchmessern mit je der höchsten und niedrigsten Reflektivität. Zusätzlich zu den berechneten Messpunkten wurde dieses Diagramm um zwei tatsächlich per Grosssignalmessung bestimmte Messpunkte (Stern) ergänzt. Es konnten bei ~540 fJ/bit 52 Gbit/s und mit ~400 fJ/bit 50 Gbit/s übertragen werden. Die untere (50 Gbit/s) dieser beiden Messungen erfolgte an der Grenze der Sensitivität der Photodiode. Da deshalb eine weitere Reduktion der elektrischen und damit der optischen Leistung nicht möglich war, wurde diese Sensitivitätsgrenze grob mit der grau gestrichelten Linie markiert. Weiterhin zeigt sich noch einmal, dass kleine Laser wegen des höheren D-Faktors und der niedrigeren Laserschwelle grundsätzlich niedrigere EDR-Werte haben. Interessanterweise hat eine Veränderung von R auf kleine Laser eine ganz andere Wirkung als auf große. Es scheint, dass mit der Reduktion von R die EDR(BR)-Kurve bei großen Lasern und kleinen Bitraten zu höheren EDR-Werten verschoben wird, bei kleinen Laser aber zu höheren Bitraten.



Abbildung 6-8: Simulation der in Abbildung 6-7 dargestellten Ergebnisse für drei verschiedene D-Faktoren.

Um diesen Effekt besser zu verstehen, müssen die gezeigten Kurven in zwei Bereiche unterteilt werden. Der im folgenden Normalbereich genannte Abschnitt folgt der im oberen Teil dieses Abschnitts hergeleiteten Funktion (Gleichung (6.4)). Im Gegensatz dazu wird der Sättigungsbereich durch die thermische Sättigung dominiert.

Um diese Bereiche voneinander zu trennen, wurde in Abbildung 6-10 jeweils die Gleichung (6.4) unter Verwendung von BR= $2,8f_R$ an die Messkurven gefittet. So kann der Normalbereich vom Sättigungsbereich getrennt werden. Durch die gute Übereinstimmung von Messung und Fit wird außerdem auch die These aus Abschnitt 2.3

bestätigt, wonach das f_{3dB}/f_R -Verhältnis sich für $H(f_R)$ -Werte oberhalb von 3 dB kaum noch ändert und damit vernachlässigt werden kann. Die Annahme zur Herleitung von Gleichung (6.4) war also richtig.



Abbildung 6-9: Aus Kleinsignalmessungen berechnete minimale EDR über der theoretisch maximal erreichbaren Bitrate für sechs verschiedene VCSEL bei jeweils zwei verschiedene Reflektivitäten *R*. Große *R* sind gefüllten Punkten, kleine *R* mit offenen Punkten dargestellt. Zusätzlich zu den berechneten Messpunkten sind zwei tatsächlich per Großsignalmessung ermittelte Messpunkte als Sterne eingetragen. Die grau gestrichelte Linie markiert die Limitierung durch die Sensitivität der Photodiode. Die rot gestrichelte Linie zeigt das Limit des BER-Systems.

Normalbereich



Abbildung 6-10: Messpunkte in Übereinstimmung mit Abbildung 6-9 ausgegraut dargestellt. Die farbigen Funktionen sind die Anpassungen der in diesem Abschnitt hergeleiteten Funktion für sechs VCSEL bei zwei verschiedenen *R*. Normal- und Sättigungsbereich sind so klar voneinander unterscheidbar. Der Normalbereich ist an die Funktion anpassbar, der Sättigungsbereich nicht.

Wie schon erwähnt, kann der Energieverbrauch durch kleine Laser mit hohem D-Faktor verkleinert werden. Ein weiterer Parameter mit großen Einfluss auf den Energieverbrauch – zumindest bei großen Lasern – ist die Reflektivität *R*. Mit *R* ändert sich die Güte der Kavität, das Lasing wird erschwert, der Schwellstrom muss erhöht werden. Da große Laser von Haus aus einen größeren Schwellstrom benötigen, fällt bei ihnen auch die Änderung des Schwellstroms bei Änderung von *R* deutlich stärker aus. Diese wirkt sich proportional auf P_{th} aus und damit auch auf die Gesamtleistung *P*. Die Bitrate hingegen ändert sich in diesem Bereich nicht, da, wie schon besprochen, die Änderung von $f_{3\text{dB}}/f_{\text{R}}$ vernachlässigt werden kann. Bei einer Verringerung von *R* erhöht sich *P* insbesondere bei großen Lasern. Bei gleichbleibendem $f_{3\text{dB}}/f_{\text{R}}$ wird der EDR erhöht. Mit dem Aperturdurchmesser verringert sich die Laserschwelle und damit auch der eben beschriebene Effekt. So ist im Normalbereich bei kleinen Lasern eine Änderung des EDR bei Änderung von *R* in dieser Darstellung kaum erkennbar.

Sättigungsbereich

Im Sättigungsbereich folgt die Messkurve nicht mehr der theoretisch berechneten Funktion. Dies hat zwei Gründe. Zum einen kann wegen thermischer Effekte f_R in der Realität nicht weiter gesteigert werden und zum anderen fällt $H(f_R)$, so dass es dazu kommen kann, dass sich auch das f_{3dB}/f_R -Verhältnis verringert und mit ihm die Bitrate/Bandbreite.

Im Sättigungsbereich der kleinen hier gezeigten Laser tritt also ein anderer Effekt in den Vordergrund. $H(f_R)$ ist hier kleiner als 3 dB, so dass eine Änderung von R eine deutliche Änderung von f_{3dB}/f_R hervorruft (siehe Abschnitt 2.3). Da, wie bereits gezeigt, kleinere Laser kleinere $H(f_R)$ -Werte haben als große, ist hier der Effekt besonders groß. Sollte bei großen Lasern auch ohne Reduktion von $R H(f_R)$ im Sättigungsbereich schon bei etwa 3 dB liegen, werden weder f_{3dB}/f_R noch die Bandbreite erhöht. Durch die Erhöhung von f_{3dB}/f_R wird bei kleinen Lasern nicht nur die Bandbreite erhöht, die Messkurven folgen so auch länger der theoretisch berechneten Kurve. Eine "Verschiebung" der Messkurve zu höheren Bitraten und niedrigeren EDR-Werten ist die Folge.

Stromdichte

Für einen kommerziellen Erfolg von Bauelementen ist eine verlässlich lange Lebensdauer dieser nötig. Es ist davon auszugehen, dass die Lebensdauer unter anderem von der Stromdichte beeinflusst wird. Während eine zu hohe Stromdichte ein Bauelement sofort zerstören kann, liegt die Vermutung nahe, dass niedrige Stromdichten ein Bauelement schonen und die Lebensdauer tendenziell verlängern [86, 87]. Im Folgenden werden ein großer und ein kleiner Laser bzgl. ihrer Stromdichte und bei verschiedenen Reflektivitäten verglichen.

In Abbildung 6-11 ist die berechnete maximale Bitrate in Abhängigkeit von der Stromdichte für einen großen Laser (blau) und einen kleinen (rot) dargestellt. Die Darstellung ist der Übersichtlichkeit wegen auf die zwei Extreme, größter und kleinster Laser im Test, reduziert. Die Kurven aller anderen Laser liegen dazwischen und ergeben ein die Theorie bestätigendes Bild. Für beide Laser wurden die Kleinsignalmessungen bei hoher Reflektivität R (gefüllte Punkte) und bei niedriger Reflektivität R (offene Punkte) durchgeführt. Als Referenz wurden wieder die beiden Ergebnisse aus oben erwähnten Großsignalmessungen als Stern im Diagramm markiert.



Abbildung 6-11: Maximale Bitrate in Abhängigkeit von der Stromdichte eines großen Lasers (blau ~13 μ m) und eines kleinen Lasers (rot ~5 μ m) bei hohem *R* (gefüllte Punkte) und niedrigem *R* (offene Punkte). Mit einem Stern sind zwei Großsignalmessungen bei 50 Gbit/s und 52 Gbit/s gekennzeichnet.

Kleine VCSEL brauchen eine höhere Schwellstromdichte als große VCSEL [88]. Bis auf diesen Versatz sind die Kurvenverläufe recht unabhängig von ϕ . Auch die Reduktion von *R* verschiebt die Kurven nur unwesentlich hin zu größeren Stromdichten. Bei allen Kurven sättigt der Anstieg der maximalen Bitrate bei über 46 Gbit/s bis 48 Gbit/s. Allerdings kann bei kleinen Lasern, durch Reduktion von R, die maximale Bitrate darüber hinaus noch deutlich gesteigert werden. Dies liegt wieder daran, dass kleine Laser höher gedämpft sind und daher im Sättigungsbereich $H(f_R)$ noch f_{3dB}/f_R -steigernd erhöht werden kann. Dieser Gewinn an f_{3dB}/f_R -Verhältnis und damit Bandbreite bzw. maximaler Bitrate verschiebt den Sättigungsbereich in Abbildung 6-11 hin zu höheren maximalen Bitraten. So kann es durch gezielte Reduktion von R möglich sein, die Bitrate signifikant zu erhöhen, ohne dabei die Stromdichte anpassen zu müssen. Darüber hinaus wird die gleiche maximale Bitrate schon bei geringerer Stromdichte erreicht. Am Beispiel des kleinen Lasers in Abbildung 6-11 konnte entweder die maximale Bandbreite von 48 Gbit/s auf 54 Gbit/s gesteigert werden, ohne die Stromdichte erhöhen zu müssen, oder die Stromdichte konnte um über 25% von etwa 20 kA/cm² auf unter 15 kA/cm² bei jeweils \sim 50 Gbit/s gesenkt werden. Damit kann die Optimierung von R auch einen deutlichen Beitrag zur Steigerung der Lebensdauer und Verringerung des EDR leisten.

Optische Ausgangsleistung

Wie bereits beschrieben, werden die Grenzen der Großsignalmessung nicht nur durch die Eigenschaften des Lasers, sondern des gesamten Systems gesetzt. Eine dieser Grenzen ist die Sensitivität des Detektors. Der für die Großsignalmessungen der vorliegenden Arbeit verwendete Detektor ist besonders unempfindlich bei der Emissionswellenlänge von 980 nm. Die Abbildung 6-9 zeigt das sich ergebende Limit als grau gestrichelte Linie. Dieses Limit gilt natürlich nur für den verwendeten Laser mit 7 μ m Aperturdurchmesser und könnte sich bei Veränderung von ϕ leicht ändern. Es könnte aber mit einem geeigneteren Detektor zu kleineren EDR-Werten hin verschoben werden. Eine deutliche Energieeinsparung wäre die Folge.

Mit Hilfe der Ergebnisse aus den Kleinsignalmessungen können nun auch Vorhersagen über die optische Leistung mit dem dazugehörigen Energieverbrauch pro bit für die verschieden großen Laser ϕ bei verschiedenen Reflektivitäten R getroffen werden. Abbildung 6-12 stellt diese Zusammenhänge graphisch dar. Für neun VCSEL mit Aperturdurchmessern von $\phi \sim 5 \mu m$ bis $\sim 13 \mu m$ (rot bis blau) für jeweils hohe (gefüllte Punkte) und niedrige Reflektivität R (offene Punkte) ist das EDR als Funktion der optischen Leistung dargestellt. Darüber hinaus sind auch wieder die zwei Großsignalmessungen als Sterne eingetragen. Es zeigt sich einmal mehr, dass es unter Umständen günstiger sein kann, den Aperturdurchmesser ϕ zu senken, um wie hier das EDR zu senken und gleichzeitig die optische Leistung zu steigern. Sicherlich ist es richtig, dass der größte Laser mit dem kleinsten R auch die größte optische Leistung emittiert. Sollte für ein optisches System eine Leistung von 10 mW nötig sein, kommt ganz klar nur dieser Laser in Frage. Sollten dem System weniger als 4 mW genügen, wäre der kleinste Laser mit möglichst geringem R die beste Wahl. Alle anderen Fragen bezüglich der Strategie kann diese Darstellung für sich allein genommen nicht beantworten.



Abbildung 6-12: Zusammenhang zwischen EDR und optischer Leistung für neun verschiedene Laser jeweils mit hoher Reflektivität R (gefüllte Punkte) und niedriger Reflektivität R. Die sich jeweils bildenden Kurvenfronten sind als grau gestrichelten Linien markiert.

Abbildung 6-12 wird zum Beispiel als Ergänzung zu Abbildung 6-9 betrachtet. Hier können zwei grundsätzliche Strategien verglichen werden, die sich beim Betrachten von Abbildung 6-9 unter der Bedingung ergeben, dass die Sensitivität des Systems begrenzt ist.

Strategie I

Hier wird der Laser im Sättigungsbereich betrieben, um möglichst hohe Resonanzfrequenzen zu erreichen. Um Energie zu sparen, wird ein möglichst kleiner Laser gewählt. Um die maximale Bitrate zu steigern, wird *R* wie gezeigt optimiert. Durch diese Optimierung steigt nicht nur die Bitrate, sondern auch die optische Leistung, so dass es tatsächlich möglich wird, kleinere Laser zu benutzen (siehe Abschnitt 7.1).

Unabhängig von der Optimierung von *R* werden VCSEL meist im Sättigungsbereich betrieben, so dass eine maximale Bitrate erreicht werden kann.

Strategie II

Laut Abbildung 6-9 könnte es jedoch auch günstig sein, einen Laser im Normalbereich zu betreiben, die in diesem Bereich geringere optische Leistung durch eine größere Apertur auszugleichen und, um Energie zu sparen, *R* und damit den Schwellstrom herab zu setzen. Dies entspräche dann dem Normalbereich z.B. der beiden blauen Kurven $(\phi \sim 13 \mu m)$ in Abbildung 6-9. Dies scheint plausibel, bis Abbildung 6-12 zeigt, dass das eine signifikante Verringerung von *R* zur Folge hat, weil es immer einen kleineren Laser gibt, der bei gleicher optischer Leistung weniger Energie zum Übertragen von Daten benötigt. Betrachtet man mit dieser Erkenntnis wiederum Abbildung 6-9, wird deutlich, dass eben dieser kleine Laser bei diesen Parametern auch zusätzlich noch eine höhere maximale Bitrate erreicht. Dennoch wird dieser Fall im Abschnitt 7.2 näher betrachtet. Da die dort verwendeten Laser eine Emissionswellenlänge von 850 nm haben, muss wegen des hier vorhandenen sensitiveren Detektors die Apertur ϕ nicht vergrößert werden, so dass die "reine" Energieeinsparung im Minimum des Normalbereiches betrachtet werden kann.

Optimalfall

Ein mögliches Optimum könnte für die Grenze zwischen Normalbereich und Sättigungsbereich (siehe Abbildung 6-10) definiert werden. Durch die Optimierung von *R* auf diesen Arbeitspunkt könnten hohe Bitraten bei sehr niedrigem EDR erreicht werden. Darüber hinaus wäre an diesem Punkt auch die Stromdichte verhältnismäßig gering, so dass auch die Lebensdauer positiv beeinflusst würde. Der Energieverbrauch pro Bit des Lasertreibers über der Bitrate zeigt einen ähnlichen Kurvenverlauf wie der Laser (Abbildung 6-10). Auch hier gibt es einen Sättigungsbereich und ein Minimum davor [42]. Es soll vorausgesetzt sein, dass Laser und Treiber gut aneinander angepasst sind.

Je höher die Sensitivität des Detektors, desto kleiner kann ϕ gewählt werden. Mit kleiner werdendem ϕ wird so nicht nur die Bitrate weiter erhöht, sondern auch das EDR verringert. Denkt man sich in Abbildung 6-12 eine Kurvenfront (hellgrau gestrichelt), gebildet aus den Kurven bei niedrigem *R*, dann liegen die Grenzpunkte zwischen Normalbereich und Sättigungsbereich der einzelnen Laser in den Bereichen der Kurven, die die Kurvenfront bilden. Dies entspricht also auch einer Optimierung des EDR bzgl. der optischen Leistung für diese Punkte.

Es sei hier angemerkt, dass die Verringerung von *R* eine Verschiebung der Kurvenfront zu höheren Leistungen bewirkt. Da, wie schon erwähnt, kleine Laser stärker gedämpft sind als große Laser, sind bei gleicher Beschichtungsdicke nicht alle Laser gleich gut optimiert.

6.3 Temperaturstabilität

Wie in der Einleitung besprochen, ist es das erklärte Ziel der hier gezeigten Forschung den Weg der VCSEL zum Endverbraucher zu ebnen. Eine Notwendigkeit zur Kühlung wäre für diesen Durchbruch genauso hinderlich wie besonders hohe Anforderungen an die elektronische Treibereinheit. Nicht nur der VCSEL als Bauelement sollte ein "Pfennigartikel" sein, sondern eben auch das Modul, das zu seinem Betrieb benötigt ist. Während der Begriff "Temperaturstabilität" meist im Zusammenhang mit dem Erreichen hoher Bandbreiten bzw. Bitraten bei hohen Temperaturen verwendet wird, soll er hier eine tatsächliche Stabilität bzw. Unabhängigkeit wichtiger Lasereigenschaften bei Änderung der Temperatur beschreiben.

Für kommerzielle Anwendungen werden meist Dauerbetriebstemperaturbereiche zwischen 0°C und 70°C gefordert. Für industrielle Anwendungen wird dieser Bereich sogar auf -40°C bis 85°C erweitert [89]. Dies ist keine Definition, da dieser Dauerbetriebstemperaturbereich variiert und von jedem Hersteller festgelegt wird. Für die vorliegende Arbeit sollen diese Temperaturen als Richtwerte dienen, damit VCSEL in einem Gerät oder einer Anlage den anderen verbauten Komponenten angepasst sind.

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, ist die Gewinnkurve stark temperaturabhängig. Niedrigere Temperaturen steigern den maximalen Gewinn und stauchen die Gewinnkurve. Daher sind tiefe Temperaturen eher kein Problem für den Laserbetrieb. Hohe Temperaturen senken hingegen den maximalen Gewinn und verschieben dieses gesenkte Maximum zu längeren Wellenlängen, allerdings in stärkerem Maße wie die Wellenlängenverschiebung durch die temperaturbedingte Kavitätsänderung. Um den Laserbetrieb bei hohen Temperaturen zu begünstigen, werden das Maximum der Gewinnkurve und die Grundmode der Kavität für eine höhere Temperatur einander angepasst. So besteht zwischen dem Photolumineszenzpeak der Quantenwells und dem Kavitätsdip ein Versatz von ~20 nm. Dabei liegt der PL-peak bei Raumtemperatur bei einer geringeren Wellenlänge. Das Resultat ist sehr gut anhand des Schwellstromes in Abbildung 5-7 zu erkennen. Hier sind, je nach Reflektivität R, 55°C bzw. 65°C die für das Lasing günstigsten Temperaturen.



Abbildung 6-13: Bandbreite f_{3dB} (gefüllte Punkte) und Relaxationsresonanz f_R (offene Punkte) bei 25°C (schwarz) und 85°C (rot) als Funktion der Wurzel der Differenz aus Pumpstrom und Schwellstrom eines Lasers mit 7 µm Aperturdurchmesser. Der Einschub zeigt die Kleinsignalkurven bei 25°C (schwarz) und 85°C (rot) gemessenen jeweils bei 2,54 \sqrt{mA} (grau gestrichelte Linie). Dies entsprich genau dem Arbeitspunkt der später gezeigten Großsignalmessung von 50 Gbit/s.

Ebenso wie die statischen Eigenschaften der Laser werden so auch die dynamischen verbessert. Es erhöht sich der D-Faktor bei einem derart detuneten VCSEL bei 85°C deutlich gegenüber 25°C. Da die Sättigung von f_R und damit auch von f_{3dB} bei höheren Temperaturen früher einsetzt, gibt es eine Stromstärke, bei der f_R und f_{3dB} temperaturunabhängig sind. Abbildung 6-13 zeigt f_R und f_{3dB} als Funktion der Wurzel aus der Differenz aus Pumpstrom und Schwellstrom. Bei einem Wert von etwa 2,2 \sqrt{mA} liegen jeweils die Messungen bei 25°C (schwarz) und 85°C (rot) für f_R (offene Punkte) und f_{3dB} (gefüllte Punkte) übereinander. Die grau gestrichelte Line markiert den Arbeitspunkt der später gezeigten Großsignalmessung bei 50 Gbit/s. Diese wurde nicht

bei 2,2 \sqrt{mA} , sondern bei 2,54 \sqrt{mA} durchgeführt, um die optische Leistung zu steigern. Der Einschub in Abbildung 6-13 zeigt die beiden zum Arbeitspunkt (grau gestrichelt) gehörenden Kleinsignalkurven bei 25°C (schwarz) und 85°C (rot). Trotz der erhöhten Stromstärke stimmen beide Kurven noch recht gut überein.



Abbildung 6-14: Bandbreite f_{3dB} bei 25°C (gefüllte Punkte) und 85°C (offene Dreiecke) als Funktion der Wurzel der Differenz aus Pumpstrom und Schwellstrom bei hohem *R* (blau), bei mittlerem *R* (grün) und bei niedrigem *R* (rot).

Es bleibt die Frage zu klären, welchen Einfluss die Änderung von R auf die Temperaturabhängigkeit hat. Abbildung 6-14 zeigt hierzu die Bandbreite f_{3dB} als Funktion der Wurzel der Differenz aus Pumpstrom und Schwellstrom bei 25°C (gefüllte Punkte) und 85°C (offene Dreiecke) bei hohem R (blau), bei mittlerem R (grün) und bei niedrigem R (rot). Im Sättigungsbereich steigt durch Reduktion von R die Bandbreite bei 25°C deutlich. Dadurch wird der Schnittpunkt der Kurven so verschoben, dass er fast genau im Übergang von Sättigungsbereich und Normalbereich liegt. Auch die Bandbreite im Sättigungsbereich bei 85°C erhöht sich durch Reduktion von R. Dadurch, dass $H(f_R)$ im Sättigungsbereich bei 85°C deutlich höher ist als bei 25°C, fällt diese Erhöhung aber deutlich geringer aus. Deshalb wird auch der Schnittpunkt beider Kurven verschoben, diesmal hin zu größerer Bandbreite. So ist es möglich, temperaturunabhängig hohe Bandbreiten bei niedrigem Energieverbrauch pro Bit und gemäßigter Stromdichte zu erreichen.

7 GROßsignalmessungen

In diesem Kapitel werden zwei Fallbeispiele anhand von Datenübertragungsexperimenten besprochen. Erklärtes Ziel dieser Arbeit ist es, den Laser bezüglich aller seiner Parameter zu optimieren. Vorgestellt werden hier zwei Extrembeispiele dieser Optimierung. Für die Wellenlänge 980 nm werden Laser vorgestellt, die bei geringem Energieverbrauch hohe Bitraten und hohe optische Leistungen erreichen. Für die Wellenlänge 850 nm werden Laser vorgestellt, die dafür optimiert sind, mit einem Minimum an Energie betrieben werden zu können.

7.1 980 nm VCSEL mit schwacher Dämpfung

Während bei der Kleinsignalmessung immer ein komplettes Frequenzspektrum (hier üblicherweise von 5 MHz bis 40 GHz) untersucht wird, beschränkt sich jede Großsignalmessung auf eine diskrete Bitrate. Die in Abbildung 6-9 dargestellten Kurven sind aus der Bandbreite f_{3dB} berechnet und verstehen sich als theoretisch erreichbare Maximalbitrate und minimal EDR. Es ist natürlich ohne weiteres möglich, Daten mit niedrigerer Bitrate oder mit höherem Energieverbrauch zu übertragen. Höhere Bitraten bei weniger EDR sind eher nicht erreichbar. Ziel der Großsignalmessung ist es also, den jeweiligen Kurven möglichst nahe zu kommen. Da, wie schon erwähnt, der Messaufbau durch die Sensitivität des Detektors begrenzt ist, war es nur möglich, sich den Kurven im oberen Bereich anzunähern (oberhalb der grau gestrichelten Linie, die das Sensitivitätslimit verdeutlichen soll). Das gleiche Prinzip gilt auch für die Stromdichte-Bitraten-Beziehung (Abbildung 6-11) sowie das EDR-Leistungs-Verhältnis (Abbildung 6-12).

Abbildung 7-1 a) zeigt zwei Großsignalmessungen bei 50 Gbit/s (offene Sterne) und bei 52 Gbit/s (gefüllte Sterne). Die 52 Gbit/s ist das Limit unseres BER-Systems, gekennzeichnet als rot gestrichelte Line in Abbildung 6-9. Der zur Großsignalmessung gehörende Messpunkt (Stern) liegt also kurz vor dem Schnittpunkt der Messkurve des ~7 µm-VCSELs bei reduziertem *R* (grüne offene Punkte) und der roten gestrichelten Linie des Limits des BER-Systems. Für die 50 Gbit/s-Messung wurde nicht einfach nur die Bitrate reduziert. Auch der Pumpstrom und die Modulationspannung wurden am Minimum, also der grünen Kurve folgend, reduziert. Das Verfolgen der grünen Kurve ist natürlich nur bis zum Schnitt mit der grau gestrichelten Linie, also dem Limit des Detektors möglich. Alle darunterliegenden Werte werden zwar vom Laser erreicht, können aber mit dem hier verwendeten Großsignalmessaufbau nicht mehr detektiert werden. An dieser Stelle muss darauf hingewiesen werden, dass für die Großsignalmessungen nicht exakt die gleichen Laser wie für die Kleinsignalmessung verwendet wurden. Auch ist der Modulationshub bei der Kleinsignalmessung vernachlässigbar. Bei der Großsignalmessung muss dieser als nichtreflektierter Teil einer Effektivleistung zur elektrischen Leistung beim Berechnen des EDR dazugerechnet werden [90]. Trotzdem stimmen die BER-Messpunkte (Sterne) ungefähr mit den Vorhersagen für die maximale Bitrate und dem EDR-Wert aus den Kleinsignalmessungen für den gewählten Aperturdurchmesser (grüne Kurve - $\sim 7 \mu m$) überein (Abbildung 6-9).

Sowohl Abbildung 6-9 als auch die große Augenöffnung in Abbildung 7-1 a) legen nahe, dass mit diesen Lasern auch noch größere Bitraten erreichbar sein sollten. Mindestens aber könnten mit einem sensitiveren Detektor EDR und Stromdichte bei gleicher Bitrate gesenkt werden. So sollte laut Abbildung 6-9 der 5 µm-Laser (rote Kurve) bei 50 Gbit/s weniger als 200 fJ/bit und bei 52 Gbit/s nur wenig mehr als 200 fJ/bit benötigen. Das wäre weniger als die Hälfte der Energie im Vergleich zum Laser aus Abbildung 7-1. Abbildung 6-12 zeigt, dass die optische Leistung dieses Lasers bei einer Bitrate von 50 Gbit/s nur um 25% sinken würde, also im gleichen Maß wie auch die Stromdichte an dieser Stelle - Abbildung 6-11. Außerdem würde der Laser unter diesen Bedingungen etwa an der Grenze zwischen Normalbereich und Sättigungsbereich betrieben werden. Mit dem im letzten Abschnitt beschriebenen Detuning wäre er damit auch sehr temperaturstabil.

Abbildung 7-1 b) zeigt anhand des ~7 μ m großen Lasers, wie sich diese Temperaturstabilität auf die Datenübertragungseigenschaften auswirkt. Hier ist zu der 50 Gbit/s-Messung bei 25°C aus Abbildung 7-1 a) die gleiche Messung bei 55°C, 75°C und 85°C dargestellt. Alle vier Messungen wurden mit unverändertem Pumpstrom und mit demselben Modulationshub durchgeführt. Diese Eigenschaft senkt die Anforderungen an einen elektronischen Treiber ganz erheblich. Auch die Powerpenalty bei der Veränderung der Umgebungstemperatur ist sehr gering, so dass auch zusätzliche Anforderungen an den Detektor durch die laserseitige Temperaturänderung gering sind. Dies alles trägt zur Senkung der Anschaffungskosten von Treiber und Detektor sowie zur Reduzierung des Energieverbrauchs und auch der Baugröße bei. Damit wird das gesamte Übertragungssystem energieeffizient und kostengünstig.



Abbildung 7-1: Biterrorraten dargestellt als –log(BER) als Funktion der optischen Leistung in der Faser kurz vor dem Detektor bei a) konstant 25°C Umgebungstemperatur und b) konstant 50 Gbit/s. Die waagerechten grau gestrichelten Linien markieren die Grenze zur Fehlerfreiheit (-log(BER)<10⁻¹²). a): Fehlerfreie Messung von 52 Gbit/s (gefüllter Stern) und 50 Gbit/s (offener Stern). Der Einschub stellt das Augendiagramm der unabgeschwächten 52 Gbit/s-Messung dar. b): 50 Gbit/s Messungen bei 25°C, 55°C, 75°C und 85°C. Der Einschub stellt das Augendiagramm der unabgeschwächten 85°C-Messung dar.

Eine Datenübertragung von 50 Gbit/s mit weniger 200 fJ/bit und unter 15 kA/cm² sollte ohne weiteres im industriellen Dauerbetriebstemperaturbereich bis 85°C mit stabilen Betriebsbedingungen und sehr geringen Anforderungen an alle anderen Komponenten im System möglich sein.

7.2 850 nm VCSEL mit starker Dämpfung

Da für die Emissionswellenlänge 980 nm keine empfindlichen Detektoren verfügbar sind, war die Großsignaluntersuchung des Normalbereichs der Laser nur unzureichend möglich. Um die Optimierung der Reflektivität *R* auf einen Punkt im Normalbereich erklären zu können, wird sich hier älterer Messungen bedient [46]. Der hier gezeigte Laser emittiert bei 850 nm. Für diese Wellenlänge sind sensitive und gleichzeitig breitbandige Multimodedetektoren kommerziell erhältlich. Bis auf den Detektor wurden alle Messungen mit dem gleichen Equipment durchgeführt wie für die Messungen der 980 nm VCSEL. Durch den sensitiveren Detektor war es nun möglich, die optische Leistung zu verringern.

Abbildung 7-2 zeigt die Ergebnisse von Datenübertragungsexperimenten bei 25°C mit den Bitraten a) 17 Gbit/s über ein kurzes Faserstück (back-to-back – Kreis) und über 100 m Multimodefaser (Viereck) sowie b) 25 Gbit/s (BTB – blaues Viereck) und 100 m MMF (grünes Dreieck). Wie an Abbildung 7-2 deutlich wird, sind bei 850 nm fehlerfreie BER-Messungen mit weniger als 0,1 mW optischer Leistung möglich. Auch eine geringere Dispersion der auf 850 nm optimierten Fasern ermöglicht Übertragungen über 100 m Faserlänge und mehr. Worauf hier allerdings näher eingegangen werden soll, ist die Tatsache, dass zur Übertragung von 25 Gbit/s nur 117 fJ/bit und bei 17 Gbit/s sogar nur 83 fJ/bit benötigt wurden.



Abbildung 7-2: BER-Messungen eines $\phi \sim 2 \mu m$ VCSELs bei 25°C. a) bei 17 Gbit/s über ein kurzes Faserstück (back-to-back – BTB – Punkt) und 100 m Multimodefaser (Viereck). b) bei 25 Gbit/s wieder BTB (Viereck) und 100 m MMF (Dreieck). Die Einschübe zeigen jeweils das dazugehörige Augendiagramm [46].

Trägt man diese niedrigen Rekordwerte in ein gemeinsames Diagramm mit den berechneten Werten aus den zum Laser gehörenden Kleinsignalmessungen, wird klar, wie diese niedrigen Werte erreicht werden konnten (Abbildung 7-3). Wie bereits im vorherigen Kapitel vorgeschlagen, wurden die 25 Gbit/s in etwa am Übergang von Normalbereich zu Sättigungsbereich gemessen. Hier können hohe Bitraten bei relativ niedrigem EDR erzielt werden. Zusätzlich wurde im letzten Kapitel ein EDR-Minimum im Normalbereich vorhergesagt. Abbildung 7-3 zeigt, dass die 17 Gbit/s bei diesem Minimum gemessen wurden.

Wie auch schon in Abbildung 6-10 erfolgte die Anpassung der Gleichung (6.4) aus Abschnitt 6.2 an den Normalbereich von Abbildung 7-3. Wieder wurde die Annahme getroffen, dass die Änderung des f_{3dB}/f_{R} -Verhältnises vernachlässigt werden kann, solange $H(f_R)$ nicht deutlich unter 3 dB sinkt. Nur dann kann die Bitrate mit festem Faktor aus der Relaxationsresonanzfrequenz genähert werden. Dies trifft allerdings nur für Abbildung 7-4 zeigt f_{3dB}/f_{R} -Verhältnis niedrige Bitraten zu. das der Kleinsignalmessungen dieses Lasers als Funktion von $H(f_R)$. Hier wird deutlich, dass der Laser sehr stark gedämpft ist und dass daher das f_{3dB}/f_R -Verhältnis schon bei kleinen Strömen sehr stark abfällt. Bei kleinen Strömen kann f_{3dB}/f_R mit ~1.3 genähert werden, so dass die Bitrate mit dem Faktor 2.6 aus $f_{\rm R}$, für die theoretische Näherung der Normalbereichsfunktion (rot) in Abbildung 7-3 berechnet werden kann. Diese Funktion stimmt deswegen nur für kleine Ströme mit den Messwerten überein, da bei größeren Strömen mit $H(f_R)$ auch das f_{3dB}/f_R -Verhältnis sinkt. Damit sinkt auch die maximale Bitrate und somit steigt natürlich der EDR-Wert.



Abbildung 7-3: Aus Kleinsignalmessungen berechnete minimale EDR über der maximal erreichbaren Bitrate des $\phi \sim 2 \,\mu m$ VCSELs dessen BER-Messungen in Abbildung 7-2 dargestellt ist. Zusätzlich zu den berechneten Messpunkten sind die zwei Großsignalmessungen mit kurzer Faser (BTB) als Sterne eingetragen. Die theoretische Vorhersage des Normalbereiches ist rot gekennzeichnet. Durch Reduktion von *R* würden die von der theoretischen Kurve abweichenden Messpunkte in Pfeilrichtung bis auf die rote Kurve verschoben werden.

Die Reflektivität *R* des Auskoppelspiegels des hier gezeigten Lasers ist für die Bitrate 17 Gbit/s optimiert. Die Kleinsignalmessung zur Stromstärke, die dem Arbeitspunkt der 17 Gbit/s Großsignalmessung entspricht, hat ein log $H(f_R)$ von knapp 3 dB (Abbildung 7-4). Dieser Punkt ist im grün markierten Optimierungsbereich in Abbildung 7-4 der Punkt mit der höchsten Relaxationsresonanzfrequenz. Bei weiterer Erhöhung der Stromstärke verringert sich $H(f_R)$ und damit das f_{3dB}/f_R -Verhältnis drastisch. Dadurch weicht in Abbildung 7-3 die Messkurve von der theoretisch berechneten Linie ab.



Abbildung 7-4: f_{3dB}/f_R -Verhältnis in Abhängigkeit von $H(f_R)$ des ϕ ~2 µm VCSELs. Der Optimierungsbereich ist grün markiert. Der Pfeil zeigt in Richtung in der sich γ verringert.

Durch Verringerung von R und damit auch γ , könnte $H(f_R)$ und damit das f_{3dB}/f_R -Verhältnis erhöht werden. Die Messkurve in Abbildung 7-4 würde sich in Pfeilrichtung verschieben. Würde man z.B. den Messpunkt in den grünen Optimierungsbereich verschieben, der der 25 Gbit/s-Großsignalmessung entspricht, wäre der Laser für diesen Arbeitspunkt optimiert. Dies würde sich dann auch auf Abbildung 7-3 auswirken. Durch die Erhöhung des f_{3dB}/f_R -Verhältnisses könnten Maximalbitraten erreicht werden. Gleichzeitig würde sich dank der höheren Bitrate, bei gleicher elektrischer Leistung, das EDR verringern. Der Teil der Messkurve in Abbildung 7-3, der von der theoretischen Kurve abweicht, würde in Pfeilrichtung verschoben werden, bis die Messpunkte auf der Theoriekurve liegen. Es ist dann möglich, höhere Bitraten bei geringerem EDR zu messen.

Schätzt man diese Verschiebung in Abbildung 7-3 ab, kommt man auf eine Maximalbitrate von etwa 29 Gbit/s. Zum gleichen Ergebnis führt eine Abschätzung auf Grundlage von Abbildung 7-4. Die Grenze zwischen Normal- und Sättigungsbereich in Abbildung 7-3 entspricht in Abbildung 7-4 einem f_{3dB}/f_R -Verhältnis von etwa 1,1. Wird durch Reduktion von *R* dieser Punkt optimiert, sollte er in Pfeilrichtung in den grünen Bereich verschoben werden. Dadurch sollte das f_{3dB}/f_R -Verhältnis auf fast 1,25 ansteigen. Dieser Erhöhung von gut 13% würde sich in einer entsprechenden Bitratensteigerung niederschlagen. So würde die Maximalbitrate an der Grenze von Normalbereich zu Sättigungsbereich von 26 Gbit/s auch auf etwa 29 Gbit/s ansteigen.



Abbildung 7-5: Bandbreite aus den Kleinsignalmessungen (schwarze Punkte) des stark gedämpften 850 nm Lasers als Funktion der Wurzel aus Strom über der Laserschwelle. Der Anstieg der rote Geraden ist der MCEF als Fit an die Messpunkte für die log $H(f_R) > 3$ dB gilt. Der Pfeil zeigt eine mögliche Erhöhung der Bandbreite durch Verringerung der Reflektivität *R* an.

Aus der Annahme, dass das f_{3dB}/f_R -Verhältnis bei log $H(f_R) < 3dB$ gerade nicht konstant ist, ergibt sich für besonders stark gedämpfte Laser (wie den hier gezeigten) noch eine weitere Schlussfolgerung. Der MCEF (modulation current efficency factor) wurde für niedrige Stromstärken *I* eingeführt als [82, 91-93]:

$$MCEF = \frac{f_{3dB}}{\sqrt{I - I_{th}}}$$
(7.1)

unter der Annahme, dass die Dämpfung γ bei niedrigen Strömen sehr klein ist [82]. Unter Verwendung von Gleichung (2.15) kann der MCEF auch geschrieben werden als:

$$MCEF = D \frac{f_{3dB}}{f_R}$$
(7.2)

Der Geltungsbereich des MCEF kann nun auch durch den in Abschnitt 2.3 definierten Parameter log $H(f_R)$ eingeschränkt werden. Wie gezeigt, ist die Änderung des f_{3dB}/f_R -Verhältnisses für log $H(f_R) > 3$ dB vernachlässigbar, so dass MCEF proportional zum *D*-Faktor ist. Die Definition des MCEF gilt daher nicht für log $H(f_R) < 3$ dB. Für den stark gedämpften Laser dieses Kapitels gilt in Abbildung 7-4 die Gleichung (7.1) tatsächlich nur für niedrige Ströme. Abbildung 7-5 zeigt die Bandbreite f_{3dB} als Funktion der Wurzel aus Stromstärke. Wie vorhergesagt, weichen die Messpunkte von der theoretisch gefundenen Fitfunktion ab, für die log $H(f_R) < 3$ dB gilt. Messpunkte für die log $H(f_R) > 3$ dB ist, können, passend zu Gleichung (7.1), mit einer linearen Funktion durch den Ursprung gefittet werden.

Den Geltungsbereich des MCEF durch die Dämpfung γ einzuschränken, erscheint nun nicht mehr sinnvoll. Zum Vergleich mit anderen Arbeiten [82]:

$$\gamma^2 \ll 8\pi^2 f_{\rm R}^2 \tag{7.3}$$

soll dies hier trotzdem gemacht werden. Dabei wurde (7.3) unter der Annahme aufgestellt, dass es keine Parasiten gibt. Gleiches gilt für Gleichung (2.18). Mit log $H(f_R) = 3 \text{ dB} > 1$ und Gleichung (2.18) ergibt sich eine Gültigkeit der Gleichung (7.1) für:

$$\gamma < 2\pi f_{\rm R} \tag{7.4}$$

Dies liegt wegen:

$$\gamma^2 < 4\pi^2 f_{\rm R}^2 < 8\pi^2 f_{\rm R}^2$$

innerhalb des in [82] vorgeschlagenen Geltungsbereiches des MCEF (natürlich mit $f_R > 0$ und ohne Parasiten). Wegen des Ausschlusses der Parasiten ist allerdings dieser theoretische Ansatz für reale Bauelemente nicht praktikabel, zumal bei Verstärkung der Parasiten die Dämpfung zusätzlich verringert werden muss, damit der MCEF seine Gültigkeit behält. Eine Einschränkung der Gültigkeit des MCEF auf kleine Stromstärken kann für besonders stark gedämpfte Laser sogar falsch sein.

Durch Verringerung der Reflektivität *R* des Auskoppelspiegels könnte, bei dem in Abbildung 7-5 dargestellten, stark gedämpften Laser, die Bandbreite für die Punkte mit $\log H(f_R) < 3$ dB in Pfeilrichtung bis maximal zur roten Linie erhöht werden.

8 FAZIT UND AUSBLICK

Die mit dieser Arbeit vorgestellte Observable $H(f_R)$ ermöglicht die Optimierung der Laser mittels eines bis dato unzureichend genutzten Freiheitsgrades. Während das Optimum von Parametern wie z.B. Gewinn oder aktives Volumen mit Extrema wie "möglichst groß" oder "möglichst klein" beschrieben werden können, war dies für die Haupteigenschaft des Auskoppelspiegels, die Reflektivität, nicht möglich. Weder durch die Reflektivität *R*, selbst noch mit Hilfe der Photonenlebensdauer τ_p , Dämpfung γ , oder Spiegelverluste α_m sind die Bedingungen für optimale Lasereigenschaften beschreibbar. $H(f_R)$ ermöglicht eine Optimierung des Auskoppelspiegels unter Berücksichtigung aller anderen Laserparameter. Durch $H(f_R)$ kann jeder Laser hinsichtlich Bandbreite und Energieverbrauch optimiert werden, dessen dynamische Eigenschaften mit Hilfe der singlemode Übertragungsfunktion H(f) beschrieben werden kann. Das beinhaltet auch die Optimierung bei Variation von Parametern, wie Aperturdurchmesser ϕ oder Pumpstrom I (Arbeitspunkt).

Neben der theoretischen Beschreibung von $H(f_R)$ wurde auch experimentell $H(f_R)$, als Bindeglied zwischen dem Parameterraum der Variablen *R*, *I*, ϕ und dem der abhängigen Größen Bandbreite, Energieeffizienz, optische Leistung und Stromdichte untersucht. So wurden die Bedingungen gefunden, unter denen VCSEL sehr hohe Bitraten erreichen dabei energieeffizient und bei niedrigen Stromdichten betrieben werden können. Außerdem können VCSEL so optimiert werden, dass sie über einen weiten Temperaturbereich nicht nur die Übertragungseigenschaften beibehalten, sondern auch ihre Betriebsparameter. Dies ermöglicht TOSAs die ungekühlt betrieben werden können, mit VCSELn langer Lebensdauer, niedrigem Energieverbrauch und trotzdem sehr hoher Bitrate. Die Anforderungen an den Treiber im TOSA sind dabei minimal, so dass der TOSA damit insgesamt zu einem Low-Budget-Artikel wird.

In Zukunft könnte durch die Verwendung neuer Substrate, wie Silizium, nicht nur effiziente Siliziumphotonik realisiert, sondern auch die thermischen Eigenschaften der Laser verbessert werden. Eine Verschiebung der thermischen Sättigung würde nicht nur
die optische Leistung erhöhen. Eine Erhöhung der maximalen Resonanzfrequenz hätte einen sehr großen Einfluss auf die Bandbreite und damit auf die Bitrate [94, 95]. Diese Strategie weist im Übrigen eine sehr große Ähnlichkeit zum Equalizing auf. Abbildung 8-1 zeigt das elektrische Signal (dargestellt als Augendiagramm) eines nach dem Prinzip des Equalizing arbeitenden Treibers [36]. Die alternierende 0-1-Bitfolge wird durch einen Sinus mit erhöhter Amplitude erzeugt. Wie man auch ohne Fourier-Transformation leicht sieht, schließt die Frequenz dieses Sinus das elektrische Spektrum am oberen Ende ab [14]. Interessanter Weise übersteigt seine Amplitude (mit ~10 mA) alle anderen Auslenkungen (mit ~7 mA) soweit, dass hier die Leistung um etwa 3 dB erhöht ist. Mit einer Periodendauer von ~28 ps ergibt sich eine Frequenz von gut 35 GHz. Hier zeigt sich der Vorteil des Equalizings. Die Überhöhung kann auch über die eigentliche Grenzfrequenz des Lasers hinausgeschoben werden. Dies ist aber, wie schon besprochen, immer gegen den großen Nachteil des teuren und ineffizienten Treibers abzuwägen. Der Vorteil relativiert sich umso mehr, da auch mit der hier gezeigten Methode Grenzfrequenzen jenseits der 30 GHz erreicht werden (Abbildung 8-3).



Abbildung 8-1: Simuliertes Augendiagramm des elektrischen Signals eines Treibers nach dem Prinzip des Equalizings [36].

Nachteil beider Methoden ist die hohe Belastung der Bauelemente. Durch eine bessere thermische Anbindung kann zwar die thermisch bedingte Sättigung der Relaxationsresonanz zu höheren Frequenzen verschoben werden, trotzdem sind zum Erreichen dieser f_R hohe Stromdichten nötig. Beim Equalizing reichen die Stromstärkemaxima sogar von Stromstärken deutlich größer als der Rollover bis in den Sperrbereich der Laserdiode [36]. Es ist davon auszugehen, dass beide Methoden die Lebensdauer der Bauelemente beeinträchtigen. Für kommerzielle Anwendungen werden daher wohl beide Methoden auf kleinere Stromdichten limitiert werden, so dass der Vorteil der hier vorgestellten Methode klar auf der Hand liegt. Darüber hinaus sind beide Methoden nur mit einem entsprechend schnellen Detektor wirkungsvoll.

Eine weitere Verbesserung die sich aus dieser Arbeit ergibt und die schon in die Tat umgesetzt wurde, basiert auf den klaren Vorteilen kleiner Laser. Diese haben, wie gezeigt, nicht nur eine höhere Maximalbandbreite, sie sind auch effizienter und können bei niedrigeren Stromdichten betrieben werden. Da kleine Laser stärker gedämpft sind als Große, muss bei kleinen Lasern die Reflektivität R kleiner sein. Bei einer Einschränkung des maximalen Aperturdurchmessers ϕ und des minimalen Arbeitspunktes I könnte auch die maximal nötige Reflektivität R eingeschränkt werden. Es würde also nicht mehr der in Abbildung 8-2 grün gekennzeichnete Reflektivitätsbereich benötigt werden. Dem schwarzen Pfeil in Abbildung 8-2 folgend, kann damit auf eine große Anzahl von Spiegelpaaren verzichtet werden. Bei einer Reduktion von z.B. 21.5 auf 15.5 Spiegelpaaren verringern sich nicht nur die materialbedingten Verluste, sondern auch die Produktionskosten um etwa 10 %.



Abbildung 8-2: Intervall einer möglichen Reflektivitätsänderung durch Veränderung der äußersten Spiegelschicht (siehe auch Abbildung 2-6). Die gezeichneten Kurven sind die Einhüllenden der sich ändernden Reflektivität und werden nur erreicht bei einer Schichtdicke von ganzen $\lambda/4$. Die Reflektivität der blauen Kurve wird durch eine ungerade Anzahl wechselnder Schichten erreicht, die Reflektivität der roten Kurve durch eine gerade Zahl wechselnder Schichten. Eine genaue Simulation von *R* mit von $\lambda/4$ abweichenden Endschichten ist in Abbildung 2-8 dargestellt. Der grüne Pfeil zeigt die Änderung von *R* durch Änderung der letzten Spiegelschicht. Der schwarze Pfeil zeigt die Änderung der Anzahl der Spiegelpaare des Auskoppelspiegels.

Eine neue Lasergeneration wurde an der TU-Berlin [96] nach eben diesem Prinzip bereits designt und mit dem Fokus auf besonders kleine Aperturen prozessiert. Das Ergebnis beeindruckt und bestätigt zugleich die Ergebnisse und Schlüsse dieser Arbeit. Abbildung 8-3 zeigt das minimale EDR als Funktion der maximal erreichbaren Bitrate (berechnet mit dem Faktor 2 wie im Abschnitt "Energieeffizienz" beschrieben). Für einen aussagekräftigen Vergleich wurde sowohl ein kleiner (~2 μ m) Laser der neuen Generation mit reduziertem Spiegel (rot) geplottet, als auch die Laser (~5 μ m bis ~13 μ m) der nun "alten" Generation (grau). Es zeigt sich, dass (wie vorhergesagt) durch Reduktion des Aperturdurchmesser, bei drastischer Reduktion der Reflektivität durch Verringerung der Anzahl der Spiegelpaare, der Energieverbrauch deutlich reduziert und gleichzeitig die Bitrate deutlich gesteigert werden kann.



Abbildung 8-3: Aus Kleinsignalmessungen berechnete minimale EDR über der maximal erreichbaren Bitrate für die VCSEL der "alten" Generation (grau) und zum Vergleich ein VCSEL mit kleiner Apertur und reduziertem Spiegel der neuen Generation (rot). Die gestrichelte Linie markiert die 100 fJ/bit-Marke [96].

So sind mit dieser Lasergeneration maximale Bitraten von über 60 Gbit/s bei einem Energieverbrauch von weniger als 200 fJ/bit ohne teure wellenformbeeinflussende Treiberelektronik möglich. Bei 55 Gbit/s reduziert sich der Energieverbrauch auf 100 fJ/bit und bei 25 Gbit/s sogar auf etwa 50 fJ/bit [96]. Voraussetzung zum Erreichen dieser Übertragungsraten ist aber die Verfügbarkeit sensitiver Photodioden bei 980 nm.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] A. Eisenberg, "An Express Lane From Camera to Computer," *The New York Times*, MARCH 13, 2010 2010.
- [2] M. Kremp, "Glasfaser statt Strom Ein Kabel für alle Fälle," *Spiegel Online*, 25.09.2009 2009.
- [3] J. A. Kash, A. F. Benner, F. E. Doany, D. M. Kuchta, B. G. Lee, P. K. Pepeljugoski, *et al.*, "Optical interconnects in future servers," in *Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC) and the National Fiber Optic Engineers Conference (NFOEC)*, ed, 2011, pp. 1–3.
- [4] H. Cheng, J. Gao, H. C. Wu, G. Liu, E. Lau, L. Yuan, *et al.*, "Optics vs. copper -From the perspective of Thunderbolt 3 interconnect technology," in *2016 China Semiconductor Technology International Conference (CSTIC)*, 2016, pp. 1-3.
- [5] H. Cheng, C. Krause, J. Ko, M. Gao, G. Liu, H. Wu, *et al.*, "Optics vs copper: from the perspective of "Thunderbolt" interconnect technology," 2013, pp. 86300J-86300J-5.
- [6] "Sieg der Mikrosekunde," *Der Spiegel,* vol. Nr. 22, p. S. 52 ff., 1962.
- [7] D. Evans, "The Internet of Things How the Next Evolution of the Internet Is Changing Everything," *Cisco Internet Business Solutions Group (IBSG)*, Apr. 2011 2011.
- [8] J. L. Jewell, Y. H. Lee, S. L. McCall, J. P. Harbison, and L. T. Florez, "High-finesse (Al,Ga)As interference filters grown by molecular beam epitaxy," *Applied Physics Letters*, vol. 53, p. 640, 1988.
- [9] "The Zettabyte Era: Trends and Analysis," *Cisco*, Jul. 2016 2016.
- [10] M. Hägler, "Transparenz ist zu wenig," Süddeutsche Zeitung, vol. Nr. 41, p. 15, 19. Feb. 2015 2015.
- [11] R. S. Tucker, "Green Optical Communications PartII: Energy Limitations in Networks," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 17, pp. 261–274, 2011.
- [12] P. Moser, J. A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, H. Li, N. N. Ledentsov, *et al.*, "56 fJ dissipated energy per bit of oxide-confined 850 nm VCSELs operating at 25 Gbit/s," *Electronics Letters*, vol. 48, pp. 1292–1294, 2012.
- [13] D. Coleman, "Fiber and copper cabling in data centers," in *Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC) and the National Fiber Optic Engineers Conference (NFOEC)*, ed, 2011, pp. 1–2.
- [14] J. Gao, H. Cheng, H. c. Wu, G. Liu, E. Lau, L. Yuan, et al., "Thunderbolt Interconnect - Opitcal and Copper," *Journal of Lightwave Technology*, vol. PP, pp. 1-1, 2016.
- [15] A. Larsson, P. Westbergh, J. S. Gustavsson, E. Haglund, and E. P. Haglund, "High-speed VCSELs and VCSEL arrays for single- and multi-core fiber

interconnects," in *SPIE OPTO*, C. Lei and K. D. Choquette, Eds., ed: SPIE, 2015, p. 93810D.

- [16] A. Polley, P. J. Decker, and S. E. Ralph, "10 Gb/s, 850 nm VCSEL based large core POF links: CTuLL3," in *Conference on Lasers and Electro-Optics* (CLEO/QELS) 2008, ed, 2008, pp. 1–2.
- [17] R. Nair, T. Gu, K. W. Goossen, F. Kiamilev, and M. W. Haney, "Demonstration of chip-scale optical interconnects based on the integration of polymer waveguides and multiple quantum well modulators on silicon," in 2011 IEEE Photonics Conference (IPC), ed, pp. 133–134.
- [18] J. A. Kash, A. F. Benner, F. E. Doany, D. M. Kuchta, B. G. Lee, P. K. Pepeljugoski, *et al.*, "Optical interconnects in exascale supercomputers," in *23rd Annual Meeting of the IEEE Photonics Society*, ed, 2010, pp. 483–484.
- [19] F. E. Doany, C. L. Schow, B. G. Lee, R. Budd, C. W. Baks, R. Dangel, et al., "Terabit/sec-Class Board-Level Optical Interconnects Through Polymer Waveguides Using 24-Channel Bidirectional Transceiver Modules," in *IEEE 61st Electronic Components and Technology Conference*, ed: IEEE, 2011, pp. 790– 797.
- [20] N. Bamiedakis, J. Chen, P. Westbergh, J. Gustavsson, A. Larsson, R. Penty, et al., "40 Gb/s Data Transmission Over a 1 m Long Multimode Polymer Spiral Waveguide for Board-Level Optical Interconnects," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, pp. 882–888, 2015.
- [21] T. Komljenovic, M. Davenport, J. Hulme, A. Liu, C. Santis, A. Spott, *et al.*, "Heterogeneous Silicon Photonic Integrated Circuits," *Journal of Lightwave Technology*, p. 1, 2015.
- [22] L. Neeti Panchal, "Optical Fiber Communication System Theory & Analysis," *International Journal of Research (IJR)*, vol. 1, pp. 1878-1884, November 2014 2014.
- [23] P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, W. Hofmann, and D. H. Bimberg, "High-Speed and Temperature-Stable oxide-confined 980-nm VCSELs for Optical Interconnects," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 19, pp. 1–7, 2013.
- [24] A. Mutig, J. A. Lott, S. A. Blokhin, P. Moser, P. Wolf, W. Hofmann, et al., "Highly temperature-stable modulation characteristics of multioxide-aperture high-speed 980 nm vertical cavity surface emitting lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 97, pp. 151101-1–3, 2010.
- [25] A. Larsson, J. S. Gustavsson, A. Haglund, J. Bengtsson, B. Kogel, P. Westbergh, *et al.*, "High speed VCSELs for optical interconnects," ed, pp. 269–272.
- [26] S. B. Healy, E. P. O'Reilly, J. S. Gustavsson, P. Westbergh, Å. Haglund, A. Larsson, et al., "Active Region Design for High-Speed 850 nm VCSELs," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, pp. 506–512, 2010.
- [27] A. R. Adams, "Strained-Layer Quantum-Well Lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 17, pp. 1364-1373, 2011.

- [28] N. Suzuki, T. Anan, H. Hatakeyama, K. Fukatsu, K. Yashiki, K. Tokutome, et al., "High Speed 1.1-\mm-Range InGaAs-Based VCSELs," *IEICE Transactions on Electronics*, vol. E92-C, pp. 942–950, 2009.
- [29] H. Hatakeyama, T. Anan, T. Akagawa, K. Fukatsu, N. Suzuki, K. Tokutome, et al., "Highly Reliable High-Speed 1.1-µm-Range VCSELs With InGaAs/GaAsP-MQWs," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, pp. 890–897, 2010.
- [30] Y. Gazaleh and F. Therez, "Optical absorption in the window layer and its contribution to the spectral response of a pGa1-x Alx As/p-GaAs/n-GaAs solar cell," *IEE Proceedings I - Solid-State and Electron Devices*, vol. 131, pp. 183-187, 1984.
- [31] M. A. Afromowitz, "Thermal conductivity of GaAlAs alloys," *Journal of Applied Physics*, vol. 44, pp. 1292–1294, 1973.
- [32] A. Mutig, W. Hofmann, S. A. Blokhin, P. Wolf, P. Moser, A. M. Nadtochiy, et al., "High speed high temperature stable 980 nm VCSELs operating error-free at 25 Gbit/s up to 85 °C for short reach optical interconnects," in Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC) and the National Fiber Optic Engineers Conference (NFOEC), ed, 2011, pp. 1–3.
- [33] A. Mutig, J. A. Lott, S. A. Blokhin, P. Moser, P. Wolf, W. Hofmann, et al., "Modulation Characteristics of High-Speed and High-Temperature Stable 980 nm Range VCSELs Operating Error Free at 25 Gbit/s up to 85 °C," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 17, pp. 1568–1575, 2011.
- [34] A. Mutig, G. Fiol, P. Moser, D. Arsenijevic, V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, et al., "120°C 20 Gbit/s operation of 980 nm VCSEL," *Electronics Letters*, vol. 44, pp. 1305–1306, 2008.
- [35] W. Hofmann, P. Moser, A. Mutig, P. Wolf, W. Unrau, and D. H. Bimberg, "980nm VCSELs for optical interconnects at 25 Gb/s up to 120°C and 12.5 Gb/s up to 155°C," in *Lasers and Electro-Optics (CLEO) and the International Quantum Electronics Conference (IQEC)*, ed, 2011, pp. 1–2.
- [36] D. Kuchta, A. Rylyakov, F. E. Doany, C. Schow, J. Proesel, C. Baks, et al., "A 71 Gb/s NRZ Modulated 850 nm VCSEL-based Optical Link," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, pp. 577–580, 2015.
- [37] D. Kuchta, A. V. Rylyakov, C. L. Schow, J. Proesel, C. Baks, P. Westbergh, et al., "64 Gb/s Transmission over 57 m MMF using an NRZ Modulated 850\,nm VCSEL," in Optical Fiber Communication Conference (OFC), ed, 2014, p. Th3C.2.
- [38] P. C. Chiang, H. W. Hung, H. Y. Chu, G. S. Chen, and J. Lee, "2.3 60Gb/s NRZ and PAM4 transmitters for 400GbE in 65nm CMOS," in 2014 IEEE International Solid-State Circuits Conference Digest of Technical Papers (ISSCC), 2014, pp. 42-43.
- [39] T. Shibasaki, W. Chaivipas, C. Yanfei, Y. Doi, T. Hamada, H. Takauchi, *et al.*, "A 56-Gb/s receiver front-end with a CTLE and 1-tap DFE in 20-nm CMOS," in 2014 Symposium on VLSI Circuits Digest of Technical Papers, 2014, pp. 1-2.

- [40] C. L. Schow, F. E. Doany, C. Chen, A. V. Rylyakov, C. W. Baks, D. M. Kuchta, et al., "Low-Power 16 x 10 Gb/s Bi-Directional Single Chip CMOS Optical Transceivers Operating at ≪ 5 mW/Gb/s/link," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 44, pp. 301-313, 2009.
- [41] J. E. Proesel, C. L. Schow, and A. V. Rylyakov, "Ultra Low Power 10- to 25-Gb/s CMOS-Driven VCSEL Links," in *Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC)*, ed, 2012, pp. 1–3.
- [42] D. M. Kuchta, "High-speed low-power short-reach optical interconnects for highperformance computing and servers," in *SPIE OPTO*, ed: SPIE, 2014, p. 901007.
- P. Westbergh, M. Karlsson, A. Larsson, P. A. Andrekson, and K. Szczerba, "60 Gbits error-free 4-PAM operation with 850 nm VCSEL," *Electronics Letters*, vol. 49, pp. 953–955, 2013.
- [44] R. Rodes, J. Estaran, B. Li, M. Müller, J. B. Jensen, T. Gründl, *et al.*, "100 Gb/s single VCSEL data transmission link," in *Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC)*, ed, 2012, pp. 1–3.
- [45] K. Szczerba, P. Westbergh, M. Karlsson, P. A. Andrekson, and A. Larsson, "70 Gbps 4-PAM and 56 Gbps 8-PAM Using an 850 nm VCSEL," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, pp. 1395–1401, 2015.
- [46] P. Moser, W. Hofmann, P. Wolf, J. A. Lott, G. Larisch, A. S. Payusov, et al., "81 fJ/bit energy-to-data ratio of 850 nm vertical-cavity surface-emitting lasers for optical interconnects," *Applied Physics Letters*, vol. 98, pp. 231106-1–3, 2011.
- [47] P. Westbergh, J. S. Gustavsson, B. Kogel, A. Haglund, and A. Larsson, "Impact of Photon Lifetime on High-Speed VCSEL Performance," *Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 17, pp. 1603-1613, Nov-Dec 2011.
- [48] E. P. Haglund, P. Westbergh, J. S. Gustavsson, and A. Larsson, "Impact of Damping on High-Speed Large Signal VCSEL Dynamics," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, pp. 795–801, 2015.
- [49] D. Ellafi, V. Iakovlev, A. Sirbu, G. Suruceanu, Z. Mickovoc, A. Caliman, et al., "Impact of Selective DBR Surface Etching on the Performance of 1300 and 1500nm Wafer-Fused VCSELs," in 2014 International Semiconductor Laser Conference (ISLC), ed, 2014, pp. 211–212.
- [50] K. Iga, "Surface-emitting laser-its birth and generation of new optoelectronics field," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, pp. 1201–1215, 2000.
- [51] L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*. New York, NY, USA: Wiley, 1995.
- [52] H. Ibach and H. Lüth, "Elektronische Bänder in Festkörpern," in *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*, ed Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009, pp. 159-187.
- [53] C. T. Sah, "The spatial variation of the quasi-Fermi potentials in p-n junctions," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. ED-13, pp. 839-846, 1966.

- [54] W. Shockley, "The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors," *Bell System Technical Journal*, vol. 28, pp. 435-489, 1949.
- [55] E. Fermi, "Zur Quantelung des idealen einatomigen Gases," *Zeitschrift für Physik,* vol. 36, pp. 902-912, 1926.
- [56] H. Ibach and H. Lüth, ""Freie" Elektronen im Festkörper," in *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*, ed Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009, pp. 135-158.
- [57] D. H. Bimberg, "From Ugly Duckling to Radiant Swan: Half a Century After the Discovery of the Semiconductor Laser," *IEEE Photonics Society News*, vol. 27, pp. 4–9, 2013.
- [58] H. Li, P. Wolf, P. Moser, G. Larisch, A. Mutig, J. A. Lott, et al., "Impact of the Quantum Well Gain-to-Cavity Etalon Wavelength Offset on the High Temperature Performance of High Bit Rate 980-nm VCSELs," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 50, pp. 613–621, 2014.
- [59] D. B. Young, J. W. Scott, F. H. Peters, M. G. Peters, M. L. Majewski, B. J. Thibeault, *et al.*, "Enhanced performance of offset-gain high-barrier verticalcavity surface-emitting lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, pp. 2013–2022, 1993.
- [60] M. Born, E. Wolf, A. B. Bhatia, P. C. Clemmow, D. Gabor, A. R. Stokes, *et al.*, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*: Cambridge University Press, 1999.
- [61] J. A. Lott, "Polymorph," 2015.
- [62] A. Larsson, P. Westbergh, J. S. Gustavsson, Å. Haglund, and B. Kögel, "Highspeed VCSELs for short reach communication," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 26, pp. 1–5, 2011.
- [63] A. Larsson, "Advances in VCSELs for Communication and Sensing," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 17, pp. 1552–1567, 2011.
- [64] P. Westbergh, J. S. Gustavsson, A. Haglund, M. Skold, A. Joel, and A. Larsson, "High-Speed, Low-Current-Density 850 nm VCSELs," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, pp. 694–703, 2009.
- [65] A. Mutig and D. H. Bimberg, "Progress on High-Speed 980 nm VCSELs for Short-Reach Optical Interconnects," *Advances in Optical Technologies*, vol. 2011, pp. 1–15, 2011.
- [66] D. Arsenijević, A. Schliwa, H. Schmeckebier, M. Stubenrauch, M. Spiegelberg, D. Bimberg, *et al.*, "Comparison of dynamic properties of ground- and excitedstate emission in p-doped InAs/GaAs quantum-dot lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 104, p. 181101, 2014.
- [67] D. Ellafi, V. Iakovlev, A. Sirbu, G. Suruceanu, Z. Mickovic, A. Caliman, *et al.*, "Control of cavity lifetime of 1.5\mm wafer-fused VCSELs by digital mirror trimming," *Optics Express*, vol. 22, p. 32180, 2014.

- [68] P. Westbergh, J. S. Gustavsson, B. Kögel, Å. Haglund, A. Larsson, and A. Joel, "Speed enhancement of VCSELs by photon lifetime reduction," *Electronics Letters*, vol. 46, pp. 938–939, 2010.
- [69] M. A. Bobrov, S. A. Blokhin, A. G. Kuzmenkov, N. A. Maleev, Y. M. Zadiranov, E. V. Nikitina, *et al.*, "Effect of the photon lifetime on the characteristics of 850nm vertical-cavity surface-emitting lasers with fully doped distributed Bragg reflectors and an oxide current aperture," *Semiconductors*, vol. 48, pp. 1657– 1663, 2014.
- [70] C. A. B. Gregory C. DeSalvo, John L. Ebel, David C. Look, John P. Barrette, Charles L. A. Cerny, Ross W. Dettmer, James K. Gillespie, Charles K. Havasy, Thomas J. Jenkins, Kenichi Nakano, Carl I. Pettiford, Tony K. Quach, James S. Sewell and G. David Via, "Wet Chemical Digital Etching of GaAs at Room Temperature," J. Electrochem. Soc., vol. 143, 1996.
- [71] D. J. Paul, "Silicon photonics: a bright future?," *Electronics Letters*, vol. 45, pp. 582–585, 2009.
- [72] J. A. Lott, "Fabrication and applications of lift-off vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL) disks," in *Photonics West*. vol. 4649, ed, 2002, pp. 203–210.
- [73] N. Belov, T. K. Chou, J. Heck, K. Kornelsen, D. Spicer, S. Akhlaghi, et al., "Thinlayer Au-Sn solder bonding process for wafer-level packaging, electrical interconnections and MEMS applications," in 2009 IEEE International Interconnect Technology Conference, 2009, pp. 128-130.
- [74] B. Yan, C. Wang, and W. Zhang, "The microstructure of eutectic Au-Sn and In-Sn solders on Au/Ti and Au/Ni metallizations during laser solder bonding process for optical fiber alignment," in *Conference on High Density Microsystem Design* and Packaging and Component Failure Analysis, 2006. HDP'06., 2006, pp. 298-303.
- [75] M. Köhler and A. Wiegand, *Etching in microsystem technology*. Weinheim [etc.]: Wiley-VCH, 1999.
- [76] A. N. Al-Omari and K. L. Lear, "VCSELs with a self-aligned contact and copperplated heatsink," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, pp. 1767–1769, 2005.
- [77] A. N. Al-Omari and K. L. Lear, "Fabrication and performance of bottom-emitting flip-chip bonded 980 nm vertical-cavity lasers with copper- and indium-plated heat-sinks," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 26, p. 125020, 2011.
- [78] K. Petermann, "Hochfrequenztechnik I Vorlesungsskript," 2012.
- [79] F. J. MacWilliams and N. J. A. Sloane, "Pseudo-random sequences and arrays," *Proceedings of the IEEE*, vol. 64, pp. 1715-1729, 1976.
- [80] H. Schmeckebier, "Introduction to System Experiments," in *Quantum-Dot-Based Semiconductor Optical Amplifiers for O-Band Optical Communication*, ed Cham: Springer International Publishing, 2017, pp. 75-91.
- [81] K. Technologies, "Triggering Wide-Bandwidth Sampling Oscilloscopes For Accurate Displays of High-Speed Digital Communications Waveforms," *Application Note*, 2014.

- [82] R. Michalzik, "VCSEL Fundamentals," in VCSELs: Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers, R. Michalzik, Ed., ed Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013, pp. 19-75.
- [83] M. Volwahsen, "The Influence of the Mirror Reflectivity on the Temperature Performance of High Speed VCSELs," *Bachelor Thesis*, 2014.
- [84] E. R. Hegblom, D. I. Babic, B. J. Thibeault, and L. A. Coldren, "Scattering losses from dielectric apertures in vertical-cavity lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, pp. 379–389, 1997.
- [85] P. Moser, *Energy-efficient VCSELs for optical interconnects*. Cham: Springer, 2016.
- [86] B. M. Hawkins, R. A. Hawthorne, J. K. Guenter, J. A. Tatum, and J. R. Biard, "Reliability of various size oxide aperture VCSELs," in *52nd Electronic Components and Technology Conference*, ed: IEEE, 2002, pp. 540–550.
- [87] L. Y. Karachinsky, S. A. Blokhin, I. I. Novikov, N. A. Maleev, A. G. Kuzmenkov, M. A. Bobrov, *et al.*, "Reliability performance of 25 Gbit s –1 850 nm verticalcavity surface-emitting lasers," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 28, p. 065010, 2013.
- [88] K. D. Choquette, W. W. Chow, G. R. Hadley, H. Q. Hou, and K. M. Geib, "Scalability of small-aperture selectively oxidized vertical cavity lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 70, pp. 823–825, 1997.
- [89] Wikipedia. (2016). *Temperaturbereiche von Elektronikbauelementen*. Available: <u>https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Temperaturbereiche_von_Elektronik</u> <u>bauelementen&oldid=155621349</u>
- [90] P. Moser, J. A. Lott, P. Wolf, G. Larisch, H. Li, N. N. Ledentsov, et al., "Impact of the aperture diameter on the energy efficiency of oxide-confined 850 nm high speed VCSELs," in SPIE OPTO, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XVII, ed: SPIE, 2013, p. 86390V.
- [91] T. R. Chen, B. Zhao, L. Eng, Y. H. Zhuang, J. O. Brien, and A. Yariv, "Very high modulation efficiency of ultralow threshold current single quantum well InGaAs lasers," *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 1525-1526, 1993.
- [92] L. A. Coldren and B. J. Thibeault, "Chapter 6 Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers A2 - KAMINOW, IVAN P," in *Optical Fiber Telecommunications IIIB*, T. L. Koch, Ed., ed Boston: Academic Press, 1997, pp. 200-266.
- [93] B. Zhao and A. Yariv, "Chapter 1 Quantum Well Semiconductor Lasers A2 Kapon, Eli," in *Semiconductor Lasers I*, ed San Diego: Academic Press, 1999, pp. 1-121.
- [94] A. N. Al-Omari, G. P. Carey, S. Hallstein, J. P. Watson, G. Dang, and K. L. Lear, "Low thermal resistance high-speed top-emitting 980-nm VCSELs," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, pp. 1225–1227, 2006.
- [95] K. L. Lear, A. N. Al-Omari, K. D. Choquette, and J. K. Guenter, "Progress and issues for high-speed vertical cavity surface emitting lasers," in *Integrated Optoelectronic Devices 2007*, ed: SPIE, 2007, pp. 64840J-64840J-12.

[96] R. Rosales, M. Zorn, and J. A. Lott, "30-GHz Bandwidth with Directly Current Modulated 980-nm Oxide-Aperture VCSELs," *submitted to Photonics Technology Letters*, 13 April 2017 2017.