

Longitudinale Modenfilter für Kantenemitter im roten Spektralbereich

vorgelegt von
Dipl.-Phys.
David Feise
geb. in Hamburg

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:

Vorsitzende: Prof. Dr. Ulrike Woggon
Gutachter: Prof. Dr. Michael Kneissl
Gutachter: Prof. Dr. Günther Tränkle
Gutachter: Prof. Dr. Martin Hofmann

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 7. Juli 2015

Berlin 2015

Παντάπασι δὴ, ἣν δ' ἐγώ,
οἱ τοιοῦτοι οὐκ ἂν ἄλλο τι νομίζοιεν
τὸ ἀληθὲς ἢ τὰς τῶν σκευαστῶν σκιάς.

Platon, Politeia VII 515c

Eigene Veröffentlichungen

Teile dieser Arbeit wurden in folgenden Publikationen bereits veröffentlicht (in chronologischer Reihung):

Referierte Artikel

- [Fei12b] D. Feise, W. John, F. Bugge, G. Blume, T. Hassoun, J. Fricke, K. Paschke und G. Erbert, *96 mW longitudinal single mode red-emitting DBR ridge waveguide laser with tenth order surface gratings*, Optics Letters **37** (9), 1532 (2012).
- [Fei12c] D. Feise, W. John, F. Bugge, C. Fiebig, G. Blume und K. Paschke, *High-spectral-radiance, red-emitting tapered diode lasers with monolithically integrated distributed Bragg reflector surface gratings*, Optics Express **20** (21), 23374 (2012).
- [Blu13c] G. Blume, M. Schiemangk, J. Pohl, D. Feise, P. Ressel, B. Sumpf, A. Wicht und K. Paschke, *Narrow Linewidth of 633-nm DBR Ridge-Waveguide Lasers*, IEEE Photonics Technology Letters **25** (6), 550 (2013).
- [Blu13b] G. Blume, O. Nedow, D. Feise, J. Pohl und K. Paschke, *Monolithic 626 nm single-mode AlGaInP DBR-diode laser*, Optics Express **21** (18), 21677 (2013).

Konferenzbeiträge

- [Fei10] D. Feise, G. Blume, H. Dittrich, C. Kaspari, K. Paschke und G. Erbert, *High-brightness 635-nm tapered diode lasers with optimized index guiding*, in *High-Power Diode Laser Technology and Applications VIII, Proc. SPIE*, Volume 7583, S. 75830V-1–12, SPIE, San Francisco, California, USA (2010).
- [Fei11] D. Feise, G. Blume, C. Kaspari, K. Paschke und G. Erbert, *Variation of refractive index step of 635 nm ridge waveguide lasers for optimized index guiding*, in *High-Power Diode Laser Technology and Applications IX, Proc. SPIE*, Volume 7918, S. 791812-1–9, SPIE, San Francisco, California, USA (2011).
- [Fei12a] D. Feise, W. John, G. Blume, C. Kaspari, J. Fricke, K. Paschke und G. Erbert, *Red-emitting diode lasers with internal surface DBR gratings*, in *Novel In-Plane Semiconductor Lasers XI, Proc. SPIE*, Volume 8277, S. 827708-1–11, SPIE, San Francisco, California, USA (2012).

- [Fei13b] D. Feise, G. Blume, J. Pohl, B. Sumpf, H. Thiem, M. Reggentin, J. Wiedmann und K. Paschke, *Sub-MHz linewidth of 633 nm diode lasers with internal surface DBR gratings*, in *Novel In-Plane Semiconductor Lasers XII, Proc. SPIE*, Volume 8640, S. 86400A-1–9, SPIE, San Francisco, California, USA (2013).
- [Fei13c] D. Feise, C. Fiebig, G. Blume, J. Pohl, B. Eppich und K. Paschke, *High-power, red-emitting DBR-TPL for possible 3d holographic or volumetric displays*, in *Advances in Display Technologies III, Proc. SPIE*, Volume 8643, S. 864307-1–9, SPIE, San Francisco, California, USA (2013).
- [Fei13a] D. Feise, G. Blume, W. John, J. Pohl, B. Sumpf, H. Thiem, M. Reggentin, J. Wiedmann und K. Paschke, *Investigation of design parameters of 633 nm diode lasers with internal surface gratings for narrow spectral linewidth*, in *The European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-IQEC)* (2013).

Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die monolithische Integration longitudinaler Modenfilter in rot-emittierende Kantenemitter, um deren spektrale Selektivität und Stabilität zu verbessern.

Rot-emittierende Kantenemitter sind gegenwärtig weit entwickelte Bauelemente und Produkte zahlreicher Hersteller, die eine hohe Effizienz im Dauerstrichbetrieb sowie eine gute Sichtbarkeit, kleine Bauform, Robustheit, geringe Kosten und einfache Anwendbarkeit bieten. In speziellen Anwendungen wie Raman-Spektroskopie, Absolute-Distanz-Interferometrie und holographischer 3-dimensionaler Bildgebung sowie der Lasermetrologie müssen rot-emittierende Diodenlaser allerdings zusätzlich eine stabile, spektral schmale Emission aufweisen. Dies wird bislang durch die aufwendige hybride Integration einer Wellenlängenstabilisierung in einer externen Kavität realisiert. Durch die monolithische Integration der longitudinalen Modenfilterung kann ein miniaturisiertes Bauelement realisiert werden, das in einem Wafer-Level-Prozeß gefertigt werden kann und die inhärenten Vorteile rot-emittierende Kantenemitter mit einer integrierten Wellenlängenstabilisierung kombiniert.

Um rot-emittierende Halbleiterlaser mit integrierten Gitterstrukturen zu entwickeln, die für o.g. Anwendungen geeignet sind, werden in dieser Arbeit zunächst die Grundlagen und Besonderheiten rot-emittierender Fabry-Pérot-Kantenemitter und ihre spektrale Selektion erläutert. Alsdann werden die technologischen Randbedingungen und Alternativen wie Distributed-Feedback- und Distributed-Bragg-Reflector-Gitter (DBR-Gitter) diskutiert.

Numerische Berechnungen verschiedener Gitterordnungen von DBR-Oberflächengittern führen zu einer Analyse der Technologieoptionen, um einen realisierbaren Lösungsweg mit möglichst geringem Aufwand zu entwerfen (Vermeidung epitaktischen Überwachsens, Vermeidung einer Lithographie von Strukturgrößen im Bereich von hundertstel Mikrometer und Vermeidung mehrstufiger Ätzverfahren). Im ausgewählten Spezialfall eines DBR-Oberflächengitters zehnter Ordnung werden mit Hilfe numerischer Berechnungen wichtige Realisierungsparameter wie Äztiefe, Gitterlänge, Gitterperiode und Tastverhältnis ermittelt. Im Ergebnis werden Gitterstrukturen zehnter Gitterordnung mit einer Gitterperiode von circa 970 nm für eine Emissionswellenlänge von 635 nm vorgestellt, die durch ein V-förmiges Gitterfurchenprofil ein hohes Tastverhältnis im Wellenleiter aufweisen und die dadurch eine hohe Wirkung auf die überwiegend im Wellenleiter lokalisierte optische Welle haben.

Diese DBR-Oberflächengitter können mittels i-line-Projektionslithographie und kapazitiv-gekoppeltem Plasmaätzverfahren realisiert werden: Dazu wird unter Nutzung eines i-line-Wafersteppers ein hochauflösendes und ätzbeständiges Lackbild eines Gitters zehnter Ordnung erzeugt. Das ausgewählte trockenchemische, reaktive Ionenätzverfahren

ren ist in der Lage, ein V-förmiges Ätzprofil kontrolliert einzustellen, indem die Temperaturabhängigkeit der Ätzredeposition genutzt wird, um das gewünschte Ätzprofil der Gitterfurche bei (gemäß Simulation) optimaler Äztiefe einzustellen.

Zur Verifikation der Funktionsweise der entwickelten und implementierten Gitterstrukturen wird ein Kurzprozeß vorgestellt und genutzt, um mit der gemessenen Emissionswellenlänge die Gitterperiode zu eichen und eine Reflektivität von 60% zu ermitteln [Fei12a].

Durch die Entwicklung der longitudinalen Modenfilter als interne passive DBR-Gittersektion ist es möglich, diese Gittersektion ohne umfassende Designänderungen in verschiedene bestehende Bauelementkonfigurationen zu integrieren. Die Standard-Prozeßabfolge wird dazu zu Beginn des Bauelementprozesses um die Definition der Oberflächengitter in einem Lithographie- und einem Ätzschritt ergänzt.

Im letzten Abschnitt der Arbeit wird die Wirkung solch einer DBR-Gittersektion in DBR-Rippenwellenleiterlasern und DBR-Trapezlasern elektro-optisch und im Dauerstrichbetrieb untersucht: Rippenwellenleiterlaser (RWL) verfügen per se über eine sehr gute laterale Strahlqualität. Durch die Integration einer DBR-Gittersektion verfügt ein DBR-RWL über eine über die Gitterperiode konfigurierbare Emissionswellenlänge und weist eine longitudinal einzelmodige Emission mit hoher Seitenmodenunterdrückung und einer Linienbreite von weniger als 1 MHz auf. Das entspricht einer Kohärenzlänge von mehr als 150 m. Mit diesen monolithisch gitterstabilisierten Halbleiterlasern kann somit eine längere Kohärenz erreicht werden als dies bislang sowohl mit internen wie externen Stabilisierungen möglich war. Der emittierte Strahl dieser DBR-RWL ist nahezu beugungsbegrenzt und erreicht eine Dauerstrich-Ausgangsleistung von zuverlässig 10 bis 20 mW [Fei13b, Blu13c] beziehungsweise bis 100 mW bei geringerer Frontfacetten-Reflektivität [Fei12b]. Anhand von DBR-RWL werden in dieser Arbeit auch spezifische Gitterparameter wie Gitterlänge und Äztiefe untersucht. Diese Parameter können mit den Simulationsergebnissen korreliert und für folgende Prozesse optimiert werden. In weiteren Bauelementgenerationen können damit baugleiche Emittoren realisiert werden, die eine verbesserte Leistungs-Stromstärke-Charakteristik aufweisen. Der komplexere Bauelementtyp eines Trapezlasers kann ebenfalls mit einer Gittersektion versehen werden. Diese DBR-Trapezlasers zeigen eine spektral stabilisierte, longitudinal einzelmodige Emission mit guter Strahlqualität, so daß sich weltweit führende Werte der spektralen Strahldichte von $18,6 \text{ GW/cm}^2/\text{sr/nm}$ errechnen lassen [Fei12c].

Durch die Entwicklung der longitudinalen Modenfilter als Oberflächengitter kann statt einer hochreflektiven, aber breitbandigen Rückfacettenverspiegelung eine hochreflektive und schmalbandige DBR-Sektion verwendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden folglich zum ersten Mal spektral selektive Diodenlaser mit großer Kohärenzlänge realisiert, die im Dauerstrichbetrieb zuverlässig hohe Leistungen im roten Wellenlängenbereich emittieren. Die dafür entwickelte Chip-Level-Integration bietet dabei einerseits die Möglichkeit zur Serienfertigung, andererseits eine bislang unerreichte Miniaturisierung.

Abstract

The aim of this thesis is the monolithical integration of longitudinal mode filters into red-emitting edge emitters to enhance their spectral selectivity and stability.

Red-emitting edge emitters are currently well developed devices and produced by numerous manufacturers. Such opto-electronic components offer high efficiency in continuous wave operation as well as good visibility, small footprint, robustness, low costs and simple applicability. For certain applications like Raman-spectroscopy, absolute distance interferometry or holographical 3-dimensional imaging as well as laser metrology red-emitting diode lasers additionally have to provide stable, narrow spectral emission. So far, this is realized by means of the elaborate hybride integration of a wavelength stabilization in an external cavity. Through monolithical integration of the longitudinal mode filtering a miniaturized device can be realized which can be manufactured in a wafer-level process and which combines the inherent advantages of red-emitting edge emitters with an integrated wavelength stabilization.

To develop red-emitting diode lasers with internal gratings which are well-suited for the above-mentioned applications, this work begins by explaining basics and characteristics of red-emitting Fabry-Pérot edge emitters and their spectral selection. Then, technological constraints and alternatives like Distributed Feedback and Distributed Bragg reflector (DBR) gratings will be discussed.

Numerical calculations of different grating orders of DBR-surface gratings are used to evaluate the technological options to sketch a realistic approach with minimal effort (avoiding epitaxial overgrowth, avoiding lithography of tens of nanometer, avoiding multi-step etching). A selected special case of a tenth order DBR-surface grating is used to determine important parameters for realization such as etching depth, grating length, grating period and duty cycle. As a result, tenth order grating structures with a grating period of 970 nm for an emission wavelength of 635 nm are presented which feature a high duty cycle in the waveguiding layers due to a V-shaped grating profile. Therefore, the grating has a great impact on the optical wave located mainly in the waveguide.

These DBR-surface gratings can be realized by i-line projection lithography and capacitively coupled plasma etching: for this purpose, a highly resolving and etch-resistant coating mask of a tenth order grating is created by the use of an i-line wafer stepper. The chosen dry-etching reactive ion etching process is able to accurately adjust a V-shaped etch profile by using the temperature dependence of the etch redeposition in order to control the requested etch profile of the grating trench at the (according to simulations) optimal etching depth.

To verify the functionality of the developed and implemented grating structures, a short-loop process is presented as well as used to calibrate the grating period with the measured emission wavelength and to determine a reflectivity of 60% [Fei12a].

Because of the development of the mode filters as an internal passive DBR-grating section it is possible to integrate such a grating section into different existing device configurations without the need of extensive design changes. Therefore, the definition of the surface gratings in one step for lithography and another for etching is added to the beginning of the standard process sequence.

In the last section of this manuscript the effect of such a DBR-grating section on DBR-ridge waveguide lasers and on DBR-tapered lasers is investigated electro-optically and in continuous wave mode: ridge waveguide lasers (RWL) feature a very good lateral beam quality by definition. Due to the integration of a DBR-grating section, a DBR-RWL exhibits an emission wavelength which is configurable by the grating period, and it shows a longitudinal single-mode emission with a high side mode suppression and a linewidth of less than 1 MHz. This corresponds to a coherence length of more than 150 m. Thus, it is possible to obtain a longer coherence with these monolithically grating-stabilized diode lasers than with any other internal or external stabilization so far. The emitted beam of these DBR-RWL is almost diffraction limited and reliably achieves a continuous wave output power of 10 to 20 mW [Fei13b, Blu13c] or up to 100 mW when using devices with less front facet reflectivity [Fei12b]. By means of DBR-RWL, specific grating parameters such as grating length and etching depth are investigated in this work as well. These parameters can be correlated to simulations and optimized for future processes. Emitters of identical construction can thus be realized in further device generations featuring optimized power-current-characteristics. It is also possible to integrate a grating section into the more complex device of a tapered laser. Such DBR-tapered lasers provide a spectrally stabilized and longitudinal single-mode emission with good beam quality so that world wide leading values for spectral radiance of $18,6 \text{ GW/cm}^2/\text{sr/nm}$ can be calculated [Fei12c].

Because the longitudinal mode filters are developed as a surface grating instead of a highly reflective but broad-band coating of the rear facet, a highly reflective and narrow-band DBR-section can be used. Accordingly, this thesis for the first time presents spectrally selective laser diodes which emit reliably high output power in continuous wave mode in the red spectral range. The accompanying chip-level integration offers potential series manufacturing as well as unprecedented miniaturization.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der Kantenemitter	5
2.1	Strahlende Übergänge	5
2.2	Halbleiterlaser-Schichtstrukturen	6
2.3	Laterale Konfiguration eines Diodenlasers	10
2.4	Fabry-Pérot-Resonator	13
2.5	Spektrale Selektion	14
2.6	Rot-emittierende Kantenemitter	18
2.7	Literaturrecherche rot-emittierender Kantenemitter	22
3	Interne Gitterstrukturen als integrierte longitudinale Modenfilter	25
3.1	Wellenlängenstabilisierung	25
3.1.1	Integrierte verteilte Rückkopplung	28
3.1.2	Integrierte Bragg-Reflektor-Sektion	29
3.2	Literaturrecherche rot-emittierender Kantenemitter mit integrierten Gitterstrukturen	32
3.3	Stand und Diskussion der Realisierungsoptionen interner Gitterstrukturen	34
3.3.1	Diskussion der Ätzverfahren	35
3.3.2	Diskussion der Lithographieverfahren	39
3.4	Fazit	40
4	Numerische Berechnungen tiefgeätzter Oberflächengitter	43
4.1	Simulationsstruktur und Parameter	44
4.2	Grundlagen der Simulation	45
4.3	Tastverhältnis	47
4.4	Berechnungen zur Optimierung der DBR-Eigenschaften	47
4.4.1	Spektrale Bandbreite	47
4.4.2	Restschichtdicke	50
4.4.3	Gitterlänge	51
4.4.4	Gitterordnung	52
4.5	Zusammenfassung	54
4.6	Einordnung in die technologischen Randbedingungen	55
4.7	Simulation Spezialfall V-förmiges Gitterprofil	57
4.8	Fazit	60

5	Technologische Realisierung interner Oberflächengitter zehnter Ordnung	63
5.1	i-line-Stepper-basierte Photolithographie für Gitterstrukturen höherer Ordnung	64
5.2	Trockenchemisches Ätzen von Sub-Mikrometer-Strukturen	66
5.2.1	Formgebung der Gitterfurche	70
5.3	Test der Gitterwirkung	75
5.3.1	Bestimmung der Emissionswellenlänge	76
5.3.2	Bestimmung der Gitterreflektivität	80
5.4	Zusammenfassung und Fazit	83
6	Bauelemente im Dauerstrichbetrieb	85
6.1	Prozeßabfolge	85
6.2	Parametervariation	89
6.3	DBR-Rippenwellenleiterlaser mit schmaler Linienbreite	91
6.3.1	Leistungskennlinien	92
6.3.2	DBR-Ätztiefe	93
6.3.3	DBR-Länge	94
6.3.4	Spätere Bauelementgenerationen	96
6.3.5	Strahlqualität	98
6.3.6	Spektrum	99
6.3.7	Seitenmodenunterdrückung	102
6.3.8	Linienbreite	103
6.3.9	Fazit	104
6.4	DBR-Trapezlaser hoher spektraler Strahldichte	106
6.4.1	Leistungskennlinien	106
6.4.2	Spektrum	107
6.4.3	Strahlqualität	109
6.4.4	Spektrale Strahldichte	112
6.4.5	Fazit	113
6.5	Zusammenfassung	114
7	Zusammenfassung und Ausblick	117
A	Wafer-Kenndaten	123
B	Bandstrukturberechnungen	124
C	Kennlinien-Simulation für BAL	126
	Literaturverzeichnis	129
	Abbildungsnachweis	143

Kapitel 1

Einleitung

James Clerk Maxwell sagte 1864 in Ref. [Max65]¹ die Existenz elektromagnetischer Wellen voraus; Heinrich Hertz konnte diese 1886 experimentell belegen, indem er diese von einem Sender zu einem Empfänger übertrug [Her88]. In der Folge hatte Ferdinand Braun mit der Entwicklung des Braunschen Senders großen Anteil an der Nutzbarmachung elektromagnetischer Strahlung und dem anschließenden Erfolg der drahtlosen Telegraphie, indem er einen Kondensatorschwingkreis induktiv an die Abstrahlantenne koppelte [Bra01]². Zu Beginn des 20. Jahrhunderts intensivierte sich die Erforschung und Anwendung elektromagnetischer Strahlung stark. Die Nutzung von Radio, Radar und Röntgenstrahlung bilden dabei wichtige Meilensteine aus dem breiten Spektrum elektromagnetischer Strahlung.

Die Erzeugung elektromagnetischer Strahlung bedarf allerdings je nach Wellenlänge unterschiedlicher Techniken. Mit dem Ziel immer kürzere Wellenlängen zu erreichen, realisierte schließlich Charles Townes 1954 den Maser³, der in der Lage war, Strahlung (in diesem Fall Mikrowellen) durch die stimulierte Emission von Strahlung zu verstärken [Gor54]⁴. Die stimulierte Emission war bereits 1916 von A. Einstein als „Gegen“-Prozeß zur stimulierten Absorption vorhergesagt worden [Ein16, Ein17]. Dazu wird neben einem Gewinnmaterial zur Erzeugung von Photonen (Quant des elektromagnetischen Feldes) eine resonante Kavität zur Verstärkung mit kohärenten Photonen durch stimulierte Emission benötigt. In Ref. [Sch58] erweiterte Schawlow und Townes das Konzept auf im infraroten Spektralbereich emittierende und optische Maser. Am 16. Mai 1960 demonstrierte dann Theodore H. Maiman den ersten sichtbaren Laser, dessen von Maser abgewandeltes Akronym⁵ für (engl.) Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation; Licht-Verstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung steht.

Während mit Maimans Rubinlaser ein Festkörperlaser zunächst gepulstes Laserlicht erzeugte [Mai60]⁶, ist mit dem Helium-Neon-Laser (He-Ne-Laser) von Ali Javan et

¹Die Originalveröffentlichungen sind der Vollständigkeit halber angegeben, basierend auf Sekundärliteratur; zitiert nach: [Sen03]

²zitiert nach: [Rus09]

³engl. Akronym für Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation; Verstärkung von Mikrowellen durch stimulierte Emission von Strahlung

⁴zitiert nach: [Wea]

⁵von Gould, 1957

⁶zitiert nach: [Sze07, Kap. 12.4; S. 621]

al. ein Gaslaser der erste kontinuierlich emittierende Laser – zunächst im infraroten [Jav61], dann im roten Spektralbereich [Whi62, Whi66].

Daß sich Halbleiter als Lasermaterial eignen, wurde bereits 1958/1960 vorgeschlagen sowie 1961/62 theoretisch berechnet. Im September 1962 präsentierten Hall et al. einen GaAs-Halbleiterlaser, der gepulst bei tiefen Temperaturen bei einer Wellenlänge von 840 nm emittierte [Hal62]. Der sichtbare Spektralbereich wurde mit einem Halbleiterlaser erreicht, der auf GaAsP-Schichten basierte und bei einer Temperatur von 77 K eine Wellenlänge von 710 nm abstrahlte [Hol62]. Der erste Halbleiterlaser, der kontinuierlich bei Raumtemperatur im für diese Arbeit wichtigen Wellenlängenbereich von 630 bis 640 nm emittierte und auf AlGaInP-Schichten basiert, wurde 1987 von Kawata et al. demonstriert [Kaw87].

Mit der Erfindung des Lasers als einer monochromatischen Lichtquelle großer Kohärenzlänge mit sehr guter Modulierbarkeit sowie der Entwicklung des Halbleiterlasers, der Laserlicht miniaturisiert, mit hoher Effizienz und großer Robustheit bietet, sind ungezählte Anwendungen insbesondere im sichtbaren Spektralbereich ermöglicht worden.

Es existieren mittlerweile zwei grundlegend verschiedene Konzepte für Halbleiterlaser: Im Kantenemitter vollzieht sich die Lichtausbreitung parallel zur Bauelement-Oberfläche und der Wachstumsrichtung der Halbleiterschichten. Die Kavität des Lasers wird durch die Facetten des Bauelements gebildet, die zumeist durch senkrechten Bruch entlang einer Kristallachse entstehen und ggf. durch das Aufbringen einer Beschichtung ver- oder entspiegelt werden.

Dem gegenüber wird die Kavität eines sog. Oberflächenemitters (engl.: Vertical Cavity Surface Emitting Laser; VCSEL) entweder durch das epitaktische Aufbringen von Halbleiterspiegelpaaren oder durch post-epitaktisches Aufbringen einer Beschichtung auf die Waferoberflächen realisiert. Damit verfügt der Oberflächenemitter über eine um drei Größenordnungen kleinere Kavitätslänge (einige Mikrometer) als ein Kantenemitter (einige Millimeter). Ein Vorteil dieses Designs ist, daß vertikale und laterale Ausbreitung der Wellenführung in der gleichen Größenordnung möglich sind, so daß eine zirkulare Strahlform realisierbar ist. Ein Nachteil dieses Konzepts ist dagegen, daß damit ein deutlich geringerer optischer Gewinn möglich ist als im Fall eines Kantenemitters, in dem das Licht parallel zur aktiven Zone geführt wird. Für hohe Ausgangsleistungen im Watt-Bereich sind daher Kantenemitter vorzuziehen, deren elliptischer Strahl durch eine externe Strahlformung gegebenenfalls korrigiert wird.

Der Inhalt dieser Arbeit beschränkt sich im folgenden auf das Konzept des Kantenemitters. Für diesen werden verschiedene laterale Konfigurationen vorgestellt, die im Rahmen der Arbeit als rot-emittierende Diodenlaser – ggf. mit internen Modenfiltern versehen – prozessiert und elektro-optisch untersucht wurden.

Der Fokus dieser Arbeit liegt auf der technologischen Realisierung interner longitudinaler Modenfilter und ihrer Wirkungsweise auf rot-emittierende Kantenemitter.

Motivation

Seit vielen Jahren sind rot-emittierende Kantenemitter Gegenstand des Interesses von Forschung und Anwendern. Aufgrund ihrer guten Sichtbarkeit und Effizienz, ihrer geringen Kosten und kleinen Bauform sowie ihrer Robustheit und einfachen Anwendbarkeit als direkt elektrisch betriebenes Bauteil werden sie z.B. als Laser-Pointer, in DVD-Rekordern/Playern [Ell06] sowie in der Meßtechnik zur Distanzmessung (Absolute-Distanz-Interferometrie) [Kin02] und in der Displaytechnik als Lichtquelle für eine der Grundfarben (RGB) zum Bildaufbau genutzt [Osi98, Jan06, Nis10, Blu12b]. Desweiteren werden rot-emittierende Laser in der Spektroskopie [Mai09, Mai13] und der optischen Datenverarbeitung eingesetzt [Yag03, Shi05, Sum07a, Ell06]. Für viele dieser Anwendungen sind die Laserkenndaten hinsichtlich Ausgangsleistung, Effizienz und Strahlqualität in vorangegangenen Veröffentlichungen optimiert worden – z.B. auch in Ref. [Kas08, Fei10, Fei11].

Damit sind rot-emittierende Kantenemitter aktuell ein weit entwickeltes Bauelement und Produkt zahlreicher Hersteller. So werden Breitstreifenlaser mit hohen Ausgangsleistungen von mehr als 0,5 W angeboten und Rippenwellenleiterlaser, die eine sehr gute laterale, weil monomode Emission aufweisen, erreichen optische Ausgangsleistungen von mehr als 150 mW bei einer Emissionswellenlänge von 638 nm.

In Anwendungen wie Raman-Spektroskopie, Absolute-Distanz-Interferometrie [Kin02] und holographischer 3-dimensionaler Bildgebung [Lei08] sowie der Lasermetrologie müssen rot-emittierende Diodenlaser allerdings zusätzliche Anforderungen wie eine stabile, spektral schmale Emission erfüllen. Diese Anforderungen erreichen rot-emittierende Kantenemitter bislang nicht, da sie unter anderem ein mehrere Nanometer breites Gewinnspektrum aufweisen, in dem ohne eine zusätzliche Wellenlängenstabilisierung mehrere longitudinale Moden oszillieren können. Bislang standen für diese Anforderungen nur Diodenlaser mit spektraler Stabilisierung in einer externen Kavität (engl.: External Cavity Diode Laser; ECDL), die aufwendig hybrid integriert werden müssen [Blu09, Baw11], und voluminöse He-Ne-Laser [Jav61, Shi11, Koc12] zur Verfügung.

Das Ziel dieser Arbeit ist, rot-emittierende Kantenemitter mit monolithisch integrierten, longitudinalen Modenfiltern auszustatten, so daß die positiven Eigenschaften heutiger horizontal emittierender Diodenlaser (wie o.g.: hohe Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb, Effizienz, geringe Kosten, kleinen Bauform, Robustheit und einfache Anwendbarkeit) ohne größere Einbußen erhalten bleiben und spektrale Selektivität und Stabilität hinzugefügt wird.

Dazu ist diese Arbeit wie folgt gegliedert.

Gliederung der Arbeit

Im anschließenden Kapitel dieser Arbeit werden zunächst die relevanten Grundlagen, physikalischen Eigenschaften und die Funktionsweise von Halbleiter-Kantenemittern vorgestellt sowie deren spektrale Selektion näher erläutert. In der Folge werden insbesondere rot-emittierende Laserbauelemente und deren Charakteristika unter anderem anhand einer Literaturrecherche eingeführt.

Der dritte Teil faßt die für diese Arbeit wichtigen Ansätze zur longitudinalen Modenfilterung zusammen und erläutert deren Wirkungsweise. Eine Literaturrecherche resümiert den Stand der rot-emittierenden Kantenemitter mit internen Gitterstrukturen, so daß verschiedene Realisierungsoptionen geprüft werden können und daraus eine Auswahl für numerische Berechnungen getroffen werden kann.

Das vierte Kapitel enthält numerische Berechnungen von Oberflächengittern in einer dezidierten Epitaxiestruktur. Diese Simulationen werden mit dem Ziel diskutiert, technologisch möglichst einfach realisierbare und effektive Gitterstrukturen für rot-emittierende Kantenemitter herstellen zu können. Dafür werden am Ende dieses Kapitels die Berechnungsergebnisse den technologischen Randbedingungen gegenübergestellt und ein Kompromiß diskutiert. Dieser Spezialfall eines DBR-Oberflächengitters zehnter Ordnung mit V-förmigen Profil wird darauf eigens simuliert und hinsichtlich der für eine optimale Realisierung wichtigen Designvariablen der Gitterstruktur betrachtet.

Im fünften Abschnitt dieser Arbeit werden die zur technologischen Realisierung der im vorangegangenen Kapitel berechneten Gitterstrukturen nötigen Verfahren vorgestellt. Die experimentelle Umsetzung der berechneten und skizzierten Gitterstrukturen wird ebenso vorgestellt wie ein Kurzprozeß, der die Wirksamkeit des Gitters in Test-Bauelementen (im Pulsbetrieb) nachweist.

Im sechsten Kapitel wird beschrieben, wie diese Gitterstrukturen in einen vollständigen Standard-Bauelementprozeß integriert werden, um Laserdioden zu erhalten, die wellenlängenselektiv im Dauerstrichbetrieb (vergleichbar Standard-Laserdioden ohne integriertes Gitter) operieren. Anhand zweier verschiedener Lasertypen (i.e. DBR-Rippenwellenleiterlaser und -Trapezlaser) wird die Wirkung der integrierten DBR-Oberflächengitter zehnter Ordnung mittels elektro-optischer Messungen diskutiert und entsprechende Anwendungen dafür motiviert.

Das letzte Kapitel faßt die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick in die Weiterentwicklung der hier entwickelten DBR-Oberflächengitter für rot-emittierende Kantenemitter und deren weitere, zukünftige Anwendungen.

Kapitel 2

Der Kantenemitter

In diesem Kapitel werden die grundlegende Funktionsweise und die Eigenschaften von horizontal emittierenden Halbleiterlasern erläutert. Desweiteren werden die Charakteristika rot-emittierender Kantenemitter beschrieben und der Stand der Wissenschaft und Technik anhand einer Literaturrecherche vorgestellt.

Grundsätzlich benötigt ein Halbleiterlaser wie alle übrigen Lasertypen (Gaslaser, Farbstofflaser, Festkörperlaser generell) folgende Attribute:

- Gewinnmedium für die Erzeugung von Photonen durch strahlende Rekombination von Elektron-Loch-Paaren
- Kavität zur Verstärkung der stimulierten Rekombination von Elektron-Loch-Paaren
- Energiequelle zur Versorgung mit Ladungsträgern

Das Gewinnmedium eines Halbleiterlasers wird durch Halbleiter-Material(ien) realisiert. Die den Halbleitern inhärente Eigenschaft, daß Ladungsträger über die – direkte – Bandlücke des Halbleitermaterials strahlend rekombinieren können, ermöglicht die Erzeugung von Photonen. Auf die strahlenden Rekombinationsprozesse wird im folgenden Unterkapitel eingegangen. Die dem Gewinnmedium zugrundeliegenden Halbleiterschichtstrukturen werden in Kap. 2.2 näher beschrieben.

Die Kavität eines Kantenemitters wird in horizontaler Richtung, also rechtwinklig zum Aufbau der Halbleiterschichtstruktur (sog. Vertikalstruktur) gebildet, indem die namensgebenden Kanten des Emitters als planparalleles Spiegelpaar eines Fabry-Pérot-Resonators (FP-Resonator) fungieren. Dies wird in Kap. 2.3 und 2.4 erläutert. Die spektrale Selektion eines Fabry-Pérot-Halbleiterlasers wird in Kap. 2.5 beschrieben. In Kap. 2.6 wird auf die Besonderheiten rot-emittierender Kantenemitter eingegangen, mit denen sich diese Arbeit beschäftigt.

2.1 Strahlende Übergänge

Abb. 2.1 stellt drei Übergänge R_{xy} zwischen einem Leitungs- (Energielevel: E_L) und einem Valenzband (E_V) eines Halbleiters dar. Die gefüllten Kreise stellen gefüllte Zustände (Elektronen) dar, die hohlen Kreise freie Zustände (Löcher).

Abb. 2.1 links zeigt die spontane Rekombination R_{sp} eines Elektrons aus dem Leitungsband mit einem Loch aus dem Valenzband unter Aussendung eines Photons. Wenn

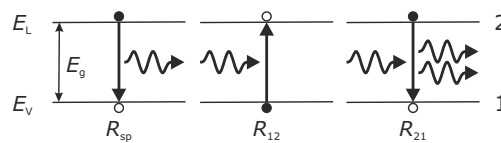


Abbildung 2.1: Strahlende Übergänge:

links: spontane Rekombination eines Elektron-Loch-Paares unter Emission eines Photons;

Mitte: stimulierte Ladungsträgererzeugung durch Absorption eines Photons;

rechts: stimulierte Rekombination unter Emission eines kohärenten Photons

dieser Übergang wiederholt stattfindet, so sind die Photonen in zufällige Richtungen und zu zufälligen Emissionszeiten abgestrahlt, und damit räumlich und zeitlich nicht kohärent.

In Abb. 2.1 Mitte ist die durch ein eingestrahktes Photon der Energie $E_{12} = h\nu \geq E_g = E_L - E_V$ stimulierte Generation R_{12} eines Elektron-Loch-Paares gezeigt.

Der dritte strahlende Übergang R_{21} (Abb. 2.1 rechts) – von A. Einstein 1916 als „Gegen“-Prozeß zur Absorption proklamiert – ist die durch ein eingestrahktes Photon stimulierte Rekombination eine Elektron-Loch-Paares zu einem weiteren, kohärenten Photon mit E_{21} . Mittels dieses Verstärkungsprozesses ist der Laserbetrieb definiert [Col95, Kap. 1.3].

Neben strahlenden Übergängen sind auch nicht-strahlende Übergänge möglich, aber für ein Laserbauelement unerwünscht. Zum Beispiel ermöglichen wachstumsbedingte Kristallgitter-Defekte und Grenzflächen Rekombinationszentren, die die Rekombinationsenergie auf Phononen übertragen können. Dies geschieht bei der Auger-Rekombination: Die Energie E_{21} wird auf ein weiteres Elektron übertragen, das seinen angeregten Zustand über Energieabgabe an Gitterschwingungen wieder verläßt [Col95, Kap. 1.3]. Die Auger-Rekombination nimmt allerdings erst für Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda > 1300$ nm stark zu [Col95, Kap. 2.8.4].

2.2 Halbleiterlaser-Schichtstrukturen

Eine sehr vorteilhafte Eigenschaft von Halbleiterlasern ist die Möglichkeit, die für die strahlenden Rekombinationsprozesse benötigten Ladungsträger direkt über elektrischen Strom zuzuführen. So ist ein externes optisches Pumpen des Gewinnmediums nicht nötig. Dies ist einer der Gründe für die hohe Effizienz von Diodenlasern [Col95, Kap. 1.4].

Die ersten Halbleiterlaser (vgl. Kap. 1) bestanden in vertikaler (Wachstums-)Richtung zunächst lediglich aus einem p-n-Übergang, der durch eine p-Dotierung des Halbleitermaterials (Akzeptor in z.B. GaAs: Zn; Mg; C) und eine n-Dotierung (Donator: z.B. Si) dort realisiert wird, wo sich die unterschiedlich dotierten Materialien treffen. Aufgrund der unterschiedlichen Energieniveaus fließt ein Diffusionsstrom, der dazu führt, daß nur ortsfeste Raumladungen zurückbleiben. Dieses Gebiet ist die sog. Raumladungs-

zone. Es entsteht eine Bandverbiegung des Leitungs- und Valenzbands, während die Fermi-Energie konstant bleibt [Sze07, Kap. 2.2].

Um Laserbetrieb zu erreichen, wird an diesen p-n-Übergang eine Spannung in Durchlaßrichtung (positiv geladener Pol an p-dotierte Schicht; negativer Pol an n-dotierte Schicht) angelegt. Diese wirkt der Ladungsträger-Diffusionsspannung entgegen, womit sich die Potentialdifferenz zwischen den Dotierbereichen verkleinert, und damit die Raumladungszone. Ferner spaltet das Fermi-Niveau in Quasi-Fermi-Niveaus $E_{F,L}$ und $E_{F,V}$ für Leitungs- und Valenzband auf. Wenn die angelegte Vorwärtsspannung ungefähr die Potentialdifferenz kompensiert, entsteht zwischen p- und n-Gebiet eine sog. aktive Zone (AZ), in der stimulierte Emission durch Rekombination von Elektronen und Löchern möglich ist. Sobald die Rekombinationsrate die Rate aller optischen Verluste übersteigt, ist die Schwelle zum Laserbetrieb erreicht [Cho99, Kap. 1.2].

Zu diesen Verlusten zählen auch die internen Verluste, die im Fall eines simplen p-n-Übergangs aufgrund des großen aktiven Volumens und der darin durch die Dotieratome zahlreich eingebrachten Störstellen hoch sind. In der Folge ist die Schwellenstromstärke sehr hoch und die elektro-optische Effizienz gering. Zudem ist der Ladungsträgerwie der Photoneinschluß in Strukturen, die mittels Homoepitaxie hergestellt wurden, gering, so daß der erste elektrisch betriebene Halbleiterlaser nur bei tiefen Temperaturen (77 K) und nur mit kurzen Pulsen operierte [Hal62]. Dies liegt u.a. darin begründet, daß opto-elektronische Bauelemente Verbindungshalbleiter mit direkter Bandlücke benötigen, die in der Regel aus der III. und V. Hauptgruppe des Periodensystems der Elemente stammen und zu jener Zeit noch nicht gut verstanden waren.

Mit der Erfindung und Umsetzung der Doppel-Hetero-Struktur (DHS) [Kro63, Alf69] wurde die Nutzbarkeit von Halbleiterlasern deutlich erhöht, so daß Hayashi et al. 1970 einen ersten Halbleiterlaser im Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur realisieren konnten [Hay70], [Sze07, Kap. 12.4].

Die vertikale Struktur einer DHS besteht aus einem p-dotierten Material (p-Mantelschicht (p-MS)), der epitaktisch intrinsisch dotierten AZ und einem n-dotierten Material (n-MS) (p-i-n-DHS). Heterostrukturen können defektarm aufeinander abgeglichen werden, indem Materialien genutzt werden, deren Gitterkonstante ähnlich ist. Wie anhand des Bandschemas in Abb. 2.2 oben links gezeigt ist, läßt sich der Energieverlauf des Leitungs- und Valenzbands durch eine geeignete Auswahl der Materialien ($E_{g,AZ} < E_{g,MS}$ mit $E_{g,xy} = E_{L,xy} - E_{V,xy}$) so beeinflussen, daß die Diffusion der Ladungsträger eingeschränkt ist, und daher die Ladungsträgerkonzentration in der AZ steigt. Damit ist ein effizienter Ladungsträgereinschluß realisiert, so daß Elektronen innerhalb des Leitungsbands und Löchern im Valenzband eine hohe Besetzungswahrscheinlichkeit besitzen. Dies führt zu einer höheren Rekombinationswahrscheinlichkeit als im Fall eines reinen Homostruktur-p-n-Übergangs [Ung00, Kap. 1.1].

Aufgrund der in Abb. 2.2 verwendeten, extern applizierten Vorwärtsspannung herrscht kein thermisches Gleichgewicht mehr – um näherungsweise eine Beschreibung mittels der Boltzmann-Statistik zu ermöglichen, wird das Fermi-Niveau E_F wie oben genannt

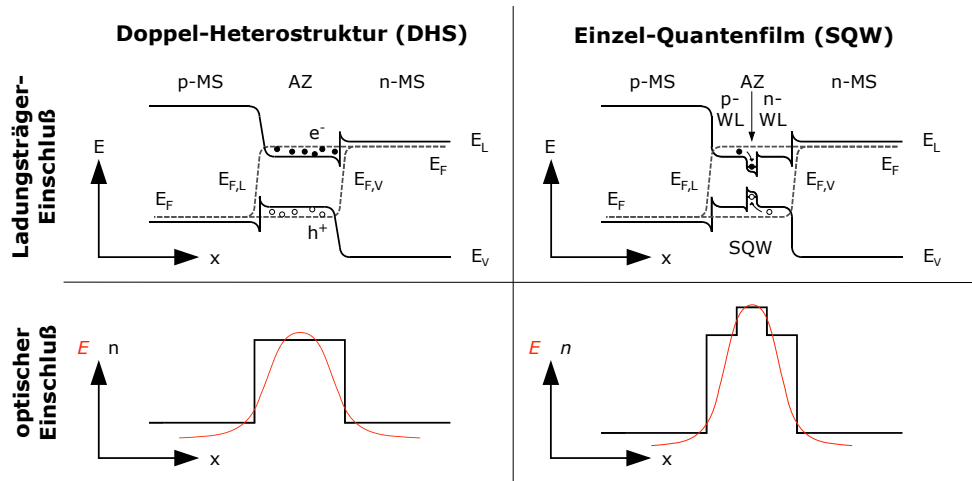


Abbildung 2.2: Skizze (nicht maßstabsgetreu) des ...

oben links: Ladungsträgereinschlusses anhand des Bandschemas einer DHS in Durchlaßrichtung

unten links: optischen Einschlusses anhand des Brechungsindexverlaufs in vertikaler Richtung und des resultierenden E-Felds für den Fall einer DHS

oben rechts: Ladungsträgereinschlusses anhand des Bandschemas einer SCH-Struktur mit SQW in Durchlaßrichtung

unten rechts: optischen Einschlusses anhand des Brechungsindexverlaufs in vertikaler Richtung und des resultierenden E-Felds für den Fall einer Sch-Struktur mit SQW

in der Raumladungszone in Quasi-Fermi-Niveaus $E_{F,L}$ und $E_{F,V}$ aufgespalten. Optischer Gewinn entsteht durch die Rekombination von Elektronen und Löchern über die direkte Bandlücke mit der Energie E_g . Wenn die angelegte Vorwärtsspannung die Diffusionsspannung übersteigt, sind Elektronen Majoritätsladungsträger im Leitungsband, Löcher im Valenzband. Es bildet sich eine sog. Inversionszone. Diese Voraussetzung wird auch als erste Laserbedingung bezeichnet [Her05, Kap. 1.5.3.1]:

$$E_{F,L} - E_{F,V} > h\nu \geq E_g \quad (2.1)$$

Abb. 2.2 links zeigt zudem im unteren Bereich den der Struktur entsprechenden Verlauf des Brechungsindex n , der einen optischen Einschluß des generierten Lichts E bewirkt, da für den überwiegenden Teil der Halbleitermaterialien gilt, daß diejenigen mit kleinerer Bandlücke E_g einen höheren Brechungsindex n aufweisen [Ung00, Kap. 1.1]. Ein weiterer Vorteil der DHS ist folglich, daß das in der aktiven Zone generierte Licht durch diesen optischen Einschluß nicht im mit Fremdatomen hoch dotierten Bereich der MS absorbiert wird [Col95, Kap. 1.4] – somit sind die internen Verluste geringer. Für den Fall, daß die Schichtdicke d zwischen den Grenzflächen der MS so stark verringert wird, daß sie die Größe der de-Broglie-Wellenlänge der Ladungsträger λ_B erreicht, ist der Ladungsträgerimpuls quantisiert [Bim99, Kap. 1.1.2]:

$$d_{\text{QW}} \sim \lambda_{\text{B}} = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{3m_{\text{eff}}k_{\text{B}}T}} \quad (2.2)$$

$$\approx \frac{1,22 \text{ nm}}{\sqrt{E_{\text{kin}}}} \quad (2.3)$$

Nach Formel (2.3) ergeben sich diskrete Energiewerte. Für einen Halbleiter reduzierter Dimension ist nun die energetische Größe der Bandlücke E_{g} von der chemischen Zusammensetzung sowie von der Dicke der eingeschlossenen Schicht d_{QW} und vom Barrierenmaterial abhängig, und somit konfigurierbar. Geschieht die Quantisierung in einer Raumrichtung (in der Regel in Wachstumsrichtung der Epitaxie), so stellt dies einen zweidimensionalen Quantenfilm (engl: Quantum Well; QW) dar – s. Abb. 2.2 oben rechts für den Fall eines Einzel-Quantenfilms (engl.: Single QW; SQW) [Poh05, S. 2138ff.]¹.

Für QW-Laser wächst die Zustandsdichte stufenförmig und verursacht höheren Gewinn für bestimmte Wellenlängen sowie geringere Schwellenströme, weil weniger Zustände pro Ladungsträger zur Verfügung stehen. Damit ist Inversion nach Formel (2.1) schon bei geringeren Ladungsträgerkonzentrationen möglich. Es werden Schwellenstromdichten von $j_{\text{th}} = 50 \dots 100 \text{ A/cm}^2$ erreicht. Der differentielle Gewinn eines QW-Lasers ist größer als der eines DHS-Lasers, da die mit dem Strom weniger stark wachsenden elektrischen Verluste eine geringere Reduktion der Verstärkung verursachen. Die Laserschwelle eines QW-Laser hängt zudem weniger stark von der Temperatur ab – die charakteristische Temperatur T_0 ist daher höher [Mes08, Kap. 9.3].

Durch die Verwendung von dünnen QW ist allerdings die Relaxationsrate der Ladungsträger in den Potentialtopf QW gering, und es ist somit nötig, die Konzentration der Ladungsträger in der Nähe des QW durch eine zusätzliche Heterostruktur zu erhöhen [Mes08, Kap. 9.3].

Weiterhin ist der optische Einschluß der Photonen in einem dünnen QW sehr gering. Durch ein verfeinertes Design der Vertikalstruktur ist es möglich, den optischen Einschluß der Photonen aufgrund unterschiedlicher Brechungsindizes separat vom Ladungsträger-Einschluß zu führen, wie der Brechungsindexverlauf der Struktur in Abb. 2.2 unten rechts skizziert. Eine solche SCH-Struktur (engl. Separate Confinement Heterostructure; dt.: Heterostruktur mit separatem Einschluß (von Photonen und Ladungsträgern)) besteht aus p-MS, p-Wellenleiterschicht (p-WL), AZ, n-WL und n-MS (wobei auch gradierte Indexprofile (GRINSCH) einstellbar sind) [Ung00, Kap. 1.6].

Die genannten Schichtstrukturen werden mittels Heteroepitaxie auf einem Substrat und dann aufeinander abgeschieden. Heutzutage werden dazu aufgrund des Kompromisses zwischen Kristallqualität und Wachstumsgeschwindigkeit in der Regel metallorganische Gasphasenepitaxie (engl.: Metal Organic Chemical Vapor Phase Epitaxy; MOVPE) und Molekularstrahlepitaxie (engl.: Molecular Beam Epitaxy; MBE) auf einem geeigneten Halbleitersubstrat (für $\lambda > 610 \text{ nm}$: GaAs) genutzt. Dabei werden

¹ zitiert nach: [Fei06]

mehrere Elemente der III- und V-Hauptgruppe² (ggf. mit Dotierstoffen versehen) einkristallin abgeschieden, um den gewünschten Bandverlauf und den gewünschten Brechungsindexverlauf zu realisieren sowie die Leitfähigkeit der Struktur zu gestalten.

2.3 Laterale Konfiguration eines Diodenlasers

Während der vertikale Schichtaufbau von Halbleiterlasern über epitaktisches Wachstum realisiert wird, so sorgt der anschließende laterale Strukturierungsprozeß mittels subtraktive Verfahren wie dem naß- und trockenchemischen Ätzen sowie additiver Verfahren wie der Beschichtung mit Metallen oder Isolierstoffen für die Möglichkeit, Licht- und Ladungsträger-Einschluß sowie Stromführung in lateraler Richtung zu beeinflussen.

In Abb. 2.3 sind verschiedene Konfigurationen von Kantenemittern in Vorder-, Drauf- und Rückansicht dargestellt. Abb. 2.3 ist dabei auf die für diese Arbeit relevanten Konfigurationen beschränkt.

Abb. 2.3 links zeigt am Beispiel eines sog. Breitstreifenlasers (engl.: Broad Area Laser; BAL) eine Stromführung durch das Aufbringen einer definierten Isolatoröffnung mit darüberliegendem Metallkontakt. Der breitflächige Metallkontakt sichert eine gute Entwärmung des Hochleistungsbauelements, während die Isolatoröffnung die Fläche des Stromeintrags begrenzt. Nur im Bereich des Stromeintrags (zzgl. einer gewissen Stromaufweitung) werden optische Moden verstärkt (Abb. 2.3 links unten), außerhalb davon ist das Material absorbierend und die Moden erfahren hohe Verluste. Je größer der Anteil des absorbierenden Bereichs zu dem verstärkenden ist, desto größer sind die internen Verluste, weshalb diese Konfiguration in der Regel nur für die Realisierung von (lateral multimodigen) BAL angewendet wird [Ung00, Kap. 1.5] und nicht für die Herstellung von Emittern, die effizient im (lateralen) Grundmode operieren sollen.

Kantenemitter weisen aufgrund der unterschiedlichen Größen ihrer Apertur in vertikaler (Epitaxiestruktur) und lateraler Richtung unterschiedlich starke Strahldivergenzen auf. So ergibt sich in vertikaler Richtung ein Divergenzwinkel von 20 bis 50° (Halbwertsbreite; engl.: Full Width at Half Maximum; FWHM). Wohingegen ein BAL in lateraler Richtung unter einem Winkel von 5 bis 10° abstrahlt, so daß der emittierte Strahl eine elliptische Form hat [Erb00, Kap. 1.1], [Bra00, Kap. 2.1]. Diese muß je nach Anwendung mit Linsen bzw. Mikrolinsen für jede der beiden Richtungen korrigiert werden.

Um lateral einzelmodige Laser realisieren zu können, wird die in Abb. 2.3 Mitte gezeigte Konfiguration eines Rippenwellenleiterlasers (engl.: Ridge Waveguide Laser; RWL) verwendet: Hier wird zusätzlich zur Stromführung über eine seitliche Kanallätzung eine in lateraler Richtung schmale Rippe (engl.: Ridge Waveguide; RW) realisiert. Aufgrund des daraus resultierenden Brechungsindexunterschieds Δn_{eff} (Abb. 2.3

²für Hochleistungsdiode-laser

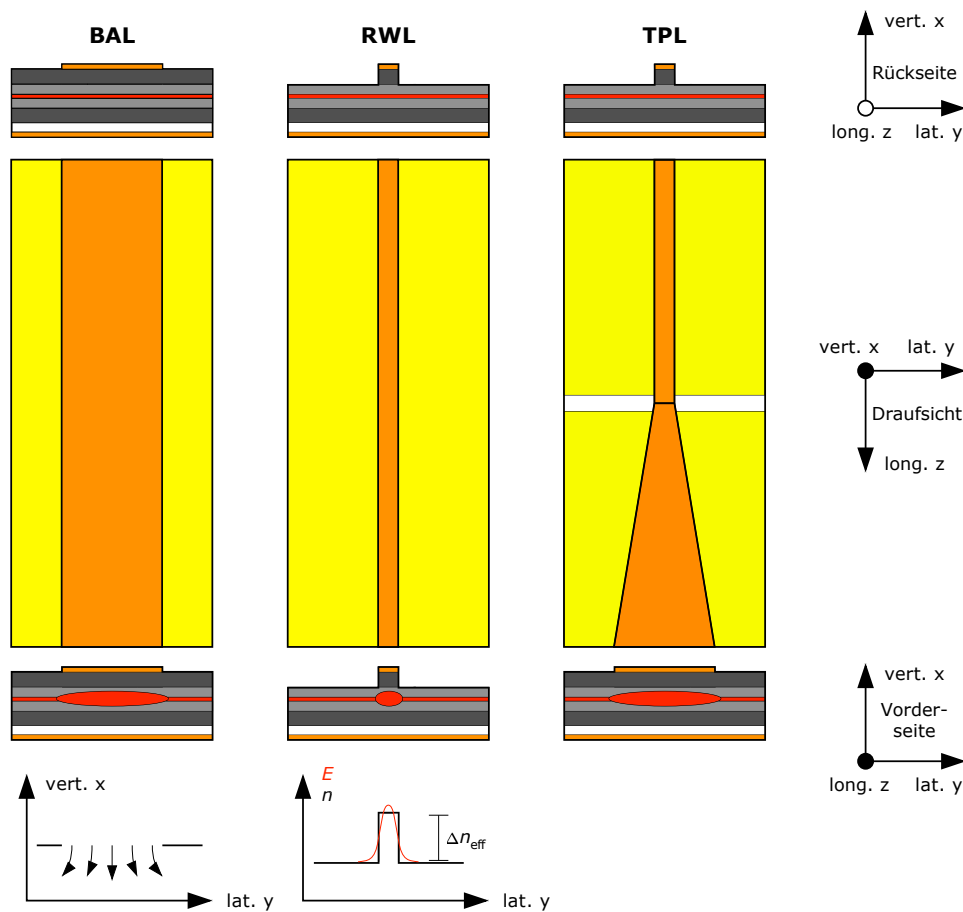


Abbildung 2.3: Konfigurationen von Kantenemittern (Skizze nicht maßstabsgetreu):

links: Breitstreifenlaser (BAL); v.o.n.u.: Rückseite, Draufsicht, Vorderseite, Stromeintrag

Mitte: Rippenwellenleiterlaser (RWL); v.o.n.u.: Rückseite, Draufsicht, Vorderseite, Brechungsindexprofil und aus dem optischen Einschluß resultierende Modenverteilung

rechts: Trapezlaser (TPL); v.o.n.u.: Rückseite, Draufsicht, Vorderseite

Mitte unten) ergibt sich eine indexbasierte Wellenführung. Je nach Tiefe der Ätzung stellt sich für die in der Wellenleiterschicht (s. Kap. 2.2) laufende und in vertikaler und lateraler Richtung abklingende Welle eine unterschiedlich starke Wirkung der Wellenführung ein, die so gewählt wird, daß lateral einzelmodiger Betrieb möglich ist. Der optische Einschluß ist durch diese Oberflächenätzung gering ($\Delta n_{\text{eff}} = 10^{-3} \dots 10^{-2}$), ein stärkerer Einschluß benötigt Potentialbarrieren für Photonen (und Ladungsträger) im Bereich der AZ. Diese sog. (und hier nicht gezeigten, weil nicht verwendeten) lateralen, vergrabenen Heterostrukturen (engl.: Buried Heterostructure; BH) sind allerdings komplex herzustellen, da in lateraler Richtung der Brechungsindex ($\Delta n_{\text{eff}} \approx 10^{-1}$ [Lam94]) bzw. der Bandverlauf des Halbleitermaterials verändert werden muß: z.B. über eine Ätzung durch die AZ mit anschließendem epitaktischen Überwachsen oder über lateral selektives Wachstum. Für Halbleiterlaser mit hoher Strahldichte (hohe Aus-

gangsleistung zuzüglich guter Strahlqualität) hat sich das Konzept des RWL als guter Kompromiß herausgestellt [Col95, Kap. 1.7].

Abb. 2.3 rechts illustriert mit dem Trapezlaser (engl.: TaPered diode Laser; TPL) ein Laserkonzept, das aus zwei Sektionen besteht: Die RW-Sektion ist wie in Abb. 2.3 Mitte ausgeführt und realisiert Stromführung und optischen Einschluß mittels eines schmalen RWs, der nur die laterale Grundmode führen soll. Eine weitere Sektion bildet mit einem Öffnungswinkel von typischerweise 2 bis 6° eine großflächige Verstärkersektion. Die Trapezform der Verstärkersektion (engl.: Tapered Amplifier; TA) gewährleistet, daß durch die Aufweitung der verstärkten Strahlung die Belastbarkeit der Frontfacette (COMD-Niveau; engl.: Catastrophic Optical Mirror Damage; COMD) nicht überschritten wird [Mos92]. Somit ist der TPL durch die monolithische Integration des RWL- mit dem BAL-Konzept in der Lage, eine hohe Ausgangsleistung bei gleichzeitig guter Strahlqualität zu erreichen: eine kontinuierliche optische Ausgangsleistung von 500 mW mit einer Strahlqualität, repräsentiert durch das Strahlparameterprodukt³ $M^2(\sigma) = 2,6$ und $M^2(1/e^2) = 1,8$ bei einer Emissionswellenlänge von 640 nm [Fei10].

Die laterale Definition der Lichtführung mittels Brechungsindexunterschieds wird neben naßchemischer Ätzverfahren bereits zunehmend mit Hilfe trockenchemischer Ätzverfahren wie dem reaktiven Ionenätzen (engl.: Reactive Ion Etching; RIE) ausgeführt. Vorteile der trockenchemischen Varianten sind die hohe Strukturtreue zur Lithographiemaske (kein Unterätzen) und die Möglichkeit senkrechte Ätzflanken zu erreichen. Naßchemische Ätzverfahren ätzen in der Regel isotrop, so daß kein hohes Aspektverhältnis⁴ erzeugt werden kann. Bei der trockenchemischen Strukturierung dagegen kann sehr anisotrop geätzt werden, so daß z.B. schmale Streifen zur monomodigen Lichtführung erzeugt werden können. Hierbei werden häufig Parallel-Platten-Reaktoren mit kapazitiv eingekoppeltem Plasma verwendet. Das Ätzgas wird entsprechend gewählt, um leicht flüchtige Reaktionsprodukte zu erhalten, die vom Vakuumsystem abgepumpt werden können. Für Arsen-basierte III-V-Halbleiter (Ga/In/Al) wird $\text{BCl}_3\text{-Cl}_2/\text{Ar}$ oder SiCl_4 verwendet [Edw08], wohingegen für InP üblicherweise CH_4 oder H_2 verwendet wird, da sich Cl-basierte Ätzregime als problematisch herausgestellt haben [McN86, Ver92].

In der Regel wird zunächst die laterale Wellenführung per Ätzung realisiert, dann ggf. ein Isolator aufgebracht und per Ätzung ein Kontaktfenster geöffnet sowie eine Metallisierung abgeschieden, die mittels Galvanik verstärkt werden kann. Vor der gewöhnlich ganzflächigen Metallisierung der Rückseite wird das Wafersubstrat abgedünnt, um den Serienwiderstand zu verringern.

³näheres auf S. 109

⁴Aspektverhältnis: Verhältnis der Strukturbreite zur Ätztiefe

2.4 Fabry-Pérot-Resonator

Laserbetrieb benötigt neben dem vertikalen und lateralen Einschluß von Ladungsträgern und Photonen zu einem effizienten Gewinnmedium optische Rückkopplung, um die stimulierte Emission kohärenter Photonen verstärken zu können und durch den optischen Gewinn Γg_{th} die internen Verluste α_i und Spiegelverluste α_m zu übertreffen – sog. zweite Laserbedingung [Ung00, Kap. 1.3]:

$$\Gamma g_{\text{th}} = \alpha_i + \underbrace{\frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right)}_{\alpha_m} \quad (2.4)$$

mit R_1 und R_2 : Reflektivität (Intensität) der Resonatorspiegel
 L : Resonatorlänge
 Γ : Einschlußfaktor
 g (g_{th}): Materialgewinn (an der Laserschwelle)

Diese optische Rückkopplung kann ein sogenannter Fabry-Pérot-Resonator (FP-Resonator) sein, der für Kantenemitter durch das Brechen des zuvor lateral prozessierten Wafers entlang der Kristallachsen in Einzelbauelemente erzeugt wird. Die so erzeugte planparallele Spiegelfläche resultiert in einer Reflektivität von $R \approx 30\%$ [Fou11, Kap. 11].

Zwischen den Spiegelpaaren bildet sich über die Resonatorlänge L eine Anzahl von m stehenden Wellen der Wellenlänge $\lambda = \lambda_0 / n_{\text{eff}}$ (mit λ_0 : Vakuumwellenlänge) aus [Ung00, Kap. 1.2]:

$$L = m \frac{\lambda}{2} \quad \text{mit } m \in \mathbb{N} \quad (2.5)$$

Diese Laserfacetten sind allerdings neuralgische Flächen, da die Leistungsdichten an der Facette mit einigen 10 MW/cm^2 sehr hoch und nah an der Zerstörschwelle der Halbleiterfacette ist [Erb00, Kap. 2.5].

Wenn Halbleiterlaser mit unbeschichteten Facetten mit hohen Strompulsen betrieben werden, kommt es zu einer Erhöhung der Facettentemperatur, gefolgt von einem thermischen Durchgehen sowie Schmelzprozessen an der Facette, von denen aus Dark-lines in das Bauelement propagieren. Bereits nach einigen hundert Nanosekunden ist ein Abfall der optischen Ausgangsleistung zu beobachten [Ell10].

Hinzu kommt Absorption an Oberflächenzuständen, welche durch Oxidation der Halbleiterseitenfläche verstärkt werden. Die darauf folgenden nicht-strahlenden Rekombinationsprozesse führen zu einer Erwärmung, die die Oxidation beschleunigt und zugleich das COD-Level senkt, so daß eine Facettenbeschichtung erforderlich ist, um zuverlässige Bauelemente zu erhalten [Erb00, Kap. 2.5.1].

Werden die Laserfacetten nicht im Ultrahochvakuum oder unter Schutzgas gebrochen und anschließend in-situ beschichtet, so ist zunächst ein Passivierungsschritt nötig, um die Facette von Oxiden zu reinigen und mit einer Schutzschicht aus ZnSe zu versiegeln [Res02, Res05].

Anschließend können die Facetten mit Hilfe einer Schicht aus einem Material mit niedrigem Brechungsindex wie z.B. Al_2O_3 , Si_3N_4 oder SiO_2 beschichtet werden. Über die Dicke dieser Schicht kann der Reflexionsgrad der Entspiegelung eingestellt werden, während zur Verspiegelung Schichtpaare der Dicke $\lambda/4$ aus den oben genannten Materialien mit niedrigem Brechungsindex mit solchen mit hohem Brechungsindex (wie z.B. Si, ZnSe, TiO_2 oder Ta_2O_5) zu einem Bragg-Spiegel kombiniert werden, der durch konstruktive Interferenz eine hohe Reflektivität ermöglicht [Erb00, Kap. 2.5], [Ung00, Kap. 3.6]. Durch eine geeignete Wahl der Frontfacetten- und Rückfacetten-Reflektivität kann die Güte des optischen Resonators eingestellt werden (Q-Faktor).

2.5 Spektrale Selektion

Während ein FP-Resonator das Oszillieren bestimmter Wellenlängen gemäß Formel (2.5) erlaubt, ist die spektrale Selektion eines Halbleiterlasers von weiteren Mechanismen abhängig, die in der Folge insbesondere hinsichtlich der spektralen Stabilität eines Halbleiter-Kantenemitters und der Linienbreite der spektralen Emission erläutert werden.

Wenn der Energieeintrag in das Gewinnmaterial zu einer Elektronendichte oberhalb des Gleichgewichtszustands führt, können dabei die Photonenergien $E_{21} = h\nu$ etwas größer als die Halbleiter-Bandlücke E_g sein [Col95, Kap. 1.3].

Die Übergangsenergie E_{21} ist definiert als die energetische Größe der Bandlücke E_g zuzüglich der kinetischen Energie von Elektron und Loch [Col95, Kap. 4.2.4]. Die Zunahme der Photonendichte bei Propagation durch das aktive Material wird als Materialgewinn pro Längeneinheit bezeichnet und hängt von der Übergangsenergie E_{21} ab [Col95, Kap. 4.3.1]:

$$g_{21} = g_{\max}(E_{21})(f_2 - f_1) \quad (2.6)$$

$$\sim D(E_{21})(f_2 - f_1) \quad (2.7)$$

mit $f_2 - f_1$: Fermi-Faktor

Dieses Gewinnpektrum ist das Produkt von Inversion in der Nähe der Bandkante und Zustandsdichte $D(E_{21})$ [Cho99, Kap. 2.3] und ist in Abb. 2.4 links mit homogener Verbreiterung (s.u.) für Volumenmaterial in roter Farbe skizziert.

Mittels Inversion der Ladungsträgerbesetzung in der Nähe der Bandkante ($h\nu \geq E_g$) kann der Fermi-Faktor positiv werden. Mit höherer Photonenenergie $h\nu$ geht die Besetzungswahrscheinlichkeit zurück und der Fermi-Faktor konvergiert gegen -1 . Die

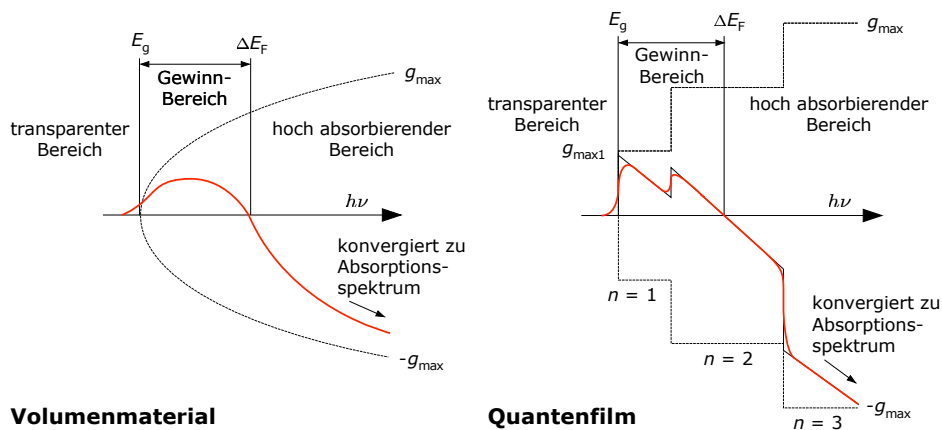


Abbildung 2.4: Verlauf des (homogen verbreiterten) Gewinnpektrums (rot) in
links: Volumenmaterial und
rechts: Quantenfilm (mit Nummer der Sub-Bänder n)

hochenergetische Grenze des Gewinnpektrums ist für $f_2 = f_1$ erfüllt, wenn die Photonenenergie $h\nu = \Delta E_F$ ist. Die Breite des Gewinnpektrums $\Delta E_F - E_g$ ist folglich gegeben durch [Col95, Kap. 4.3.3]:

$$E_g < h\nu < \Delta E_F = E_{F,L} - E_{F,V} \quad (2.8)$$

Für niederdimensionale Strukturen wie Quantenfilme wird das Gewinnpektrum durch die Zustandsdichten der Sub-Bänder beeinflusst. Abb. 2.4 rechts zeigt die Proportionalität von $g_{\max}$ zur Zustandsdichte $D(E_{21})$ für einen QW anhand des aufgrund der Energiequantisierung stufenförmigen Verlaufs. In Kap. 6.3.6 wird anhand des Spektrums eines unterhalb der Laserschwelle betriebenen FP-Lasers (Abb. 6.8) gezeigt, daß die Breite des Gewinnpektrums eines QW-basierten FP-Lasers mehrere Nanometer umfassen kann.

Kantenemitter besitzen (im Gegensatz zu VCSELn) eine lange Kavität, in der sich tausende stehende Wellen ausprägen können. Die Modenabstände sind dadurch gering – der freie Spektralbereich zwischen zwei Resonatormoden ist definiert als [Col95, Kap. 3.4.1], [Bra00, Kap. 3.1]:

$$\Delta\lambda_{\text{Res}} = \frac{\lambda^2}{2 \underbrace{n_g L_{\text{Chip}}}_{L_{\text{opt}}}} \quad \text{oder:} \quad \Delta\nu_{\text{Res}} = \frac{c}{2 \underbrace{n_g L_{\text{Chip}}}_{L_{\text{opt}}}} \quad (2.9)$$

mit $n_g(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn}{d\lambda}$: Gruppenbrechungsindex
 $n(\lambda)$: Brechungsindex
 $\frac{dn}{d\lambda}$: chromatische Dispersion
 L_{Chip} : Resonatorlänge des Bauelements
 L_{opt} : optische Resonatorlänge

Für einen FP-Kantenemitter mit einer Resonatorlänge von $L_{\text{Gewinn}} = L_{\text{Chip}} = 1,5 \text{ mm}$ ergeben sich beispielsweise Resonatormoden mit einem Abstand von $\Delta\lambda_{\text{Res}} \approx 30 \text{ pm}$ oder $\Delta\nu_{\text{Res}} \approx 23 \text{ GHz}$ (mit $n_g = 4,39$).

In Abb. 2.5 ist das Gewinnspektrum eines rot-emittierenden Halbleiterlasers mit einer typischen spektralen Halbwertsbreite von $2 \dots 3 \text{ nm}$ skizziert, das longitudinale Moden im Abstand von $\Delta\lambda_{\text{Res}} = 30 \text{ pm}$ enthält.

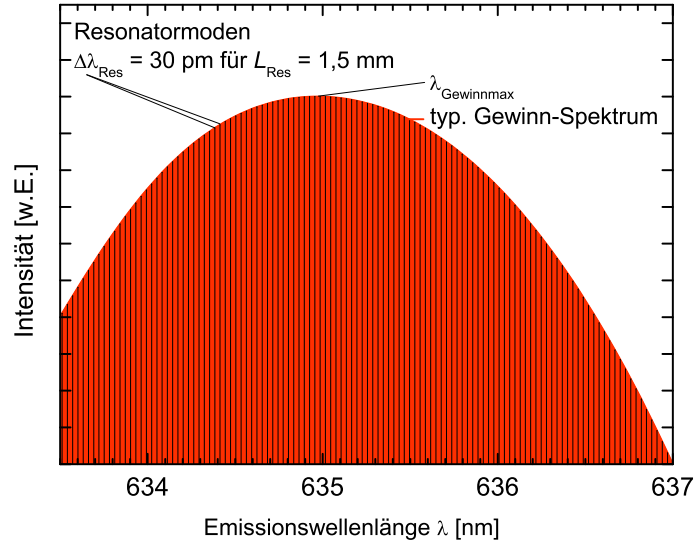


Abbildung 2.5: Schema eines Gewinnspektrums eines rot-emittierenden Halbleiterlasers (rot) mit Beispiel-Resonatormoden (schwarz)

Innerhalb des oben genannten Gewinnspektrums sind folglich zahlreiche Resonatormoden enthalten [Bra00, Kap. 3.1]. Bei Erreichen der Laserschwelle (zweite Laserbedingung, Formel (2.4)) beginnt stimulierte Emission derjenigen Mode, deren Wellenlänge den kleinsten spektralen Abstand zum Gewinnmaximum $\lambda_{\text{Gewinnmax}}$ hat. Der optische Gewinn kompensiert dann die internen Verluste und die Spiegelverluste. Grundsätzlich erfahren alle anderen Moden höhere Verluste [Ung00, Kap. 3.5]. Oberhalb der Laserschwelle ist der modale Gewinn Γg konstant [Ung00, Kap. 4.2]. Allerdings kann die Gewinndifferenz $g_{\text{th}} - g$ für verschiedene longitudinale Moden der Kavität bei einem gegebenen Pumpstrom aufgrund des breiten Gewinnspektrums ähnlich sein [Col95, Kap. 5.2.3]. Daraus kann sich eine longitudinal multimodige Emission ergeben.

Gleichzeitig werden die Facetten von Kantenemittern in der Regel mit einer Beschichtung versehen, um einen effizienten Hochleistungsbetrieb zu ermöglichen (s. Kap. 2.4). Eine hochreflektive Beschichtung ist bereits durch die Verwendung von wenigen Schichtpaaren mit niedrigem und hohem Brechungsindex möglich [Ung00, Kap. 3.6]. Die geringe Anzahl an Schichtpaaren hat allerdings ein breitbandiges Reflexionsmaximum zur Folge, das eine longitudinal multimodige Emission unterstützt.

Mit einer (z.B. durch stärkeres elektrisches Pumpen induzierten) Temperaturerhöhung des Bauelements verringert sich die Bandlücke des aktiven Materials, und damit verschiebt sich das Maximum des Gewinnspektrums zu größeren Emissionswellenlängen. Mit einer Temperaturerhöhung vergrößert sich zudem der effektive Brechungsindex der Halbleiterstruktur. Dies hat für eine longitudinale Mode eine größere Emissionswellenlänge zur Folge. Desweiteren verlängert sich mit einer Temperaturerhöhung die Kavität des Lasers durch die thermische Ausdehnung des Festkörpers. Die beiden letztgenannten temperaturinduzierten Effekte führen zu einem Wellenlängendrift von $\frac{d\lambda_0}{dT} = 0,06 \dots 0,2 \text{ nm/K}$ und wirken sich somit nicht im gleichen Maß aus wie der Temperatureffekt auf die Bandlücke. Dieser kann mit $\frac{d\lambda_0}{dT} = 0,33 \text{ nm/K}$ abgeschätzt werden. Aufgrund dieser unterschiedlichen Wellenlängendriffs bei einer Temperaturänderung treten longitudinale Modensprünge auf [Ung00, Kap. 3.5].

Die natürliche Linienbreite eines Lasers wird durch die endliche Lebensdauer der beteiligten Zustände definiert [Eic10, Kap. 2.4]. Festkörper- und Gaslaser verfügen gegenüber Halbleiterlasern effektiv über diskrete Energielevel ihrer isolierten Atome [Col95, Kap. 1.2]. Die Lebensdauer der Zustände τ im Halbleiter ist hingegen um vier Größenordnungen kürzer ($\tau = 100 \text{ fs}$) als die isolierter Atome, da sich die Atomorbitale aufgrund der kovalenten Bindung eines Halbleiters derart überlappen, daß Wechselwirkung mit anderen Ladungsträgern und Phononen berücksichtigt werden muß [Col95, Kap. 1.2 u. Kap. 4.2.1]. Aus der reduzierten Lebensdauer der Zustände resultiert eine Energieunschärfe, die durch verschiedene Linienprofile angenähert wird: Lorentz-, Gauß- oder (als Faltung der beiden) Voigt-Profil. Die Faltung des Linienprofils mit der Verstärkungsfunktion g_{21} (s. Formel 2.6) führt zur Verstärkungsfunktion $g(h\nu_0)$. Zu einem bestimmten strahlenden Übergang $E_{21} = h\nu_0$ sind folglich Elektronen-Loch-Rekombinationen aus geringfügig verschiedenen Energien des Leitungs- ($E_2 \neq E'_2$) und Valenzbands ($E_1 \neq E'_1$) mit $E_{21} = h\nu_0 = E_2 - E_1 = E'_2 - E'_1$ möglich, die zum Gewinn beitragen. Die Energieunschärfe bringt eine Reduktion der maximalen Verstärkung $g_{\max}$ mit sich, wie in Abb. 2.4 als homogene Verbreiterung zu sehen ist. Der Verlauf des Gewinnspektrums $g(h\nu_0)$ insbesondere niederdimensionaler Strukturen wie QWs wird durch die Faltung mit dem Linienprofil beeinflusst, wie in der Aufweichung des sprunghaften Anstiegs an der Bandkante in Abb. 2.4 rechts zu sehen ist [Col95, Kap. 4.3.2].

Photonen aus stimulierter und spontaner Emission weisen dieselbe optische Mode ν_0 auf und tragen konstruktiv zum existierenden E -Feld bei, so daß sich ein kohärentes Feld aufbaut. Allerdings weisen neue Photonen aus spontaner Emission willkürliche Phasen auf, während jene Photonen aus stimulierter Emission identische Phasenwinkel haben [Col95, Kap. 4.2.1]. Dieser Einfluß der spontanen Emission beeinflusst die Linienbreite jedes Lasers, wie Schawlow und Townes 1958 berichteten [Sch58].

Einen weiteren Einfluß auf die Linienbreite von Halbleiterlasern haben Intensitätsfluktuationen, die eine verzögerte Phasenänderung hervorrufen. Diesen Zusammenhang beschreibt der sog. Henry- oder Alpha-Faktor [Hen82]. Dieser wurde später zum ef-

fektiven Alpha-Faktor erweitert, der eine ungleichmäßige Intensitätsverteilung im Resonator berücksichtigt. Desweiteren wird die Erhöhung der spontanen Emission durch lateral, vertikal und longitudinal ungleichmäßige Feldverteilungen mit dem Petermann-K-Faktor beschrieben [Pet79].

Weitere Einflüsse auf die Linienbreite können longitudinal/lateral räumliches Lochbrennen⁵, interne Temperaturdifferenzen aufgrund von Photonen- und Ladungsträger-Fluktuationen und Rauschen aus Seitenmoden ausüben [Spi11, Kap. 3.2.1f.].

Zusätzlich können äußere Einflüsse wie das Rauschen des Injektionsstroms und der äußeren Temperatur sowie mechanische Vibrationen die Linienbreite beeinflussen. Diese Einflüsse werden unter technischem Rauschen zusammengefaßt und mit einem Gaußförmigen Linienprofil berücksichtigt [Bra00, Kap. 3.1].

Alle Beiträge zusammengenommen, ergeben die volle Linienbreite bei halben Maximum (FWHM-Linienbreite) [Spi11, Kap. 3.2]. In Kap. 6.3.8 wird die Linienbreite von Bauelementen dieser Arbeit experimentell bestimmt.

FP-Kantenemitter können folglich sowohl longitudinal multimodige Emission zeigen, als auch aufgrund von temperaturinduzierten Effekten zwischen verschiedenen Moden springen sowie einen Wellenlängendrift aufweisen. Durch die Energieunschärfe innerhalb der Energiebänder, durch den Anteil der Spontanemission und technisches Rauschen wird zudem die Linienbreite der spektralen Emission vergrößert.

In Kap. 3 werden wichtige Verfahren vorgestellt, die die spektrale Selektivität und Stabilität von FP-Kantenemittern verbessern. Zudem wird dargelegt, welche Auswirkungen diese auf Kantenemitter haben.

2.6 Rot-emittierende Kantenemitter

Emitter im roten Spektralbereich bieten eine für das menschliche Auge sichtbare und gleichzeitig direkt aus dem Halbleiterübergang erzeugte Farbe. Sie weisen die kürzeste Emissionswellenlänge auf GaAs basierender Diodenlaser auf. Alle weiteren (Grund-) Farben des sichtbaren Spektrums müssen indirekt⁶ oder unter Verwendung von III-N-Halbleitermaterialien erzeugt werden.

Um rot-emittierende Diodenlaser herzustellen, wird das Epitaxie-Schichtpaket, wie es in Abb. 2.6 a) und b) gezeigt wird, in der Regel auf einem verkippten⁷ GaAs-Substrat abgeschieden. Dies soll sog. Ordering unterdrücken, das sich beispielsweise bei GaInP in der abwechselnd bevorzugten Besetzung der (111)B-Ebenen durch Ga- und In-Atome äußert. Dies tritt unter bestimmten Wachstumsbedingungen auf und hängt von der Fehlorientierung des Substrats ab. Auf gebräuchlichen (100)-Substraten befinden sich Stufen in Richtung der (111)B-Ebene, die Ordering unterstützen [Wey00,

⁵Geringe Ladungsträgerkonzentration durch erhöhte stimulierte Rekombination in Regionen hoher optischer Intensität führt zu Brechungsindexvariation.

⁶z.B. über nichtlineare Frequenzkonversion aus dem nahen-infraroten Spektralbereich

⁷unter einem Winkel $\alpha > 5^\circ$ in Richtung der (111)A-Kristallachse

Kap. 2.2.2], während eine um den Winkel $\alpha = 6^\circ$ in Richtung der (111)A-Ebene verkippte Substratoberfläche aufgrund der zunehmenden Anzahl an Stufen, die die Desorption von Gruppe-V-Atomen unterstützen, mit Gruppe-III-Atomen angereichert wird [Zor99]. In Kap. 3.3.1 wird diese Substratverkipfung ein wichtiger Aspekt der Gitterrealisierung.

Als Halbleitermaterial für die AZ werden in diesem Wellenlängenbereich GaInP-QWs verwendet. Durch die Anpassung der QW-Dicke bzw. des In-Anteils kann die Emissionswellenlänge angepaßt werden, wie Bour et al. in Ref. [Bou93] zeigen. Für Emissionswellenlängen von $\lambda = 642 \dots 690$ nm werden druckverspannte QWs genutzt, wohingegen für kürzere Emissionswellenlängen ($\lambda < 642$ nm) der QW aufgrund des geringeren In-Anteils zugverspannt ist [Wey00, Kap. 6]. Daraus resultiert, daß das Leicht-Loch-Band den Grundzustand bildet, und so die TM-polarisierte Mode bevorzugt wird [Bou93]. Abb. 2.6 a) und b) zeigt einen 15 nm hohen GaInP-SQW mit einem In-Anteil von 40% für eine Emissionswellenlänge von $\lambda \approx 635$ nm. Es sind aber auch Mehrfach-QW möglich. Die Verwendung von sehr dünnen, druckverspannten (Mehrfach-)QWs für eine kurzwellige TE-polarisierte Emission bei $\lambda = 631$ nm führt allerdings zu einer Sättigung des QW-Gewinns, und damit zu größeren Schwellenstromdichten als bei zugverspannten SQWs, die TM-polarisiert emittieren [Bou92a].

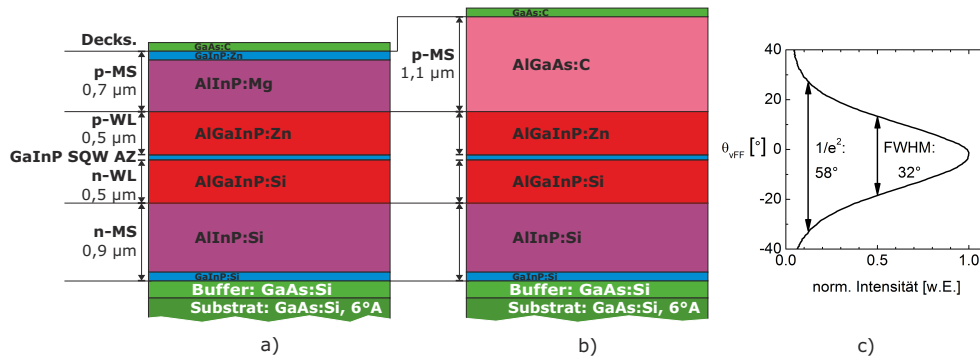


Abbildung 2.6: Epitaxiestrukturen für Kantenemitter mit einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 630 \dots 640$ nm (Skizze nicht maßstabsgetreu)

- a) mit p- und n-dotierter AlInP-MS (sym. AlInP) sowie
- b) mit p-dotierter AlGaAs- und n-dotierter AlInP-MS (in dieser Arbeit genutzt; asym.)
- c) zu b) korrespondierende vertikale Fernfeldverteilung

Die in Abb. 2.6 gezeigten Epitaxiestrukturen sind sog. SCH-Strukturen (s. Kap. 2.2), in die die AZ in p- bzw. n-dotierte WL- und MS-Schichten eingebettet ist. Als WL-Material wird $(\text{Al}_x\text{Ga})\text{InP}^8$ genutzt. Um Gitterfehlpassung und damit Degradation des Halbleiterlasers zu verhindern, müssen diese WL- bzw. MS-Schichten an das Kristallgitter angepaßt abgeschieden werden. Um auf GaAs gitterangepaßt $(\text{AlGa})\text{InP}$ -Schichten abscheiden zu können, ist die Einstellung des Al- bzw. Ga-zu-In-Verhältnisses eine wichtige Relation: Ga_xInP ist für $x = 0,52$ und Al_xInP für $x = 0,51$

⁸WL-Stöchiometrie in dieser Arbeit: $(\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,16})_{0,52}\text{In}_{0,48}\text{P}$

gitterangepaßt zu GaAs [Wey00, Kap. 2.2]. Als Kontaktschicht fungiert eine mit C hoch dotierte GaAs-Deckschicht.

Eine signifikante Einschränkung rot-emittierender Diodenlaser ist der Ladungsträgerverlust aufgrund des kleinen energetischen Bandkantenoffsets zwischen AZ und WL. Dieser erhöht die Schwellenstromdichte und erschwert so das Erreichen kürzerer Emissionswellenlängen ($\lambda \ll 630$ nm) [Bou94b]. Der Energieverlauf der Bandlücke versus x -Anteil von $(\text{Al}_x\text{Ga})\text{In}_{0,5}\text{P}$ weist einen Γ -X-Band-Übergang auf. (Für einen Al-Anteil von $x = 0 \dots 0,7$ sind die Bandlückenenergien $E_{g0}(\Gamma) < E_{g0}(X)$ und damit ein direkter Übergang, während für $x = 0,7 \dots 1$ mit $E_{g0}(\Gamma) > E_{g0}(X)$ ein indirekter Übergang vorliegt.) Im Fall von GaInP als AZ und $(\text{Al}_x\text{Ga})\text{In}_{0,5}\text{P}$ als WL nimmt der Leitungsbandoffset ΔE_C bis zum Γ -X-Band-Übergang zu, danach nimmt er wieder ab, so daß der Al-Anteil der WL-Schicht auf $x < 0,7$ beschränkt ist [Bou94a]. Da die Bandlücke der AZ für kürzere Emissionswellenlänge zunimmt, verringert sich die Größe des Potentials zum Ladungsträgereinschluß, und es kann damit zu thermisch induziertem Ladungsträgerverlust kommen. In Anhang B sind in Abb. B.1 rechts Bandstrukturberechnungen von AlInGaP-basierten Epitaxiestrukturen mit QWs für Emissionswellenlängen von $\lambda = 635; 653; 685$ nm abgebildet, die diese Beschränkung illustrieren.

Die n-seitige MS in Abb. 2.6 a) und b) besteht aus $\text{Al}_{0,52}\text{InP}$ (und $\text{Ga}_{0,52}\text{InP}$), während die Epitaxiestruktur in Abb. 2.6 a) p-seitig ebenfalls aus GaInP/AlInP aufgebaut ist. Die Bandoffsets zwischen der MS aus $\text{Al}_{0,52}\text{In}_{0,48}\text{P}$ und der WL-Schicht aus hoch Al-haltigem $(\text{AlGa})_{0,52}\text{In}_{0,48}\text{P}$ ist somit klein. Zahlreiche Publikationen verweisen bei der Wahl des MS-Materials auf diese Konfiguration (beiderseits AlInP), um durch den großen Brechungsindexunterschied, den optischen Einschluß zu erhöhen. Dies hat einen großen Fernfeldwinkel zur Folge [Cha05, Bou92b, Ohn10, Ima05].

Desweiteren wird von einer Konfiguration mit p- und n-AlGaAs-MS berichtet (hier nicht im Bild), um die charakteristische Temperatur der Temperaturabhängigkeit der Schwellenstromdichte T_0 zu steigern, den Ohmschen Widerstand durch höhere p-Dotierung mittels Zn, C oder intrinsischer Dotierung sowie die Wärmeleitfähigkeit zu verbessern [Ung92, Jae93, Ung93]. Für eine AlGaAs-MS mit hohem Al-Anteil ist der Leitungsbandoffset für Γ -Elektronen deutlich größer als bei einer AlInP-MS, dagegen für Löcher negativ.

Für zahlreiche rot-emittierender Diodenlaser sind in Ref. [Zor07] die Kenndaten von Diodenlasern mit AlInP- bzw. AlGaAs-MS verglichen, um zusätzlich eine Struktur mit p- $\text{Al}_{0,85}\text{GaAs}$ - und n-AlInP-MS vorzustellen. Diese ist in Abb. 2.6 b) dargestellt und wurde auch für diese Arbeit genutzt. Im Anhang B in Abb. B.1 links sind Bandstrukturverläufe und die oben angesprochenen MS-WL-Bandoffsets abgebildet, die auf Bandstrukturberechnungen für diese drei MS-Konfigurationen (p- und n-AlInP-MS (Abb. 2.6 a)), p- und n-AlGaAs-MS sowie p-AlGaAs und n-AlInP-MS (Abb. 2.6 b)) basieren.

Im Emissionswellenlängenbereich $\lambda = 642 \dots 685$ nm schneidet die asymmetrisch aus p-AlGaAs und n-AlInP-MS aufgebaute Struktur hinsichtlich Schwellenstromdichte j_{th}

gradueller besser ab als die mit AlGaAs- bzw. AlInP-MS symmetrisch hergestellten. Für eine Emissionswellenlänge von $\lambda = 635$ nm ergibt sich dagegen ein signifikanter Unterschied (von Faktor ~ 2) zwischen der Schwellenstromdichte j_{th} der Struktur mit AlGaAs- und AlInP-MS – s. Tab. 2.1. Die asymmetrische Variante wurde bei dieser Emissionswellenlänge in Ref. [Zor07] nicht untersucht. In Tab. 2.1 sind die Kenndaten zu dieser Variante daher durch eigene Untersuchungen ergänzt⁹.

p-MS	n-MS	Ref./Wafer	λ [nm]	j_{th} [mA/cm ²]	T_0 [K]
AlInP	AlInP	[Zor07]	636	560	40
AlGaAs	AlGaAs	[Zor07]	~ 634	~ 1000	~ 27
AlGaAs	AlInP	A2416-6-1	633	823	38
AlGaAs	AlInP	A2121-6-1	637	637	41
AlGaAs	AlInP	A2441-6-1	639	651	39

Tabelle 2.1: Vergleich der Kenndaten Schwellenstromdichte j_{th} und charakteristische Temperatur der Temperaturabhängigkeit der Schwellenstromdichte T_0 für verschiedene MS-Materialien; alle Messungen gepulst mit einer Pulsdauer von 1 μs und einem Tastverhältnis von 0,5 bei 20 °C

Aus Tab. 2.1 ist erkennbar, daß die asymmetrische AlGaAs/AlInP-MS-Variante vergleichbare Kenndaten bezüglich der charakteristischen Temperatur T_0 und graduell erhöhte Kenndaten bezüglich der Schwellenstromdichte j_{th} zu der in Ref. [Zor07] berichteten Variante mit symmetrischen AlInP-MS aufweist. Die Grenzschicht zwischen AlInGaP-WL und AlGaAs-MS führt hier nicht zu einer gravierenden Reduktion von T_0 .

Dem marginalen, physikalischen Nachteil einer höheren Schwellenstromdichte j_{th} steht ein technischer Vorteil gegenüber, der sich aus dem Austausch von p-AlInP- gegen AlGaAs-MS ergibt: Die p-AlGaAs-MS kann mittels BCl_3 -basierte RIE mit einem Parallel-Platten-Reaktor, bei dem das Plasma kapazitiv eingekoppelt ist (CCP-RIE; engl.: Capacitively Coupled Plasma), geätzt werden, ohne schwer flüchtiges InCl_x zu erzeugen. Während eine AlInP-haltige p-MS mittels naßchemischer Ätzung oder per RIE mit induktiv eingekoppeltem Plasma (ICP-RIE; engl.: Inductive Coupled Plasma) geätzt werden muß. Erstere verhindert durch ihr isotropes Ätzverhalten steile Kanten zur Indexführung bei RW-Ätzungen. Letzte benötigt aufgrund höherer Ätztemperaturen in der Regel die Verwendung einer Hartmaske. Die AlGaAs-MS dagegen kann mit einer Lackmaske in einem zur Fertigung längerer Emissionswellenlängen kompatiblen Standard-Prozeß bearbeitet werden.

⁹Die untersuchten Proben haben einen zu Ref. [Zor07] ähnlichen Kurzprozeß und identische Meßbedingungen (gepulst: 1 μs ; 5 kHz; 20 °C) erfahren.

A2416-6-1 ist Vgl.-Wafer zu Ref. [Fei12b]. Auch in Kap. 6 verwendet.

A2121-6-1 ist Vgl.-Wafer zu Ref. [Fei12c]. Auch in Kap. 6 verwendet.

A2441-6-1 ist Vorversuch zu Ref. [Fei12c]. Auch in Kap. 6 verwendet.

Aus diesen Gründen wurde die in Abb. 2.6 b) gezeigte Epitaxiestruktur mit asymmetrischer p-AlGaAs/n-AlInP-MS in dieser Arbeit genutzt, um BAL-, RWL- und TPL-Konfigurationen ohne und mit internen Gitterstrukturen zu fertigen. Diese Epitaxiestruktur enthält einen zugverspannten SQW (für eine Emissionswellenlänge von $\lambda = 635 \text{ nm}$) und weist einen vertikalen Fernfeldwinkel von 32° auf – s. Abb. 2.6 c).

2.7 Literaturrecherche rot-emittierender Kantenemitter

Tab. 2.2 vergleicht rot-emittierenden BAL-, RWL- und TPL-Bauelementkonfigurationen (s. Abb. 2.3) ohne interne Gitterstrukturen, die für diese Arbeit zugrunde gelegt wurden und mit FBH gekennzeichnet sind, mit dem aktuellen Stand von kommerziell verfügbaren BAL und RWL sowie den Forschungsergebnissen von anderweitig publizierten TPL¹⁰.

Quelle	BAL	λ [nm]	w_{BA} [μm]	Temp. [$^\circ\text{C}$]	P [mW]
nLight		639	150	−20 .. 30	750
Intense		635	200	15	700
Mitsubishi		638	40	−5 .. 40	500
modulight		635	100	0 .. 25	500
FBH		635	60	15	500
Quelle	RWL	λ [nm]	Strahlquali.	Temp. [$^\circ\text{C}$]	P [mW]
Opnext		638	einzelmod.	−10 .. 40	170
Mitsubishi		638	einzelmod.		150
FBH		633	$M^2 < 1,5$	15	50
Quelle	TPL	λ [nm]	Strahlquali.	Temp. [$^\circ\text{C}$]	P [mW]
SDL [Pez00]		635	$M^2 = 1$	15	400
			$M^2 > 1$	15	600
Osram [Lin04]		642	$M^2 < 3$	15	700
			$M^2 > 3$	15	900
FBH [Blu10]		640	$M^2 < 3$	15	800

Tabelle 2.2: Aktueller Stand (02.2013) rot-emittierender Laserdioden verschiedener Konfigurationen: BAL, RWL und TPL mit Emissionswellenlänge λ ; Streifenbreite w_{BA} bzw. Strahlqualität (ggf. mit Strahlpropagationsfaktor M^2); Betriebstemperatur und optischer Ausgangsleistung P

¹⁰Dabei sind für BAL- und RWL-Laserdioden Kenndaten aus Zuverlässigkeitsuntersuchungen mit kommerziell erhältlichen Laserdioden verglichen. Für TPL werden Forschungsergebnisse ohne Zuverlässigkeitsuntersuchungen miteinander verglichen.

Die kommerziell erhältlichen BAL weisen generell eine hohe Ausgangsleistung von $P = 0,5 \dots 0,75 \text{ W}$ auf, allerdings bei einer für viele Freistrah-Applikationen unzureichenden Strahlqualität, die in der lateralen Multimodigkeit aufgrund des breiten Kontaktstreifens der BAL begründet liegt.

RWL dagegen emittieren in der (lateralen) Grundmode, aber bei geringer Ausgangsleistung von $P < 200 \text{ mW}$, die in der Regel durch die maximale Facettenbelastung limitiert ist (COMD).

Rot-emittierende Trapezlaser sind nicht kommerziell erhältlich, aber bspw. in Ref. [Pez00, Lin04, Blu10] veröffentlicht. Dieser Bauelementtyp leistet bei einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 635 \dots 642 \text{ nm}$ eine optische Ausgangsleistung von $P = 400 \dots 900 \text{ mW}$ bei einer guten Strahlqualität von $M^2 < 3$.

Kapitel 3

Interne Gitterstrukturen als integrierte longitudinale Modenfilter

Halbleiter-Kantenemitter zeichnen sich gegenüber anderen Strahlquellen durch viele Vorteile (wie zum Beispiel elektrische Ansteuerung, Effizienz, Robustheit und kleine Baugröße) aus. Allerdings unterminiert die mangelnde spektrale Stabilität und Selektivität von FP-Kantenemittern, die in Kap. 2.5 erläutert wurde, ihren Einsatz in vielen Anwendungsfelder, insbesondere in der Spektroskopie. Für Absolute-Distanz-Interferometrie mittels eines rot-emittierenden Diodenlasers wird beispielsweise eine spektrale Linienbreite von $\Delta\nu < 10$ MHz oder $\Delta\lambda < 13,4$ fm benötigt [Baw11]. Dies entspricht einer Kohärenzlänge von $l_c = \frac{2 \ln 2}{\pi n} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \gtrsim 13$ m.

Dieses Kapitel führt ein in die Wirkungsweise longitudinaler Modenfilter als spektrale Stabilisierung horizontal emittierender Halbleiterlaser. Dabei werden mehrere Ansätze einer Wellenlängenstabilisierung genannt:

Zum einen eine externe Wellenlängenstabilisierung, die zu Beginn dieses Kapitels kurz erläutert wird, zum anderen aber eine durch das Einbringen interner Gitterstrukturen in das Halbleiter-Bauelement integrierte Wellenlängenstabilisierung. Auf die wichtigsten Konfigurationen wird mit der integrierten verteilten Rückkopplung (Kap. 3.1.1) und einer integrierten Bragg-Reflektor-Sektion (Kap. 3.1.2) eingegangen.

Den Stand von rot-emittierenden Kantenemittern mit internen Gitterstrukturen faßt eine Literaturübersicht zusammen (Kap. 3.2), um anschließend die darin vorgestellten Realisierungen zu diskutieren. Dies geschieht hinsichtlich des verfügbaren Equipments, des technologischen Aufwands und weiterer Randbedingungen, um eine fundierte Entscheidung über die potentiellen technologischen Alternativen treffen zu können (Kap. 3.3).

3.1 Wellenlängenstabilisierung

Um eine Verbesserung des spektralen Verhaltens sowohl hinsichtlich spektraler Selektivität als auch hinsichtlich temperaturinduzierter Modensprünge zu erreichen, können Beugungsgitter als wellenlängenselektive Elemente in den Strahlengang, und damit in den Resonator eingebracht werden. In Folge dessen sind die Verluste oberhalb der Laserschwelle nicht mehr konstant, sondern hängen von der Wellenlänge ab.

Im Falle eines externen Beugungsgitters führt dies allerdings zu einer deutlichen Zunahme der Komplexität des (hybriden) Aufbaus, wie anhand von Abb. 3.1 deutlich wird.

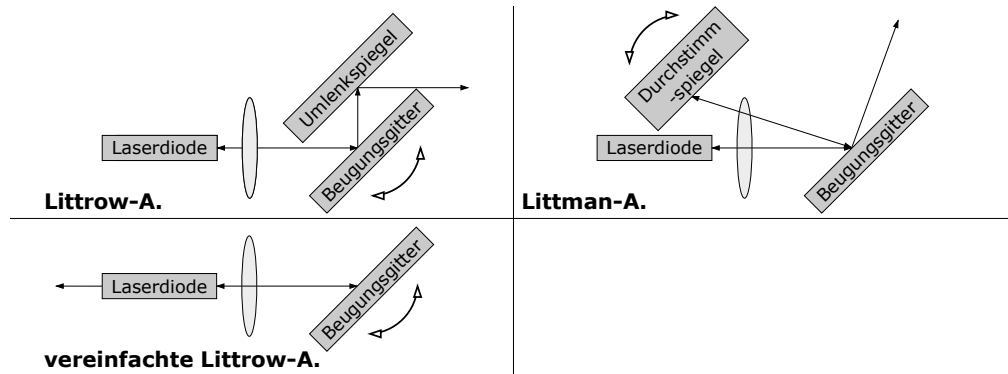


Abbildung 3.1: Alternative Aufbauten zur externen spektralen Stabilisierung

links oben: Littrow-Anordnung

rechts oben: Littman-Anordnung

links unten: vereinfachte Littrow-Anordnung (Nutzstrahl aus Diode)

In Abb. 3.1 sind gängige Beispiele für externe Wellenlängenstabilisierung gezeigt: Zum einen die Littrow-Anordnung, bei der die Wellenlänge über eine Drehung des Beugungsgitters durchgestimmt wird (Abb. 3.1 links oben) und die Littman-Anordnung (Abb. 3.1 rechts), bei der das Gitter fest steht und die Wellenlänge über einen drehbaren Durchstimm Spiegel eingestellt bzw. verändert wird. Diese Drehungen werden mit piezoelektrischen Elementen durchgeführt.

Die in Ref. [Baw11, Blu09] verwendete vereinfachte Littrow-Anordnung ist in Abb. 3.1 links unten gezeigt. Hier wird als Littrow-Gitter ein sog. Volumen-Bragg-Gitter (VBG)¹ verwendet. Dieses Element wird in diesem Fall als externer Rückkoppelspiegel verwendet, so daß der Nutzstrahl unverzerrt aus der Diode kommt. Die Rückfacette des Diodenlasers muß dabei entspiegelt sein.

Für Anwendungen kann ein kontinuierlicher Wellenlängendrift mit der Temperatur bzw. dem Injektionsstrom nützlich sein. In Ref. [Baw11] von Bawamia et al. ist es möglich, daß die Emissionswellenlänge des Lasermoduls mit dem Injektionsstrom über einen Bereich von $\Delta\lambda = 34$ pm ohne Modensprung zu variieren. Das ECDL-Modul erreicht eine Linienbreite von $\Delta\nu \approx 10$ MHz (i.e. $\Delta\lambda < 13,4$ fm) bei einer optischen Ausgangsleistung von $P \leq 8$ mW.

Ein TPL wurde von Blume et al. mit Hilfe von Mikrolinsen und einem VBG in einer mikro-integrierten, externen Kavität verwendet. Dieser miniaturisierte Aufbau erreich-

¹VBGs bestehen aus photosensitivem Glas oder einem Polymer. In ihr Volumen wird mit Hilfe kohärenten UV-Lichts eine periodische Struktur eingebracht, die bewirkt, daß ein einfallender Strahl der Bragg-Bedingung genügen muß, um reflektiert zu werden (reflektives VBG).

te eine spektrale Linienbreite (FWHM) von $\Delta\lambda = 245 \text{ fm}$ bzw. $\Delta\nu = 183 \text{ MHz}$ mit Ausgangsleistungen bis $P = 100 \text{ mW}$ [Blu09].

Die Nachteile einer externen Wellenlängenstabilisierung sind, daß die verwendeten Bauteile aktiv justiert werden müssen, und sich dadurch die Kosten vervielfachen, sich zudem die Robustheit verringert sowie das Volumen des Lasersmoduls vergrößert wird. Eine andere Möglichkeit longitudinal einzelmodige Emission zu generieren, ist die Kavität zu verkürzen, und so die Modenabstände zu vergrößern. Nach Formel (2.9) ist die Kavitätslänge L umgekehrt proportional zum freien Spektralbereich. Da VCSEL eine um Faktor tausend kleinere Kavität als FP-Kantenemitter aufweisen, ist der freie Spektralbereich entsprechend größer. Dadurch befindet sich nur eine einzelne Mode im Bereich des positiven Gewinns [Col95, Kap. 3.6.3; S. 99f.].

VCSEL bieten die Möglichkeit, die Resonator-Spiegelpaare während des epitaktischen Schichtaufbaus durch $\text{Al}(\text{Ga})\text{As}/(\text{Al})\text{GaAs}-\lambda/4$ -Schichtpaare zu realisieren. Diese hochreflektive DBR-Gitterstruktur ist der nachträglich aufgebrachten Facettenbeschichtung eines Kantenemitters ähnlich und aufgrund der begrenzten Anzahl der Spiegelpaare breitbandig.

Dagegen können periodische Gitterstrukturen in Kantenemittern durch die höhere Anzahl an Diskontinuitäten dazu genutzt werden, durch das daraus resultierende schmalbandige Reflexionsspektrum eine einzelne longitudinale Mode zu selektieren [Col95, Kap. 3.5; S. 85ff.].

Für eine Gitterstruktur der Ordnung m mit einem effektiven Brechungsindex n_{eff} , deren Diskontinuitäten sich mit der Periode Λ wiederholen, gilt, daß die reflektierten Strahlungsanteile bei der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} nach der sog. Bragg-Bedingung konstruktiv in Phase interferieren [Col95, Kap. 3.1], wenn für den einfallenden bzw. reflektierten Wellenvektor $\vec{k}_i, \vec{k}_r$ (mit Gittervektor $\vec{G}$) gilt [OI05]:

$$\begin{aligned} \vec{k}_r &= -\vec{k}_i \\ \text{mit: } \vec{k}_i - \vec{k}_r &= \vec{G} \\ \text{und: } |\vec{k}_i| &= |\vec{k}_r| = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{Bragg}}} n_{\text{eff}} \\ \text{und: } |\vec{G}| &= \frac{2\pi \cdot m}{\Lambda} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Somit folgt für ein in einen Kantenemitter integriertes Gitter (mit Gitterebenen lotrecht zur Ausbreitungsrichtung):

$$\begin{aligned} 2 \frac{2\pi}{\lambda_{\text{Bragg}}} n_{\text{eff}} &= \frac{2\pi \cdot m}{\Lambda} \\ \lambda_{\text{Bragg}} &= \frac{2n_{\text{eff}} \cdot \Lambda}{m} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\text{bzw. } \Lambda = \frac{m \cdot \lambda_{\text{Bragg}}}{2n_{\text{eff}}} \quad (3.3)$$

Die wichtigsten Typen interner Gitterstrukturen, deren spektrale Selektivität über Formel (3.2) bestimmt wird, sind DFB- (engl.: Distributed FeedBack; dt.: verteilte Rückkopplung) und DBR-Gitter (engl.: Distributed Bragg Reflector; dt.: Bragg-Reflektorsektion (mit verteilter Rückkopplung)). Diese werden im folgenden vorgestellt, da sie für einen potentiellen Einsatz im Rahmen dieser Arbeit in Frage kommen.

3.1.1 Integrierte verteilte Rückkopplung

Laser mit integrierten Gitterstrukturen, die auf verteilter Rückkopplung basieren, werden DFB-Laser genannt. Abb. 3.2 zeigt einen Kantenemitter mit einem integrierten DFB-Gitter in Seitenansicht.

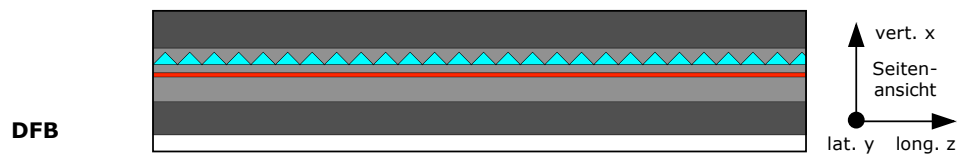


Abbildung 3.2: Schema eines Kantenemitters mit integriertem DFB-Gitter (Seitenansicht) (Skizze nicht maßstabsgetreu)

Wie Abb. 3.2 als Schema zeigt, ist die Gitterstruktur über die volle Länge der Kavität ausgedehnt, so daß sich das Gitter im aktiv betriebenen Bereich des Lasers befindet. Ref. [Cru12, Kap. 4] gibt einen aktuellen Überblick über die Herstellung vergrabener DFB-Gitterstrukturen: Die Gitterschicht wird üblicherweise in die Epitaxiestructur integriert, indem die Epitaxiestructur bis zur Gitterebene abgeschieden, dort das Gitter mittels Lithographie- und Ätzverfahren in der Halbleiterstruktur realisiert wird, und daraufhin die Gitterstruktur durch einen zweiten Epitaxieschritt vergraben wird. Damit wird die Gitterstruktur in räumlicher Nähe zur vertikal geführten Welle eingebracht, um eine definierte Wirkung der Gitterstruktur zu erreichen. In Abb. 3.2 ist die DFB-Gitterstruktur in den p-WL integriert. Über die Dicke der Gitterschicht $2a$ und den Abstand d der Gitterschicht zur aktiven Zone kann die Wirkung eingestellt und mit dem Kopplungskoeffizienten $\kappa \sim \frac{a}{d}$ quantifiziert werden [Col95, Kap. 6.3.2.1].

Im einfachsten Fall, wenn die Facetten entspiegelt sind, ist die DFB-Laser-Kavität durch das endlich lange Gitter bestimmt. Gegenläufige Wellen interferieren bei der Formel (3.2) entsprechenden Bragg-Wellenlänge destruktiv, so daß die Reflektivität des DFB-Gitters dort ein Minimum aufweist. Am stärksten werden die zu diesem Stopband benachbarten Moden reflektiert. Durch die Integration eines $\lambda/4$ -Phasensprungs in das DFB-Gitter kann die Mode im Stopband oszillieren [Kor90]. Die Realisierung erfordert allerdings ein komplizierteres Verfahren wie Elektronenstrahlolithographie, während die weitverbreitete holographische Interferenzlithographie nur äquidistante Gitterstrukturen erlaubt.

Wird eine Laserfacette der DFB-Laserdiode verspiegelt, zum Beispiel um Lichtaustritt aus nur einer Facette zu realisieren, kann die effektive Reflektivität bzw. Transmissi-

on der Facetten bestimmt werden, indem von einem effektiven Resonator ausgegangen wird [Col95, Kap. 6.3.2.2]. Um das Oszillieren von FP-Moden zu unterdrücken, wird die Frontfacette mit $R_f < 0,1\%$ entspiegelt, so daß das DFB-Gitter das Licht auskoppelt, wobei die reine Gitterwirkung mit $\kappa L < 1$ (κ : Kopplungskoeffizient; L : Länge des DFB-Gitters) beschrieben wird [Cru12, S. 54f.].

Aufgrund der über die Kavität verteilten Rückkopplung sind DFB-Laser in der Lage, über einen großen Strom- und Temperaturbereich stabil longitudinal einzelmodig zu emittieren und verstimmt zu werden. Allerdings ist die Phase eines DFB-Lasers in vielen Fällen zufällig, wenn äquidistante Gitterstrukturen durch das um eine Größenordnung unpräzisere Brechen der Chip-Facetten geteilt werden, und so die Phasenlage zur Facette stochastisch ist [Col95, Kap. 3.7].

3.1.2 Integrierte Bragg-Reflektor-Sektion

Eine weitere Möglichkeit Kantenemitter mit einem internen Gitter zu versehen, ist die Verwendung einer DBR-Sektion. Diese ersetzt einen der FP-Laserspiegel als passiver Bragg-Reflektor neben der aktiv gepumpten Gewinnsektion.² Abb. 3.3 zeigt dafür zwei Varianten als Schema: ein vergrabenes Gitter (Abb. 3.3 oben), das in die Epitaxieschichten mittels Zwei-Schritt-Epitaxie eingebettet wurde, und ein Oberflächengitter (Abb. 3.3 unten), das nach einer Ein-Schritt-Epitaxie erzeugt wurde.



Abbildung 3.3: Schema eines Kantenemitters mit integriertem DBR-Gitter (Seitenansicht) (Skizze nicht maßstabsgetreu)

oben: vergrabenes Gitter

unten: Oberflächengitter

Eine DBR-Sektion kann als separates Element mit Reflexions- bzw. Transmissionseigenschaften angesehen werden. Für die Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} in Formel (3.3) ergibt sich ein Minimum im Absorptionsspektrum bzw. ein Maximum im Reflexionsspektrum des DBR-Gitters mit der Periode Λ , das durch die große Länge bzw. die zahlreichen Perioden des Gitters sehr schmalbandig werden kann [Col95, Kap. 3.5.1;

²Prinzipiell können auch beide FP-Spiegelflächen durch DBR-Sektionen ersetzt werden. Eine Sektion fungiert in diesem Fall als Auskoppelgitter.

S. 85f.]. Aufgründdessen kann mittels eines DBR-Gitter eine der zahlreichen, eng benachbarten Moden des breiten Gewinnspektrums selektiert werden.

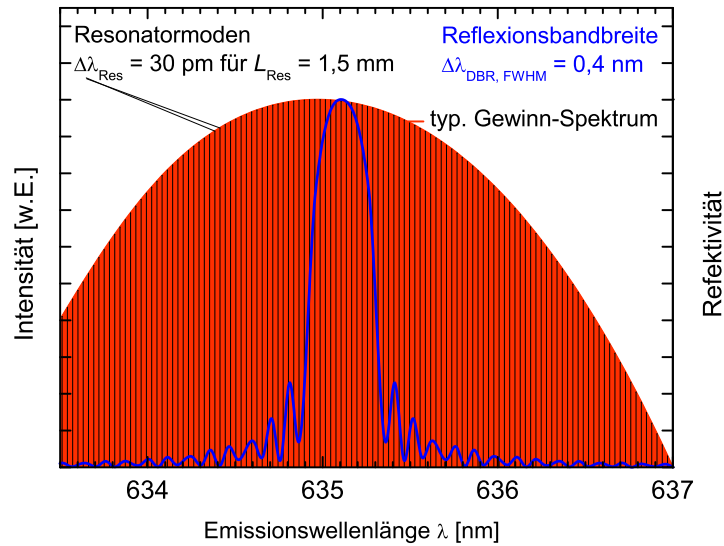


Abbildung 3.4: Schema der Modenselektion in einem DBR-Laser: Resonatormoden (schwarz) und Gewinnspektrum (rot) wie in Abb. 2.5 mit überlagertem Reflexionsspektrum einer DBR-Sektion (blau)

Dazu ist die in Kap. 2.5 diskutierte Abb. 2.5 eines typischen Gewinnspektrums bei einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 635 \text{ nm}$ mit den Resonatormoden eines $1,5 \text{ mm}$ langen FP-Resonators in Abb. 3.4 mit dem typischen Reflexionsspektrum eines DBR-Gitters überlagert. Das Maximum des Reflexionsspektrums liegt bei $\lambda_{\text{DBR}} = 635,1 \text{ nm}$. Die Halbwertsbreite dieses Beispiel-Reflexionsspektrums beträgt $\Delta\lambda_{\text{DBR}} = 0,4 \text{ nm}$. Die Anzahl der im Reflexionsmaximum enthaltenen Moden ist größer eins, so daß für einen Mono-Mode-Betrieb sich die Mode im Reflexionsmaximum über die Schwellenbedingung der zweiten Laserbedingung durchsetzen muß (s. Kap. 2.4).

Da die DBR-Gittersektion neben der Wellenlängenselektivität auch als Reflektor genutzt wird, ist eine hohe Reflexivität der DBR-Gittersektion erforderlich, um ein effizientes Bauelement zu erhalten. Im Fall eines vergrabenen DBR-Gitters (Abb. 3.3 oben) ist es folglich nötig, das DBR-Gitter in kleinem vertikalem Abstand zur aktiven Zone zu positionieren, da der Brechungsindexunterschied klein ist. (Eventuell kann die Rückfacette hier zusätzlich verspiegelt werden.) Demgegenüber bietet ein DBR-Oberflächengitter (Abb. 3.3 unten) einen großen Brechungsindexunterschied, so daß vergleichsweise wenige Perioden eine große Rückkopplung bedeuten [Cru12, Kap. 5]. Die effektive Eindringtiefe der optischen Welle definiert eine effektive Gitterlänge, die zusammen mit der Länge der aktiven Gewinnsektion in einer effektive Kavitätslänge resultiert [Col95, Kap. 3.6.2].

Ein DBR-Laser reagiert aufgrund der Ausführung als separates Element anders als ein DFB-Laser (Kap. 3.1.1), da sich die Kavitätsresonanzen aufgrund von Pumpstrom-

bzw. Temperaturänderung ebenfalls ändern ($\frac{d\lambda_s}{dT}$ in Kap. 6), während sich die Bragg-Wellenlänge des DBR-Gitters aufgrund der thermisch-bedingten Brechungsindexänderung verändert ($\frac{d\lambda_{\text{DBR}}}{dT}$ in Kap. 6). Aus diesen unterschiedlichen Wellenlängenänderungen resultieren regelmäßige Modensprünge ($\Delta\lambda$ in Kap. 6), die für das schmalbandige Spektrum eines DBR-Lasers charakteristisch sind – wie in Ref. [Rad11] von Radziunas et al. ausführlich diskutiert wird.

3.2 Literaturrecherche rot-emittierender Kantenemitter mit integrierten Gitterstrukturen

In Tab. 3.1 ist eine umfangreiche Übersicht rot-emittierender Kantenemitter mit integrierten Gitterstrukturen gegeben, um den Stand der Technik zu dokumentieren und Hinweise auf die Auswirkungen des Bauelement-Designs zu erhalten.

Seit Beginn der 1990er Jahren ist eine Entwicklung von rot-emittierenden Kantenemittern mit integrierten Gitterstrukturen zu registrieren: Angefangen mit bei Raumtemperatur gepulst betriebenen DFB-Lasern bei Wellenlängen größer als 660 nm [0, 1, 2] bis hin zu einem DBR-Laser mit einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 607$ nm im Pulsbetrieb bei 140 K [Jan92]. Generell sind mehr Publikationen zu DFB- als zu DBR-Lasern zu verzeichnen. Auch die Bauelementperformance von DFB-Lasern ist gegenüber DBR-Lasern positiver: Longitudinal einzelmodige Emission mit einer optischen Ausgangsleistung von $P = 90$ mW im Dauerstrichbetrieb bei einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 660$ nm aus einem 4 μm breiten DFB-RWL [6] zu $P = 24$ mW (cw) bei $\lambda = 670$ nm aus einem 16 μm breiten DFB-RWL [10].

Höhere Ausgangsleistungen wurden durch die Verwendung eines DBR-Oszillators in Verbindung mit einem integrierten, trapezförmigen Verstärker ($P = 250$ mW (cw) bei $\lambda = 665$ nm) [11] sowie mit einem 60 μm breiten Streifens mit integriertem, gewinkeltem α -DFB-Gitter erreicht ($P = 400$ mW (cw) bei $\lambda = 660$ nm) [7]. Die Breite der Emissionslinie betrug hier weniger als 50 pm – limitiert durch das verwendete Equipment. In Ref. [9] ist eine bauelementseitige Linienbreite von $\Delta\nu < 10$ MHz (i.e. $\Delta\lambda < 15,4$ fm) ($P = 18$ mW (cw) bei $\lambda = 680$ nm) angegeben. Die Seitenmodenunterdrückung übersteigt regelmäßig 25 dB [4, 5, 6, 9, 10, 11].

Über kürzere Emissionswellenlängen ($\lambda < 650$ nm) bei Raumtemperatur berichten nur zwei Autoren: Pezeshki et al. zeigt einen Laser mit DFB-Gitter zweiter Ordnung, der bei einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 634$ nm eine optische Ausgangsleistung von $P = 20$ mW (cw) emittiert [8]. Ein 16 μm breiter Laser mit einem DBR-Gitter erster Ordnung von Gauggel et al. erreicht unter gepulster Anregung (15 μs , 100 Hz) $P = 20$ mW [12]. Ein Vergleich der angegebenen Effizienz-Werte zeigt, daß hier die DFB-basierten Bauelemente bessere Werte ($\eta = 0,43 \dots 1$ W/A) [4, 5, 6, 7] gegenüber DBR-Emittern ($\eta = 0,18$ W/A) [10] aufweisen. Sofern vermerkt bzw. kalkulierbar wurden die Schwellenstromdichten in Tab. 3.2 vermerkt. Bauelemente, die in der Lage sind bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb zu operieren, weisen hier Schwellenstromdichten von $j_{\text{th}} < 2$ kA/cm² auf.

Neben der spektralen Stabilität berichten die Referenzen von einem reduzierten Wellenlängendrift mit der Betriebstemperatur von unter $d\lambda/dT = 0,05$ nm/K [0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 10, 12]. Vergleichslaser ohne Gitter weisen Wellenlängendrift von $d\lambda/dT = 0,13 \dots 0,15$ nm/K auf [1, 2, 10, 12].

Nr.	Autor	Ref.	Typ	λ [nm]	m	w_{RW} [μm]	Schwellen- strom(dichte)	η [W/A]	P [mW]	$d\lambda/dT$ [nm/K]	SMSR [dB]	Linien- breite
0	Chong et al.	[Cho88]	DFB	660	3	12	$\sim 1,5 \text{ kA/cm}^2$		p 5	0,04		
1	Gauggel et al.	[Gau95]	DFB	690	1		$2,5 \text{ kA/cm}^2$		p	0,042		
2	Lichten- stein et al.	[Lic97]	DFB- MOPA	670		$4 < 64$		0,32	p 200	0,05	> 20	
3	Gauggel et al.	[Gau97a]	SSG- DFB	690	1	60				0,042		
4	Gauggel et al.	[Gau97b]	DFB	680	2	2	$1,4 \text{ kA/cm}^2$	0,43	cw 5	0,049	30	< 100 pm*
5	Pezeshki et al.	[Pez98]	DFB	650	2	4	$\sim 60 \text{ mA}$	0,7	cw 40	0,05	> 40	
6	Hagberg et al.	[Hag99] [Pez00]	DFB	660	2	4	$1,1 \text{ kA/cm}^2$	1	cw 90	0,05	> 25	
7	Pezeshki et al.	[Pez99] [Pez00]	α -DFB	660	1	60	$1,3 \text{ kA/cm}^2$	0,75	cw 400			< 50 pm*
8	Pezeshki et al.	[Pez00]	DFB	634	2		105 mA		cw 20			
9	Schreiner et al.	[Sch01]	DFB	680	1		14 .. 18 mA				> 25	< 15,4 fm
10	Pezeshki et al.	[Pez96] [Pez00]	DBR	670	2	16	100 mA	0,18	cw > 20	0,044	> 30	< 100 pm*
11	Pezeshki et al.	[Pez97] [Pez00]	DBR-MFA- MOPA	665	2		$\sim 1 \text{ A}$		cw 250		~ 30	
12	Gauggel et al.	[Gau97c]	DBR	635	1	16	$1 .. 2,5 \text{ kA/cm}^2$		p 20	0,036		

Tabelle 3.1: Literaturwerte zu internen Gitterstrukturen in rot-emittierenden Laserstrukturen bei Raumtemperatur: Emissionswellenlänge λ , Gitterordnung m , Streifenbreite w_{RW} , diff. Effizienz η , opt. Ausgangsleistung P (p: gepulst; cw: Dauerstrichbetrieb), Wellenlängendrift bzgl. Temp. $d\lambda/dT$, Seitenmodenunterdrückung SMSR, Linienbreite (*: auflösungsbegrenzt durch das Equipment)

Alle hier aufgeführten Bauelemente verwenden kleine Gitterordnungen $m < 3$. Dies impliziert nach Formel (3.3) entsprechend kleinen Strukturgrößen des Gitters, was hohe Anforderungen an die technologische Umsetzung stellt. Seit dem Ende der 1990er Jahre sind keine weiteren Publikationen zu internen Gitterstrukturen in rot-emittierenden Kantenemittern mehr zu verzeichnen, so daß davon ausgegangen werden kann, daß die entsprechenden Entwicklungen eingestellt wurden.

Die in dieser Tab. 3.1 verzeichneten Bauelemente werden in der folgenden Tab. 3.2 in Kap. 3.3 hinsichtlich dieser technologischen Aspekte aufgeführt und detaillierter diskutiert.

3.3 Stand und Diskussion der Realisierungsoptionen interner Gitterstrukturen

Wellenlängenselektive Modenfilter in Halbleiterlasern sind im NIR-Spektralbereich eine etablierte Technologie, so daß DFB- bzw. DBR-Gitterstrukturen bereits seit vielen Jahren erfolgreich eingesetzt werden, um Halbleiterlaser spektral zu stabilisieren und ihre spektralen Eigenschaften zu beeinflussen. Zahlreiche mittels interner Gitterstrukturen stabilisierte Bauelemente werden auch kommerziell angeboten – zum Beispiel von:

- nanoplus GmbH,
- Photodigm, Inc.,
- eagleyard Photonics GmbH

Aus der Bragg-Bedingung (Formel (3.3)) ergibt sich bei gleicher Gitterordnung, daß die einzustellende Gitterperiode Λ für einen Halbleiterlaser, der bei $\lambda = 635$ nm emittiert, um ca. 30% kleiner sein muß als beispielsweise für einen Laser mit einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 976$ nm. Ein Gitter mit der Ordnung von z.B. $m = 2$ muß hier folglich eine Gitterperiode von $\Lambda < 200$ nm aufweisen. Als Belichtungsverfahren kämen bei diesen Gegebenheiten nur Elektronenstrahlolithographie und holographische Interferenzlithographie in Frage. Bei der Wahl des anschließend benötigten Strukturierungsschritts sind ebenfalls die technologischen Randbedingungen zu berücksichtigen. Im Ganzen sind die zur Verfügung stehenden technologischen Alternativen auch hinsichtlich ihres technologischen Aufwands zu diskutieren, um einen gangbaren Weg der Realisierung zu finden. Dies soll zunächst in Kap. 3.3 überblicksartig geschehen, um in Kap. 4 basierend auf diesen Erkenntnissen Simulationen von erfolgversprechenden Gitterstrukturen vorzunehmen. Anhand der Simulationsergebnisse wird in Kap. 4.5 die technologische Realisierbarkeit geprüft, um dann in Experimenten, die in Kap. 5 beschrieben werden, eine wirkungsvolle Gitterstruktur zu realisieren. Die Wirksamkeit der entwickelten Gitterstruktur wird in Kap. 5.3 anhand von gepulst betriebenen Bauelementen, die in einem Kurzprozesses entstanden sind, geprüft. Schlußendlich wird

in Kap. 6 beschrieben, welche Ergebnisse diese Gitter in RW- und Trapez-Lasern im Dauerstrichbetrieb aufweisen.

In Tab. 3.1 in Kap. 3.2 waren die gesammelten Literaturstellen rot-emittierender DFB- und DBR-Laser mit Design- und elektro-optischen Kenndaten aufgeführt. Als Basis für die Diskussion der technologischen Alternativen sind in Tab. 3.2 nun die gitterspezifischen Kenndaten der DFB- und DBR-Laser zusammengefaßt.

Nr.-Autor	Ref.	Typ	λ [nm]	m	Litho.-	Ätzverf.
1, 2, 3, 9	[Gau95, Lic97, Gau97a, Sch01]	DFB	670 .. 700	1	eBeam	ECR-RIE
4	[Gau97b]	DFB	680	2	eBeam	ECR-RIE/ naß-chem.
5, 6, 7, 8	[Pez98, Hag99, Pez99, Pez00]	DFB	635 .. 670	2	hologr.	naß-chem.
10, 11	[Pez96, Pez97, Pez00]	DBR	670	2	hologr.	naß-chem.
12	[Gau97c]	DBR	635	1	eBeam	Ar-IBE
Edwards et al.	[Edw06, Edw07, Edw08]	DBR	k.A., Λ : 200/400 nm		eBeam	ICP-RIE

Tabelle 3.2: Technologische Realisierungen interner Gitterstrukturen in rot-emittierenden Laserstrukturen aus der Literatur basierend auf Autoren-Nrn. in Tab. 3.1; Emissionswellenlänge λ , Gitterordnung n , verwandtes Lithographie- und Ätzverfahren

3.3.1 Diskussion der Ätzverfahren

Im folgenden wird – getrennt nach DFB- und DBR-Gitter – auf die Aufstellung in Tab. 3.2 eingegangen, wobei zunächst die Ätzverfahren im Fokus stehen. Anhand eines Entscheidungsbaumdiagramm (Abb. 3.6ff.) werden die weiteren technologischen Alternativen in inverser Reihenfolge (absteigend chronologisch) geprüft und bewertet. Also: Gittertyp, Ätzverfahren, Lithographieverfahren (Kap. 3.3.2).

- Ein **DFB**-Gitter ist in das aktive Bauelement integriert. Dies ist zunächst ein Vorteil, da die Abwesenheit einer passiven Sektion nicht zu zusätzlicher Absorption führen kann. Aufgrund des inhärenten Prinzips der verteilten Rückkopplung eines DFB-Gitters (s. Kap. 3.1.1), muß in diesem Fall die Gitterstruktur in den Wellenleiter der Laserstruktur eingebracht werden. Das Gitter wird trockenchemisch (ECR-RIE³) und naßchemisch [Gau97b] oder nur naßchemisch in den Halbleiter geätzt [Pez00] – s. Tab. 3.2. Dies bedingt nach der Realisierung einer geätzten Gitterstruktur diese epitaktisch zu überwachsen (Zwei-Schritt-Epitaxie). Um ein qualitativ hochwertiges epitaktisches Wachstum auf den geätzten Gitterstrukturen zu ermöglichen, ist allerdings nur ein geringes Aspektverhältnis der geätzten Struktur erlaubt (und bei naßchemischen Ätzung auch nur möglich).

³engl.: Electron Cyclotron Resonance – Vorläufer der ICP-RIE

Insbesondere bei den gegenüber NIR-Bauelementen nochmals kleineren Gitterperioden ist folglich nur eine flache Gitterätzung möglich. Somit wird die Gitterwirkung vergleichsweise schwach sein. Hinzu kommt die Tatsache, daß der Brechungsindexunterschied zwischen dem Material der Gitterschicht und dem zum Überwachsen genutzten Halbleitermaterial nur gering ist, was die Gitterwirkung weiter mindert. In denjenigen Literaturstellen, die in Tab. 3.2 bzw. 3.1 angegeben sind, sind keine der üblichen Angaben zur Kopplungskonstante κ angegeben; in Ref. [Pez00] wird die Reflektivität von DFB-Gittern pauschal mit 10 bis 30% angegeben.

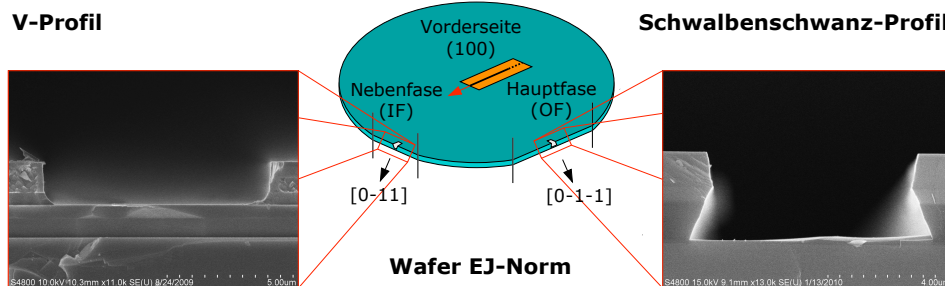


Abbildung 3.5: GaAs-Wafer der EJ-Norm mit Haupt- und Nebenfase sowie kristallachsenabhängige Form der naß-chemischen Ätzfurche (Hier wurde eine Epitaxiestruktur zunächst trockenchemisch vorstrukturiert, dann naßchemisch mit $\text{HCl}:\text{H}_3\text{PO}_4$ in beiden Kristallrichtungen geätzt.) (Skizze nicht maßstabsgetreu)

Aufgrund von Untersuchungen zum Ordering beim epitaktischen Wachstum rot-emittierender Schichtstrukturen (Kap. 2.6, [Wey00, Kap. 2.2.2, S. 99f.], [Zor99]) werden diese Laserstrukturen inzwischen auf verkipp-ten Substraten⁴ gewachsen. Wie Abb. 3.5 zeigt, ist bei einer Beibehaltung dieser Substrate und der Emittieranordnung darauf parallel zur $[0\bar{1}1]$ -Kristallrichtung⁵ eine naßchemische Ätzung von Gitterstrukturen wie in Ref. [Pez00] ausgeschlossen, da die Gitterätzflanken 90° zur $[0\bar{1}1]$ -Richtung (i.e. $[0\bar{1}\bar{1}]$ -Richtung) verlaufen. Damit weisen die Ätzflanken kein sich verjüngendes, V-förmiges Profil auf, sondern ein sich aufweitendes, negatives, Λ -förmiges Ätzprofil, einen sog. Schwalbenschwanz (engl.: dove-tail). Diese Form allerdings erschwert das Überwachsen massiv [Maw98]. Ohne grundlegende Änderungen hinsichtlich Epitaxie-Substrat und -Schichtwachstum ist diese Gitterart nicht realisierbar. Ferner ist es nötig, das DFB-Gitter mit einer Schicht guter kristalliner Qualität zu über-

⁴Der Kristall wird bei der Vereinzelung in Wafer unter einem bestimmten Winkel zur Kristallrichtung geschnitten. Die in dieser Arbeit verwendeten Substrate (EJ-Norm, s. Abb. 3.5) waren ausschließlich um $\alpha = 6^\circ$ zur (111)A-Ebene verkippt.

⁵Die Emittieranordnung auf (111)A-verkippten Substraten ist nur in $[0\bar{1}1]$ -Richtung möglich, da andernfalls die Lichtaustrittsfläche unter Winkel α brechen würde.

wachsen. Dies ist umso schwerer, da die Gitterschicht einen hohen Al-Anteil aufweist, um Verluste im Wellenleiter zu reduzieren [Pez00].

Aus diesen Gründen wurde die technologische Realisierung von DFB-Gittern für diese Arbeit nicht weiter verfolgt. Dies ist im Entscheidungsbaumdiagramm in Abb. 3.6 visualisiert.

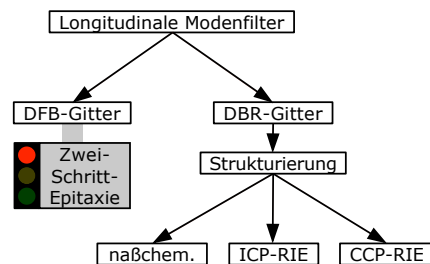


Abbildung 3.6: Entscheidungsbaumdiagramm

- Im Fall von **DBR**-Gittern ist zwar die Ausführung als separate Sektion prima facie aufgrund des abweichenden spektralen Verhaltens (charakteristische Modensprünge (Kap. 3.1.2)) und im Hinblick auf zusätzliche Absorption in dieser passiven Sektion [Col95, Kap. 3.6.2] nachteilig, allerdings ist hier das epitaktische Überwachsen (wie in Ref. [Pez00]⁶) nicht zwingend notwendig, wenn die Gitterstruktur als Oberflächengitter eingebracht wird. In Ref. [Gau97c] wurden Teile der oberen Epitaxiestruktur bis in die p-MS mittels Ar-Ionenstrahlätzen (engl.: Ar-ion beam etching; Ar-IBE) großflächig entfernt, bevor mit Elektronenstrahlolithographie ein Gitter erster Ordnung definiert und mittels Ar-IBE in die Rest-MS übertragen wurde. Der Kopplungskoeffizient dieses Quasi-Oberflächengitters wird mit $\kappa = 50 \text{ cm}^{-1}$ angegeben.

Die Herstellung von Oberflächengitter, die zudem auf die Erzeugung großflächiger Topologie (wie in Ref. [Gau97c]) vor dem technologisch anspruchsvollen Belichten von Gitterstrukturen verzichtet, erfordert dagegen ein hohes Aspektverhältnis bei der Ätzung der Gitterfurchen mittels trockenchemischer Ätzverfahren [Edw06, Edw07, Edw08] (s. Tab. 3.2). Edwards et al. berichten allerdings nicht von Bauelemente unter Verwendung dieser Gitterstrukturen. DBR-Oberflächengitter bieten einen deutlich höheren Indexkontrast, folglich eine höhere Reflektivität pro Periode. Die passiven Gittersektionen können im Rahmen des Herstellungsprozesses abgedeckt werden, um eine Montage der Epitaxienseite auf einem Wärmespreizer zu ermöglichen.

⁶Die Reflektivität wird in Ref. [Pez00] mit 30% angegeben.

Problematisch bei der Implementierung von Gitterstrukturen in rot-emittierenden Laserstrukturen ist an dieser Stelle aber die trockenchemische Ätzung selbst. Die Epitaxiestrukturen für rot-emittierende Laser-Bauelemente bestehen in der Regel aus AlGaInP-Epitaxie-Schichten. Diese InP-haltigen Schichten sind nur bei erhöhten Prozeßtemperaturen ätzbar⁷, was die Verwendung von speziellen ICP-RIE-Ätzprozessoren und aufgrund der hohen Ätztemperaturen die Verwendung von Hartmasken erforderlich macht. Zudem ist aufgrund der Standard-GaAs-Schichten ein Zweischritt-Prozeß bei niedriger Ätztemp. (für GaAs) und hoher Ätztemp. (für AlIn(Ga)P) nötig [Edw08].

Die in dieser Arbeit verwendete Epitaxiestruktur (s. Abb. 2.6 b), S. 19) verwendet abweichend zu den genannten Literaturstellen $\text{Al}_{0,85}\text{GaAs}$ als Material für die p-MS. Diese erlaubt, wie in Kap. 2.6 auf S. 21 beschrieben, eine Ätzung mit dem CCP-RIE-Verfahren und ermöglicht so zum Beispiel die Herstellung der Strahlführung durch eine trockenchemische Ätzung unter Verwendung von $\text{BCl}_3\text{-Cl}_2$ - und $\text{BCl}_3\text{-Ar}$ -Plasmen [Fei11], wie sie für NIR-Epitaxiestrukturen Standard sind. Somit ist grundsätzlich eine Gitterstrukturierung dieser InP-freien p-MS mittels CCP-RIE möglich.

Eine naßchemische Ätzung der DBR-Gitterstrukturen wird aufgrund des kleinen Aspektverhältnisses und Indexkontrastes für DBR-Oberflächengitter ebenso ausgeschlossen wie aufgrund der Tatsache, daß dafür die Verwendung eines verkippten Substrats nicht möglich ist (s.o., DFB).

Es verbleiben somit die trockenchemischen Strukturierungsoptionen CCP-RIE und ICP-RIE – wie im erweiterten Entscheidungsbaum in Abb. 3.7 nachzuvollziehen ist. Auf die Auswahl der Strukturierungsalternative und die technologische Lösung der Herausforderungen der Gitterstrukturierung wird in Kap. 5.2 und 5.2.1 eingegangen.

Um DBR-Oberflächengitter in einen Kantenemitter einzubringen, ist vor einem Ätzschritt ein Lithographieschritt zur Ätzmaskenherstellung notwendig. Im folgenden Abschnitt werden die technologischen Randbedingungen diesbezüglich erläutert.

⁷im Sinne von im Ätzplasma volatil, und damit über ein Vakuumsystem abpumpbar

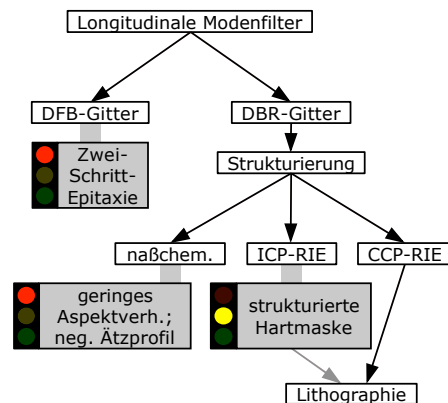


Abbildung 3.7: Entscheidungsbaumdiagramm

3.3.2 Diskussion der Lithographieverfahren

Im Zeitraum dieser Arbeit standen folgende Lithographie-Verfahren zur Verfügung, die für eine Gitterherstellung in Frage kommen:

- Für Elektronenstrahlbelichtungen stand seit Ende 2010 ein Elektronenstrahlbelichtungsanlage mit formbaren Strahlprofil⁸ zur Verfügung. Damit können minimalen Strukturöffnungen von 50 nm (abhängig von dem verwendeten Lack) realisiert werden. Mit dieser Strukturgröße sind theoretisch Gitter erster Ordnung $m = 1$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 635$ nm möglich.
- Zudem ist ein Laserinterferenz-Setup (holographische Einzelstrahl-Interferenz) verfügbar, das mit einem Krypton-Ionen-Laser und einem um den Winkel ϕ drehbaren Lloyd-Spiegel über $\Lambda = \frac{\lambda_{\text{Laser}}}{2 \sin \phi}$ periodische Strukturgrößen zwischen 140 nm und 400 nm ermöglicht [Cru12]. Aufgrund der vollflächigen, periodischen Belichtung ist eine nachfolgende Freibelichtung der aktiven⁹ Bereiche nötig. Daher ist ein Negativlack zu verwenden. Im Folgenden werden hinsichtlich dieses Verfahren Simulationen für Gitterordnung $m = 4$ diskutiert.
- Der ebenfalls verfügbare i-line-Waferstepper¹⁰ ermöglicht bei vorgegebenem Lack¹¹ eine minimale Lacköffnung von ca. 480 nm, daraus ergibt sich bei einem sinnvollen Lacköffnungs-zu-Periode-Verhältnis von 1:1 (Tastver-

⁸Vistec SB251

⁹Gemeint sind hier alle Bereiche, die nicht passive DBR-Sektionen sind.

¹⁰Nikon NSR-2005i10C

¹¹Hier wurde ein hochauflösender Positiv-Photolack wie Shipley Megaposit®SPR®955-CM 0.7 angenommen.

hältnis: 0,5) eine Gitterperiode von ca. 960 nm – aufgrunddessen wird im folgenden Gitterordnung $m = 10$ eruiert.

Die folgende Tab. 3.3 gibt einen zusammenfassenden Überblick über die genannten, zur Verfügung stehenden Lithographieoptionen mit den jeweiligen Randbedingungen sowie Vor- und Nachteilen.

Elektronenstrahl-	hologr. Laserinterferenz- Lithographie	i-line-Waferstepper-
Strukturgrößen: ≥ 50 nm freies Design möglich z.B. Phasensprung, mehrere Gitterperioden auf einem Wafer Metallisierung nötig seit Frühjahr 2010 be- triebsbereit	Strukturgrößen: 140 .. 400 nm periodisch, vollflächig für DBR Negativlack und zweite Belichtung mit Stepper nötig	Strukturgrößen: ≥ 480 nm freies Design möglich, z.B. mehrere Gitterperioden auf einem Wafer Standard i-line-Photolacke, hoher Durchsatz mög- lich
Zur Simulation zu verwendende Gitterperiode		
$m = 1$: 97 nm	$m = 4$: 388 nm	$m = 10$: 972 nm

Tabelle 3.3: Überblick über die zur Verfügung stehenden Lithographieoptionen für DBR-Oberflächengitter

3.4 Fazit

Im Kap. 3.3.1 wurden die potentiellen Ätzverfahren hinsichtlich einer Realisierung geprüft. Dabei wurden DFB-Gitter insbesondere aufgrund der notwendigen Zwei-Schritt-Epitaxie ausgeschlossen. Die Strukturierungsoptionen für DBR-Gitter wurden auf die Verfahren reduziert, die eine Strukturierung von Oberflächengittern ermöglichen.

Die in Kap. 3.2 vorgestellten Realisierungen rot-emittierender Kantenemitter mit integrierten Gitterstrukturen verwendeten ausschließlich Gitterperioden von $m \leq 3$. Veröffentlichungen zu höheren Gitterordnungen und Oberflächengittern waren nicht darunter.

Die grundsätzlich zur Verfügung stehenden Lithographieverfahren – s. Tab. 3.3 in Kap. 3.3.2 – unterscheiden sich insbesondere hinsichtlich ihrer Auflösung bzw. der erreichbaren Strukturgrößen.

Im folgenden Kapitel werden daher Simulationen für kleine Gitterordnungen bzw. Strukturgrößen vorgestellt, die mit Elektronenstrahlolithographie oder holographischer Belichtung möglich sind sowie Simulationen höherer Gitterordnungen, die durch eine i-line-Waferstepper-Projektionslithographie realisiert werden können. Diese sind mit

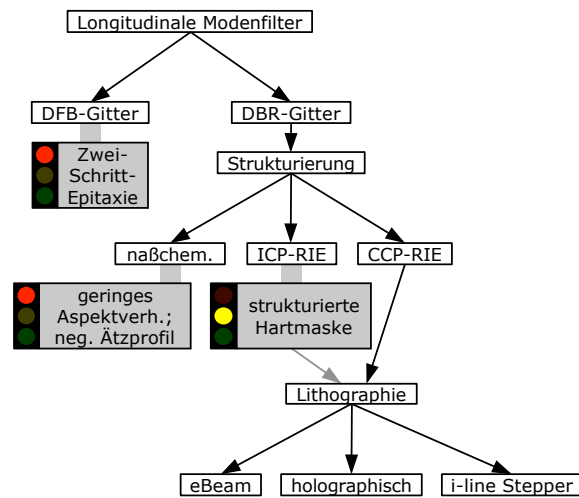


Abbildung 3.8: Entscheidungsbaumdiagramm

unterschiedlich hohem technologischem Aufwand verbunden. Eine Rekapitulation der technologischen Randbedingungen unter Einbeziehung und Diskussion der Simulationsergebnisse wird in Kap. 5 vorgenommen.

Kapitel 4

Numerische Berechnungen tiefgeätzter Oberflächengitter

Nach der Vorstellung des Stands der Technik und Wissenschaft bezüglich rot-emittierender Kantenemitter mit integrierten longitudinalen Modenfiltern und der Untersuchung der in den Referenzen angegebenen Realisierungen, wurde der Gittertyp DBR für die weitere Entwicklung ausgewählt, um die in einer Ein-Schritt-Epitaxie hergestellte Vertikalstruktur weiterverwenden zu können. Desgleichen wurde das trocken-chemische Ätzen von DBR-Oberflächengittern gewählt, um einen hohen Indexkontrast des Gitters zu ermöglichen.

Die unter diesen Einschränkungen verbleibenden Freiheitsgrade bei der Auslegung des Gitterdesigns sollen in diesem Kapitel mit Hilfe computergestützter Simulationen tiefgeätzter Oberflächengitter anhand der vorgegebenen Vertikalstruktur untersucht und diskutiert werden. Dabei werden numerische Berechnungen zu denjenigen Gitterordnungen ($m = 1; 4; 10$) vorgenommen, die zu den in Kap. 3.3.2 vorgestellten Lithographie-Optionen korrespondieren.

Diese Berechnungen sollen eine Einschätzung ermöglichen, welche Gitterauslegung den physikalischen Zielen wie zum Beispiel einer ausreichend hohen Reflektivität und einer schmalen spektralen Breite des Reflexionsmaximums genügen, um longitudinal einzelmodige Emission zu ermöglichen.

Um zu gewährleisten, daß durch die Nutzung des DBR-Oberflächengitters als Rückkoppelspiegel ein effizientes Bauelement realisiert wird, muß die DBR-Gittersektion eine vergleichbare Reflektivität aufweisen, wie sie die Rückfacette eines FP-Lasers besitzt. Daher wird als Kriterium für eine ausreichend hohe DBR-Gitterreflektivität $R_{\text{DBR}} \geq 90\%$ gesetzt.

Dazu werden zunächst die zur Simulation verwandte Vertikalstruktur sowie die zur Designauslegung bzw. Optimierung interessanten Parameter vorgestellt. In der Folge wird das Simulationsprogramm in seiner Funktionsweise eingeführt (Kap. 4.2), bevor die damit erzeugten Simulationsergebnisse in Kap. 4.4 vorgestellt und diskutiert werden.

4.1 Simulationsstruktur und Parameter

Abb. 4.1 zeigt im rechten Bereich die gegenüber Abb. 2.6 b) (S. 19) vereinfachte¹ Epitaxiestruktur für rot-emittierende Kantenemitter mit integrierten Gittern (linker Bereich).

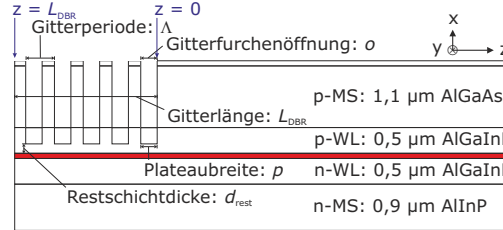


Abbildung 4.1: Schema des simulierten DBR-Gitters in der vereinfachten Epitaxiestruktur (Skizze nicht maßstabsgetreu)

Im abgebildeten Schema setzt sich das DBR-Oberflächengitter aus dem Bereich der Gitterfurche und einem Bereich bestehend aus der vereinfachten Epitaxiestruktur oberhalb der AZ zusammen, die sich mit der Periode Λ über die Gesamtlänge des DBR-Gitters L_{DBR} wiederholen. Die verbleibende Epitaxieschicht unterhalb des Gitters bis zur AZ wird als Restschichtdicke (RSD) d_{rest} quantifiziert.

Diese und weitere für die Auslegung des DBR-Oberflächengitters wichtigen Parameter sind in Abb. 4.1 eingezeichnet und werden im folgenden hinsichtlich ihrer Gitterwirkung und Randbedingungen erläutert:

- Gitterperiode Λ : Gemäß Formel (3.3) definiert die frei wählbare² Gitterperiode Λ durch den der zugrundeliegenden Epitaxiestruktur vorgegebenen effektiven Brechungsindex n_{eff} die gewünschte Emissionswellenlänge λ_{Bragg} . Daneben läßt sich durch die Gitterordnung $m \in \mathbb{N}^*$ die Gitterperiode vervielfachen. Da dieser Umstand von grundlegender Bedeutung für die Wahl des Lithographieverfahrens ist, werden in Kap. 4.3f. unterschiedliche Gitterordnungen simuliert.
- Gitterfurchenöffnung o : Dies ist die Öffnung der Gitterfurche an der Waferoberfläche, und somit relevant für die technologische Randbedingung der durch die gewählte Lithographie auflösbare Strukturgröße im Maskenmaterial (Photolack oder z.B. Hartmaske).
- Plateaubreite p : Bezeichnet die Breite am Fuß der Gitterfurche eines Oberflächengitters. Da dort die Fundamentalmode des Laserlichts mit dem periodischen Brechungsindexunterschied des Gitters interagiert, ist diese Breite für eine möglichst maximale Reflektivität eine entscheidende Größe. In

¹Die Struktur wurde vereinfacht um den Anschluß an die PML bei gleichzeitiger Konvergenz zu ermöglichen.

²unter Beachtung der technologischen Randbedingungen

Kap. 4.3 wird die Plateaubreite auf die Gitterordnung m bezogen und als Tastverhältnis bezeichnet. Dieser Parameter kann durch die Isotropie bzw. Anisotropie des Ätzverfahrens gegenüber der oben genannten Gitterfurchenöffnung beeinflusst werden. In den folgenden Simulationen wird zunächst das vereinfachende Rechteckprofil der Gitterfurche für die Untersuchung der hier aufgeführten Parameter beibehalten, in diesem Fall sind Plateaubreite p und Gitterfurchenöffnungsbreite o identisch und als Gitterfurchenbreite bezeichnet. Am Ende des Kapitels wird für den technologisch umzusetzenden Spezialfall eine elaboriertere Struktur simuliert und deziert zwischen den Begriffen unterschieden (Kap. 4.7).

- Restschichtdicke (RSD) d_{rest} (Kap. 4.4.2): Ist die zwischen AZ und Fuß der Gitterfurche verbleibende Schichtdicke. Dieser Parameter wird hinsichtlich maximaler Reflektivität untersucht. Die Restschichtdicke wird ausschließlich über die Ätzung eingestellt.
- Gitterlänge L_{DBR} (Kap. 4.4.3): Ist die Gesamtlänge aller Gitterperioden und wird betrachtet, um dem Bauelement eine ausreichende Gittersektion einzuräumen. (Bei fixer Gesamtlänge des Bauelements nimmt mit kürzerer Länge der passiven Gittersektion die aktiv pumpbare Fläche zu.) Dieser Parameter ist lediglich beim lateralen Design des Bauelements zu beachten.

In Kap. 4.4.1 werden zudem simulierte Reflexionsspektren zu einem fixen Parametersatz vorgestellt und diskutiert. Die Erkenntnisse hinsichtlich der oben genannten geometrischen Abmessungen der Ätzfurche, der Äztiefe und der Gitterlänge werden in Kap. 4.5 zusammengefaßt. Dann werden die Simulationsergebnisse unter Hinzuziehung technologischer Randbedingungen in Kap. 4.6 bewertet sowie der ermittelte Spezialfall mit einer angepaßten, realistischeren Simulation untersucht (Kap. 4.7).

4.2 Grundlagen der Simulation

Zur numerischen Berechnung der im linken Bereich von Abb. 4.1 dargestellten Gitterstruktur wurde die Software CAMFR³ genutzt. CAMFR ist ein Python-basiertes Programm zum Lösen der Maxwell-Gleichungen mit Hilfe der Technik der Eigenmoden-Entwicklung [Bie07]. Dafür wird die zu simulierende Struktur durch Schichten beschrieben, in denen sich der Brechungsindex in z-Richtung nicht ändert. Das elektromagnetische Feld wird als eine Summe lokaler Eigenmoden⁴ (in x-Rtg.) dieser Schichten beschrieben, wobei die Eigenmoden in z-Richtung propagieren. Es kann der Propagationsfaktor und der effektive Brechungsindex bspw. der Grundmode berechnet werden. In x-Richtung ist der Schichtstapel durch Randbedingungen abgegrenzt, die PMLs

³Entwickelt von P. Bienstman und lizenziert unter GNU General Public License (GPL); Download: <http://camfr.sourceforge.net/>

⁴Anzahl in den hier durchgeführten Simulationen: 100; mit transversal-magnetischer Polarisation

(engl.: Perfectly Matched Layers) genannt werden und durch die imaginäre Komponente ihrer Dicke Strahlung in Richtung der elektrischen Wände absorbieren, so daß parasitäre Reflexionen unterdrückt werden. Dieses in x- und z-Richtung diskret definierte Gebiet wird als Slab bezeichnet [Bie01b, Bie01a].

Die Funktionsweise von DFB- oder DBR-Gitterstrukturen als Interferenzgitter besteht in der periodischen Wiederholung eines Brechungsindexunterschieds. Dieser kann nun durch die Definition eines weiteren Slabs simuliert werden. An den Grenzflächen der beiden Slabs werden mittels Streuungsmatrix-Algorithmus Reflexions- und Transmissions-Matrizen rekursiv bestimmt [Bie01b], aus denen die modale⁵ Reflektivität (an Position $z = 0$) bzw. Transmission (an Position $z = L_{\text{DBR}}$) bestimmt wird.

Die zu berechnende Struktur ist mit zwei unterschiedlichen, periodisch über die endliche Abmessung des Gitters wiederholten Slabs beschrieben. Dies verdeutlicht das reduzierte Maß an rechnerischem Aufwand gegenüber Methoden, die mit räumlicher Diskretisierung arbeiten (wie Finite-Differenzen-Methode oder Finite-Elemente-Methode) – aufgrund dieser Effizienz wurde diese Simulationssoftware ausgewählt. Mit Hilfe der Simulationssoftware CAMFR wurden bereits sowohl flach- [Wen06] als auch tiefgeätzte DBR-Gitter erfolgreich simuliert [Cty02].

Um die oben genannte Funktionsweise des Simulationsprogramms CAMFR zu nutzen, wurde im Rahmen der Arbeit ein Python-Skript programmiert [Wen06], das die zugrundegelegte Vertikalstruktur sowie deren Brechungsindizes definiert und die gewünschten Berechnungen (z.B. des effektiven Brechungsindex oder der Reflektivität) aufruft. Über die Verwendung von Berechnungsschleifen können die interessanten Parameter wie Emissionswellenlänge λ , Gitterperiode Λ , Restschichtdicke d_{rest} und Gitterlänge L_{DBR} , aber auch die Gitterfurchenöffnung o und die Plateaubreite p variiert werden. In Tab. 4.1 sind die Brechungsindizes der Epitaxiestruktur der beiden relevanten Slabs nach Abb. 4.1 aufgeführt, die in dem Skript hinterlegt sind.

Schicht	Dicke [μm]	Slab1	Slab2
SiN_x	2	1,95	
p-MS: $\text{Al}_{0,85}\text{GaAs}/\text{SiN}_x$	1,2	3,22	1,95
SiN_x	$0,5 - d_{\text{rest}}$	3,267	1,95
p-WL: $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,16}\text{InP}$	d_{rest}	3,267	
grad	0,025	3,291	
AZ: GaInP	0,015	3,518	
grad	0,025	3,291	
n-WL: $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,16}\text{InP}$	0,5	3,267	
n-MS: $\text{Al}_{0,52}\text{InP}$	0,9	3,223	

Tabelle 4.1: Brechungsindizes der beiden relevanten Slabs nach Abb. 4.1

⁵Für die hier betrachteten Gitterstrukturen für eine Emissionswellenlänge von $\lambda = 635 \text{ nm}$ wurden transversal-magnetische Fundamentalmode (TM00) verwendet.

4.3 Tastverhältnis

In Abb. 4.2 a) ist die in Abb. 4.1 gezeigte Gittersektion vergrößert dargestellt. Es sei ein DBR-Oberflächengitter mit Gitterordnung $m = 1$. Zusätzlich dazu ist in Abb. 4.2 b) ein gleich großer Ausschnitt einer Gittersektion eines Gitters höherer Ordnung (hier $m = 10$), aber mit identischer Breite der Gitterfurche dargestellt.

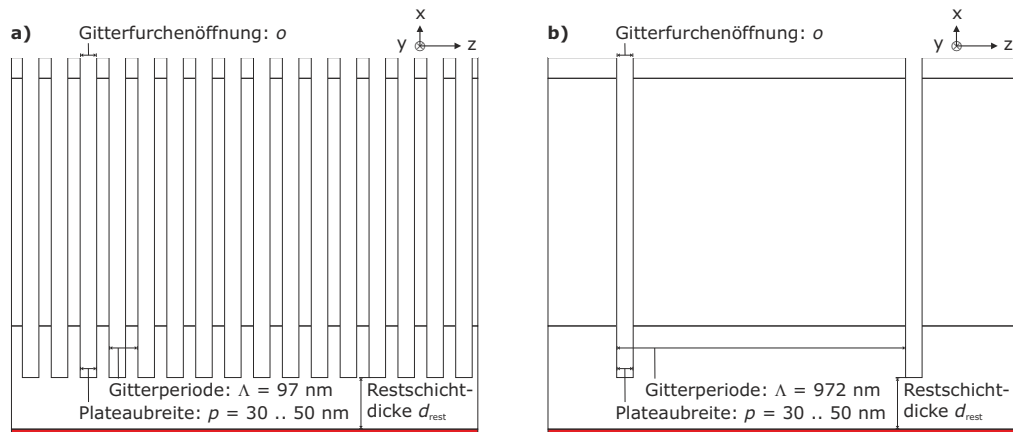


Abbildung 4.2: Skizze der in Abb. 4.1 gezeigte Gittersektion für

a) $m = 1$ und

b) $m = 10$ (Skizze maßstabsgetreu mit verschiedenen x- und z-Maßstäben)

Für beide Gittersektionen unterschiedlicher Gitterordnung läßt sich das sogenannte Tastverhältnis des Gitters definieren über:

$$dc = \frac{\Lambda - p}{\Lambda} \quad (4.1)$$

mit dc : Tastverhältnis

p : (Plateau-)Breite der Gitterfurche

Das in Formel (4.1) definierte Tastverhältnis gibt den Quotienten des ungeätzten Bereichs zur Gitterperiode wieder. Nach Formel (4.1) ist das Tastverhältnis in Abb. 4.2 rechts ($m = 10$) mit $dc = 0,96$ gegenüber Abb. 4.2 links ($m = 1$) mit $dc \approx 0,5$ erhöht.

4.4 Berechnungen zur Optimierung der DBR-Eigenschaften

4.4.1 Spektrale Bandbreite

Durch das Einbringen zahlreicher, periodischer Diskontinuitäten (realisiert durch einen Brechungsindexunterschied) wird das breitbandige Gewinnspektrum eines Kantenemitters aufgrund der schmalbandigen Akzeptanz der Phasenfehlانpassung beschränkt, wobei Emissionswellenlängen, die von der Bragg-Bedingung (Formel (3.2))

abweichen, mit zunehmend größerer Phasenfehlانpassung von entfernteren Diskontinuitäten reflektiert werden, und so weniger konstruktiv interferieren. Daher erreichen längere Gitter eine kleinere spektrale Bandbreite [Col95, Kap. 3.5.1; S. 85f.].

In Abb. 4.3 ist die errechnete Reflektivität farbcodiert gegenüber Tastverhältnis und Emissionswellenlänge für die Gitterordnungen $m = 1; 4; 10$ wiedergegeben. Die Gitterparameter Restschichtdicke d_{rest} und Gitterlänge L_{DBR} sind willkürlich gewählt zu $d_{\text{rest}} = 300 \text{ nm}$ und $L_{\text{DBR}} = 500 \text{ }\mu\text{m}$. Zu bemerken ist, daß sich für alle Gitterordnungen die Breite des Reflexionsmaximums mit größerem Tastverhältnis erhöht.

Es wurden mittels des Kriteriums von $R \geq 90\%$ für jede Gitterordnung ein Tastverhältnis bestimmt und dessen Position in Abb. 4.3 mit einem Buchstaben [A], [B] usw. gekennzeichnet:

- $m = 1$: Position [A], Schnitt bei $dc = 0,67$
- $m = 4$: Position [C], Schnitt bei $dc = 0,89$
- $m = 10$: Position [F], Schnitt bei $dc = 0,96$

Die übrigen, ausgewählten Tastverhältnisse (Positionen: [B], [D], [E]) sind zu Vergleichszwecken ausgewählt.

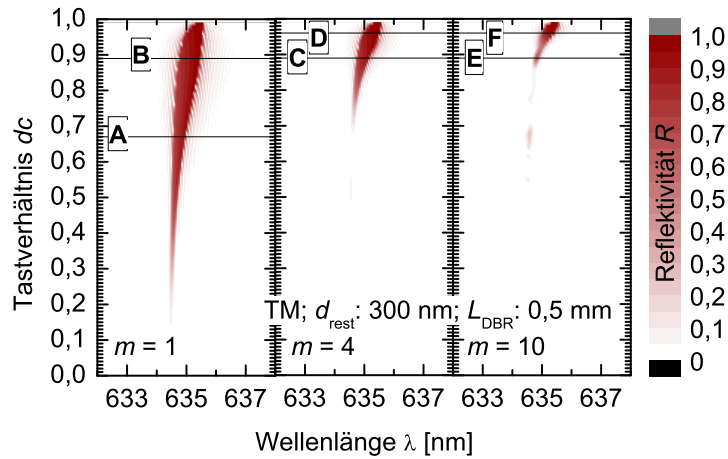


Abbildung 4.3: Farbcodierte Karte der berechneten Reflektivität über Tastverhältnis und Wellenlänge für die Gitterordnungen $m = 1, 4$ und 10

Die ausgewählte Tastverhältnisse sind in Abb. 4.3 als Schnitte gekennzeichnet und in Abb. 4.4 als entsprechende Reflexionsspektren gezeigt. Zusätzlich zu den Reflexionsspektren sind auch die Verlustspektren⁶ abgebildet.

Abb. 4.4 zeigt oben die Positionen [A] ($dc = 0,67$) und [B] ($dc = 0,89$) für ein Gitter erster Ordnung. Generell ist zu beachten, daß es bei der Verwendung von CAMFR zu

⁶Der berechnete Verlustwert ergibt sich rechnerisch aus der mittels CAMFR simulierten Reflektivität R und Transmission T gemäß: $\text{Verlust} = 1 - R - T$. Darunter sind aufgrund der Funktionsweise von CAMFR alle Verluste zu verstehen, also z.B. gestreute Anteile, die vom den PMLs absorbiert werden. Absorption wurde bei der Berechnung nicht berücksichtigt.

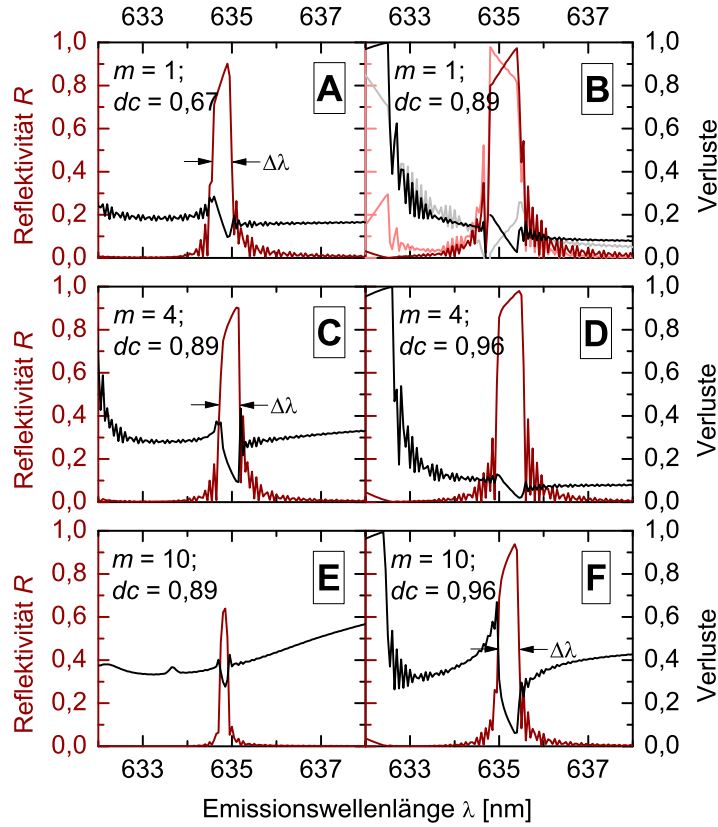


Abbildung 4.4: Reflexions- und Verlustspektren für die in Abb. 4.3 gekennzeichneten Gitterordnungen und Tastverhältnisse

sog. Einfügeverlusten kommt je nachdem, ob die periodische Struktur (aus Slab1 und Slab2) von Slab1 oder Slab2 begrenzt wird [Wen06]. In Abb. 4.4 (Position **B**) sind beide Fälle illustriert: im Fall von Slab2 hell- und im Fall von Slab1 dunkelrot. Die Verluste inkl. der Einfügeverluste betragen in diesem Fall bis zu 20%. In allen weiteren Simulationsergebnissen ist Slab1 als Begrenzungs-slab verwendet worden, so daß in der oben gezeigten Abb. 4.7 der Einfluß der Einfügeverluste bei $dc = 0$ maximal ist und nach $dc > 0$ abnimmt. Der Einfluß auf das Reflexionsmaximum, das nach Abb. 4.3 zu hohen Tastverhältnissen strebt, ist somit gering. Bei steigender Gitterordnung erhöhen sich die Streuverluste neben der Zentralwellenlänge λ_{peak} . Sie fallen aber im Reflexionsmaximum stärker ab (vgl. Position **A**, **C** und **F**).

In Abb. 4.4 sind je nach Gitterordnung und Tastverhältnis verschiedene Halbwertsbreiten des Reflexionsbandes $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ zu beobachten. Betrachtet man allerdings diese Halbwertsbreiten für $m = 1; 4$ und 10 z.B. mit dem Kriterium $R \geq 90\%$, so ergibt sich eine Halbwertsbreite von:

- $m = 1$: Position **A**, $dc = 0,67$: $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 420$ pm
- $m = 4$: Position **C**, $dc = 0,89$: $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 450$ pm
- $m = 10$: Position **F**, $dc = 0,96$: $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 460$ pm

Damit ist die Halbwertsbreite des Reflexionsbandes um circa eine Größenordnung größer als der in Kap. 2.5 zu $\Delta\lambda_{\text{Res}} \approx 30 \text{ pm}$ bestimmte freie Spektralbereich der Resonatormoden. (Und ebenfalls eine Größenordnung größer als beispielsweise die Reflexionsbandbreite des in Ref. [Baw11] verwendeten externen Volumen-Bragg-Gitters $\Delta\lambda_{\text{RBG}} = 50 \text{ pm}$.) Aus dem mehrere Nanometer breiten Gewinnspektrum der AZ befinden sich somit etwa zehn Moden innerhalb der Halbwertsbreite des Reflexionsspektrums. Um longitudinalen Einzelmodenbetrieb zu erhalten, muß das Reflexionsprofil die Schwellenbedingung (s. Kap. 2.4) einer dieser Moden innerhalb der Reflexionsbandbreite begünstigen.

Aufgrund der an den Flanken erhöhten Streuverluste ist die Ermittlung des realen Reflexionsprofils allerdings schwierig. Schmalere Reflexionsbandbreiten lassen sich (bei konstanter Gitterlänge), wie Abb. 4.3 und 4.4 zeigen, erzeugen, indem Abstriche bei der maximalen Reflektivität in Kauf genommen werden. Um das Schwellenverhalten zu begünstigen und möglichst effiziente Bauelemente (ohne nachträgliche Verspiegelung der Rückfacette hinter dem DBR-Gitter) zu entwickeln, wurde in den folgenden numerischen Berechnungen in erster Linie auf eine Optimierung der Gitterreflektivität Wert gelegt.

4.4.2 Restschichtdicke

Die Restschichtdicke ist ein für die Gitterwirkung entscheidendes Maß, da sie den Abstand des Fußes der Gitterfurche zur AZ, und damit die Eindringtiefe des Gitters in den Wellenleiter beschreibt, und somit die Wirkung des Gitters auf die Fundamentalmode. Abb. 4.5 zeigt die errechnete Reflektivität farblich codiert in Abhängigkeit von der Restschichtdicke der Gitterfurche und dem Tastverhältnis für die Gitterordnungen $m = 1; 4; 10$. Die Länge der hier simulierte Gittersektion beträgt fix $L_{\text{DBR}} = 500 \text{ }\mu\text{m}$. Auf der Abszisse ist dabei der Umfang des p-seitigen Epitaxie-Schichtpakets gemäß Abb. 4.1 aufgetragen, so daß bei einer Restschichtdicke $d_{\text{rest}} = 0 \text{ nm}$ die AZ zu finden ist, bei $d_{\text{rest}} = 500 \text{ nm}$ die Grenzschicht des WL (AlGaInP) zur MS (AlGaAs) und bei $d_{\text{rest}} = 1,7 \text{ }\mu\text{m}$ die Oberfläche.

Mit Abb. 4.5 wird offenbar, daß für ein hochreflektives Oberflächengitter die Tiefe der Gitterfurchen bis in den Wellenleiter reichen muß – unabhängig von der Gitterordnung. Hier ist die Reflektivität stark vom Tastverhältnis abhängig, weniger stark von der Restschichtdicke $d_{\text{rest}} < 500 \text{ nm}$. Desweiteren befindet sich zwischen 200 und 350 nm Restschichtdicke ein Bereich, in dem kleinere Tastverhältnisse eine höhere Reflektivität ermöglichen, bzw. die Breite der Gitterfurche größer sein darf. Bei Gitterordnung $m = 10$ ist insbesondere eine Restschichtdicke von $d_{\text{rest}} = 150$ oder 300 nm zu bevorzugen, da dort ausgeprägte Reflexionsmaxima zu finden sind. Für das oben eingeführte 90%-Reflektivität-Kriterium ist auf der rechten Ordinate die Reflektivität gegenüber der Restschichtdicke (2-dimensional) aufgetragen. Hier ist zu bemerken, daß die Un-

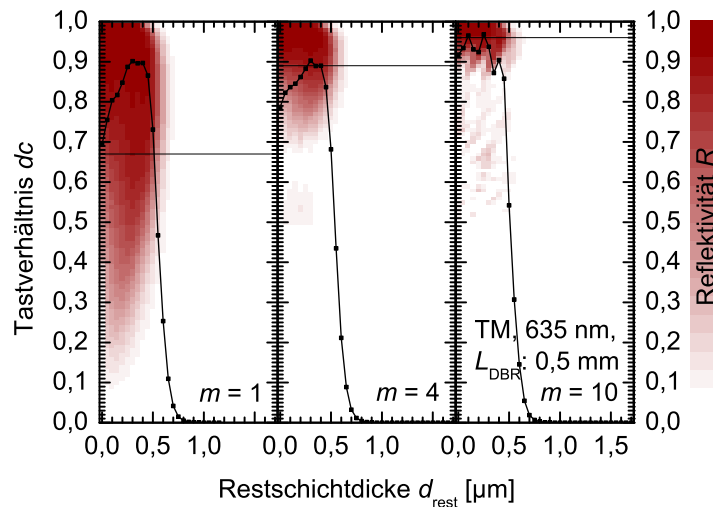


Abbildung 4.5: linke Ordinate: Farbcodierte Reflektivität R aufgetragen über der Restschichtdicke der Gitterfurche zur AZ d_{rest} und dem Tastverhältnis dc für die Gitterordnungen $m = 1; 4; 10$. Die Länge der hier simulierte Gittersektion beträgt $L_{\text{DBR}} = 500 \mu\text{m}$; rechte Ordinate: Für die ausgesuchten Tastverhältnisse des 90%-Reflektivitäts-Kriteriums ($m = 1$: $dc = 0,67$; $m = 4$: $dc = 0,89$; $m = 10$: $dc = 0,96$) ist die Reflektivität über der Restschichtdicke 2-dimensional aufgetragen.

terschiede in der Reflektivität aufgrund der Nebenmaxima (für höhere Gitterordnungen $m > 4$) einige Prozentpunkte betragen.

4.4.3 Gitterlänge

In Abb. 4.6 ist die Gitterlänge dreier Oberflächengitter ($m = 1; 4; 10$) mit Gitterfurchen der Restschichtdicke $d_{\text{rest}} = 300 \text{ nm}$ variiert.

Die Berechnung der Reflektivität zeigt für alle drei Gitterordnungen ein generelle Zunahme der Reflektivität mit einer Zunahme der Gitterlänge L_{DBR} . Für große Tastverhältnisse ($m = 1$: 0,92; $m = 4$: 0,97; $m = 10$: 0,98) ergibt sich ein Optimum. Für $m = 1; 4$ ergibt sich ab einer Gitterlänge von 350 nm keine signifikante Steigerung der Reflektivität mehr. Für $m = 10$ gilt dies ab $L_{\text{DBR}} = 400 \mu\text{m}$. Für Gitter erster Ordnung zeigt sich für kleinere als die oben genannten Tastverhältnisse eine stete Zunahme der Reflektivität bei der Simulation längerer Gitter, allerdings klingt die Steigung mit kleiner werdendem Tastverhältnis ab – dies gilt auch für $m = 4$ und $m = 10$. Für $m = 10$ zeigen sich bei $dc = 0,89$ und $dc = 0,67$ schwächer ausgeprägte Nebenmaxima, die hinsichtlich des Tastverhältnisses zudem sehr schmal sind. Die insbesondere bei niedrigen Gitterordnungen ($m < 4$) technologisch schwierig realisierbaren großen Tastverhältnisse lassen sich zum Teil durch eine größere Gitterlänge optimieren. Bei Gittern hoher Gitterordnung ($m \geq 10$) ist dies nur begrenzt möglich – hier ist die Einstellung eines großen Tastverhältnisses entscheidend.

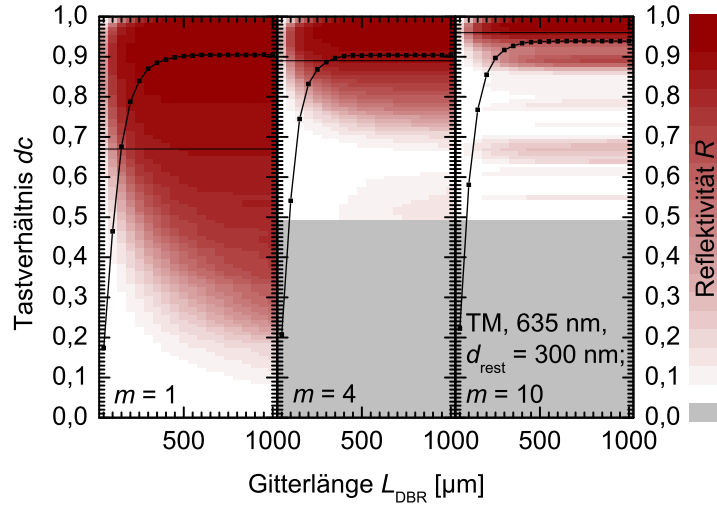


Abbildung 4.6: Länge der Gittersektion L_{DBR} aufgetragen über dem Tastverhältnis für die Gitterordnungen $m = 1; 4; 10$. Die Restschichtdicke der Gitterfurche zur AZ beträgt hierbei $d_{\text{rest}} = 300 \text{ nm}$.

4.4.4 Gitterordnung

Abb. 4.7 zeigt nun für Gitterordnungen m zwischen 1 und 100 bzw. 25 (Vergrößerung) die errechnete, farbcodierte Reflektivität bezogen auf das Tastverhältnis eines Gitters mit den in Kap. 4.4.2 und Kap. 4.4.3 als vorteilhaft bestimmten Parametern Restschichtdicke und Gitterlänge: $d_{\text{rest}} = 300 \text{ nm}$ und $L_{\text{DBR}} = 500 \mu\text{m}$.

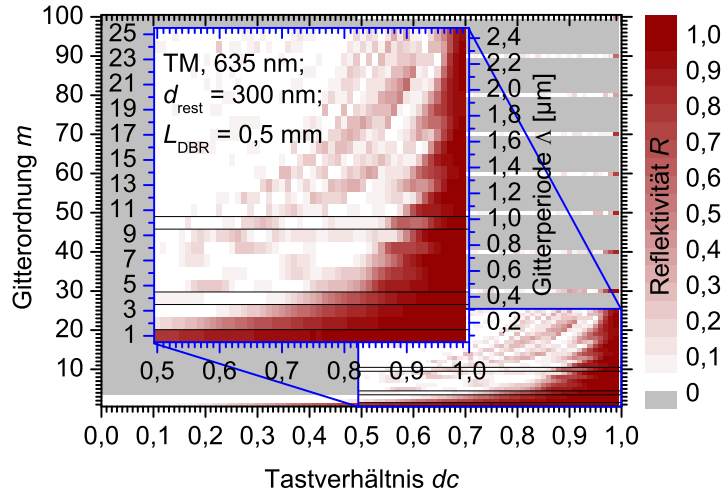


Abbildung 4.7: Simulierte, farbcodierte Reflektivität für Gitterordnungen zwischen 1 und 100 bzw. 25 (Vergrößerung in Nebenkarte) bezogen auf das Tastverhältnis des Gitters. Alle weiteren Parameter sind unverändert ($d_{\text{rest}} = 300 \text{ nm}$, $L_{\text{DBR}} = 500 \text{ nm}$).

Abb. 4.7 zeigt zwar, daß einige Gitterordnungen im Vergleich zueinander für kleinere Tastverhältnisse erhöhte Reflektivitäten aufweisen, allerdings ist bei der Wahl einer hö-

heren Gitterordnung m hauptsächlich zu beobachten, daß es für die Erreichung hoher Reflektivität nötig ist, ein großes Tastverhältnis dc zu erreichen. Die maximale Reflektivität einer Gitterordnung wird immer für das Tastverhältnis $dc = 0,99$ errechnet – allerdings sind auch hier die oben genannten Einfügeverluste (Kap. 4.4.1) zu beachten, die für diese Simulationen zu kleineren Tastverhältnissen zunehmen.

Für ausgewählte Gitterordnungen aus Abb. 4.7 gibt folgende Tab. 4.2 einen Überblick über das benötigte Tastverhältnis für den Fall $R \geq 90\%$. Dazu ist die Strukturgröße der Gitterfurchenbreite p , die diesem Tastverhältnis entspricht, angegeben.

Gitter- ord- nung m	Gitterperiode Λ [nm] für $\lambda = 635$ nm	Tastverhält- nis dc für $R \geq 90\%$ aus Abb. 4.7	max. Breite p [nm] der Gitterfurche für $R \geq 90\%$ aus Abb. 4.8	Posi- tion in Abb. 4.3
1	97	0,67	32	
2	194	0,81	36	
4	388	0,89	43	
10	972	0,96	39	

Tabelle 4.2: Übersicht des Tastverhältnisses dc und der Strukturgröße Breite der Gitterfurche p für die Gitterordnungen $m = 1; 2; 4$ und 10 für eine Reflektivität $R \geq 90\%$ für Rechteckprofil (Abb. 4.1)

Während die Reflektivität in Abb. 4.7 für die Gitterordnungen über dem dazu relativen Tastverhältnis angegeben wurde, ist in Abb. 4.8 die simulierte Reflektivität als Farbcode gegenüber der Gitterordnung und bezüglich der absoluten Breite der Gitterfurche $p = o$, wie sie in Abb. 4.1 dargestellt ist, aufgetragen. An der rechten Achse ist zusätzlich die entsprechende Gitterperiode (für fixen Brechungsindex n_{eff}) illustriert. Alle weiteren oben genannten Parameter sind konstant gesetzt ($d_{\text{rest}} = 300$ nm; $L_{\text{DBR}} = 0,5$ mm). Es ist zu beobachten, daß für hohe Reflektivitäten von $R > 90\%$ in jeder Gitterordnung sehr kleine Gitterfurchenbreiten von $p < 50$ nm eingestellt werden müssen. Für relevante Reflektivitäten von $R > 30\%$ gibt es zudem für einige ausgezeichnete Gitterordnungen Nebenmaxima bei größeren Breiten der Gitterfurche, so z.B. für $m = 10$ mit $R \approx 60\%$ für $p = 100 \dots 110$ nm, während die Reflektivität für $m = 9$ und 11 kontinuierlich mit einer Verringerung der Plateaubreite p zunimmt.

Tab. 4.2 und Abb. 4.8 verdeutlichen, daß sich der Bereich hoher Reflektivität für die im Wirkungsbereich des Oberflächengitters d.h. am Fuß der Gitterfurche entscheidende Plateaubreite der Gitterfurche p mit höheren Gitterordnungen m nicht deutlich vergrößert. Damit ist gezeigt, daß nicht die Gitterordnung wohl aber die Breite der Gitterfurche entscheidenden Einfluß auf die Reflektivität eines Beispielgitters hat.

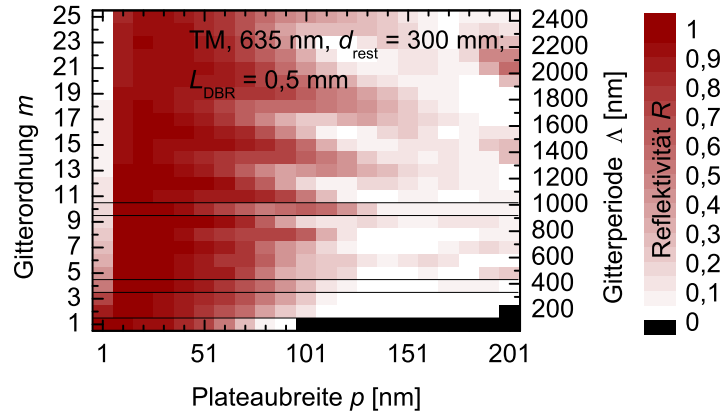


Abbildung 4.8: linke **Ordinate:** Gitterordnung m über Breite der Gitterfurche $p = o$ für ein DBR-Oberflächengitter der Länge $L_{\text{DBR}} = 500 \mu\text{m}$ und einer Restschichtdicke der Gitterfurche zur AZ von $d_{\text{rest}} = 300 \text{ nm}$; rechte **Ordinate:** zur Gitterordnung m korrespondierende Gitterperiode Λ

4.5 Zusammenfassung

Am Beispiel von Simulationen der drei technologisch einsetzbaren Gitterordnungen $m = 1; 4; 10$ wurde gezeigt, daß hochreflektive DBR-Oberflächengitter mit jeder der betrachteten Gitterordnungen möglich sind:

- Für jede der näher betrachteten Gitterordnungen ($m = 1; 4; 10$) ergibt sich eine schmale Halbwertsbreite des Reflexionsbandes von $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} \approx 0,45 \text{ nm}$ (Abb. 4.3 und Abb. 4.4) bei einer Reflektivität von $R = 90\%$, so daß von einer guten Modenselektivität ausgegangen werden kann.
- Der Vergleich der Gitterordnungen ($m = 1; 4; 10$) zeigte hinsichtlich des Parameters Restschichtdicke der Gitterfurche zur AZ in Abb. 4.5 eine ähnliche Abhängigkeit. Demnach ist eine Restschichtdicke von $d_{\text{rest}} = 200 \dots 300 \text{ nm}$ optimal.
- Hinsichtlich der in Abb. 4.6 variierten Gitterlänge nimmt die Möglichkeit, die Reflektivität über diesen Parameter zu steigern mit der Wahl einer höheren Gitterordnung ab. In diesem Zusammenhang ist zu beachten, daß in Kantenemitter mit konstanter Gesamtlänge integrierte Gittersektionen mit zunehmender Länge in gleichem Maß die Gewinnsektion des DBR-Lasers verkürzen (und somit die optische Ausgangsleistung). Insofern konkurriert die Länge des Gitters zusätzlich mit der zur Verfügung stehenden Länge der Gewinnsektion. Die Gesamtlänge der Bauelemente in diesem Wellenlängenbereich beträgt bisher in der Regel $L_{\text{ges}} = 2 \text{ mm}$. Daher ist eine optimale Gitterlänge wohl $d_{\text{rest}} \leq 500 \mu\text{m}$.

- Für die simulierten Oberflächengitter ergibt sich stets, das heißt für alle untersuchten Gitterordnungen $m (\leq 100)$ ein Reflexionsmaximum für möglichst große Tastverhältnisse (Abb. 4.7) bzw. kleine Plateaubreiten der Gitterfurchen $p < 50 \text{ nm}$ (Abb. 4.8).

4.6 Einordnung in die technologischen Randbedingungen

Die in diesem Kapitel bisher vorgestellten Ergebnisse, die im Vorkapitel 4.5 zusammengefaßt sind, sollen hier unter den für eine Realisierung wichtigen technologischen Randbedingungen betrachtet werden, um eine Rückkopplung zu den in Kap. 3.3 vorgestellten Realisierungsoptionen zu ermöglichen.

Aus den vorangegangenen Kapitel folgt, daß mit allen Gitterordnungen, auch mit einer hohen Gitterordnung wie $m = 10$ hochreflektive Gitterstrukturen realisierbar sind. Bei der Auswahl der Gitterordnung m für die verschiedenen zur Verfügung stehenden Lithographietechnologien in Tab. 3.3 wurden die Vor- und Nachteile bzw. Randbedingungen der Lithographieverfahren bereits erwähnt. Für Oberflächengitter erster Ordnung sind die benötigten Strukturgrößen mit einem hohen technologischen Aufwand wie dem Einsatz einer Elektronenstrahlbelichtungsanlage und einen Ätzverfahren mit einem hohen Aspektverhältnis verbunden, dazu ist das Prozessieren einer Hartmaske notwendig, da in schmalen Strukturen eine Abnahme der Ätzrate zu beobachten ist, so daß für ein hohes Aspektverhältnis eine entsprechend hochselektive Hartmaske gewählt werden muß [Cru12, Kap. 5, S. 68].

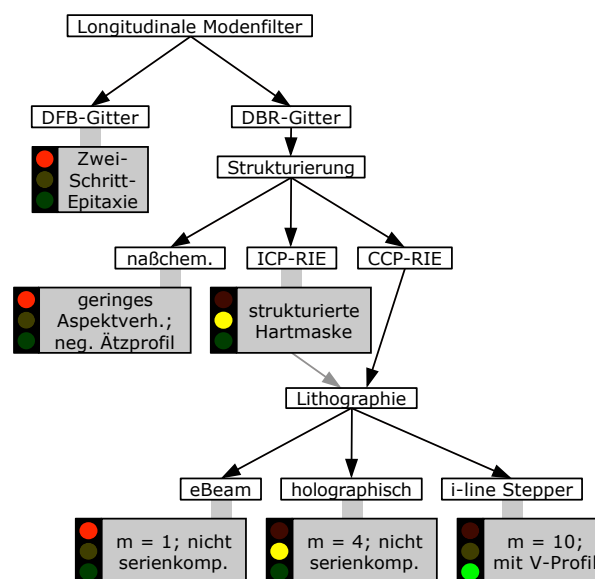


Abbildung 4.9: Entscheidungsbaumdiagramm

Dagegen versprechen höhere Gitterordnungen einen vergleichsweise geringeren Aufwand und Kompatibilität zur Serienproduktion durch den Einsatz einer Lithographie-Technologie wie i-line-Projektionslithographie mittels eines Wafersteppers⁷ mit vergleichsweise großen Strukturöffnungen von $o \approx 480$ nm. In das Entscheidungsbaumdiagramm in Abb. 4.9 ist das Argument der Serienkompatibilität hinzugefügt.

Dazu ist in Abb. 4.10 die Reflektivität von DBR-Oberflächengittern der Gitterordnung $m = 10$ mit der Gitterlänge $L_{\text{DBR}} = 500, 750$ und 1000 μm über die technologisch zu realisierende Plateaubreite p der Gitterfurche und über der Restschichtdicke zur AZ d_{rest} farbcodiert.

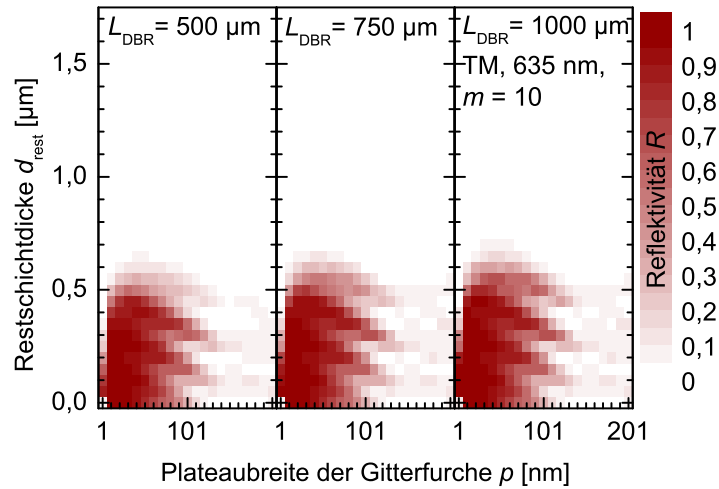


Abbildung 4.10: Numerisch berechnete Reflektivität R (farbcodiert) über Restschichtdicke d_{rest} und Breite der Gitterfurche p für drei DBR-Oberflächengitter der Gitterordnung $m = 10$ der Länge $L_{\text{DBR}} = 500; 750; 1000$ nm

Für DBR-Gitter einer Länge von $L_{\text{DBR}} = 500$ μm ergeben sich Reflektivitäten von $R > 90\%$ für eine Restschichtdicke $d_{\text{rest}} \leq 300$ nm sowie eine Plateaubreite von $p \leq 30$ nm. Für längere DBR-Gitter ($L_{\text{DBR}} = 750$ und 1000 μm) ist eine ähnliche Verteilung der Reflektivität R zu beobachten mit erhöhter Reflektivität sowohl für große Restschichtdicken d_{rest} als auch für große Plateaubreite p . Für hohe Reflektivitäten von $R > 90\%$ ist die Erhöhung allerdings nicht größer als 1%, so daß auch hier kurze Gitterlängen L_{DBR} sowie Restschichtdicken von $d_{\text{rest}} \leq 500$ nm und kleine Plateaubreite p anzustreben sind.

Wie schon in Abb. 4.5 anhand des für eine hohe Reflektivität benötigten großen Tastverhältnisses zu erwarten war, stehen hier die schmalen Plateaubreiten von $p \leq 50$ nm in einer deutlichen Diskrepanz zu den Lacköffnungen $o \geq 480$ nm, die für ein Lackgitter (mit einem Tastverhältnis von Periode zu Lacköffnung von $dc = 0,5$) mittels i-line-Waferstepper zu erreichen sind. Auch zeigte Abb. 4.8, daß die für eine hohe Re-

⁷unter Verwendung eines hochauflösenden Photolacks wie des Positiv-Lack Shipley Megaposit@SPR@955-CM 0.7

flektivität benötigte Strukturgröße mit höherer Gitterordnung als $m = 10$ generell nur geringfügig zunimmt.

Um dennoch die prozeßtechnologischen Vorteile einer ausschließlich photolackbasierten Stepperlithographie zu nutzen, ist es daher nötig, die Breite der Gitterfurche durch einen definierten Ätzwinkel im Verlauf der Ätzung so zu verjüngen, daß die Plateaubreite des Gitterfurchenfußes p sehr klein wird. Dadurch vergrößert sich das für die hauptsächlich in der vertikalen WL-Schicht lokalisierte optische Welle relevante Tastverhältnis.

Diese Spezialform soll im folgenden Kapitel durch eine angepaßte Simulationsstruktur realistischer berechnet werden.

4.7 Simulation Spezialfall V-förmiges Gitterprofil

Abb. 4.11 a) skizziert die bisher simulierten Rechteckprofile für Gitterstrukturen der Gitterordnung $m = 1$ (grau) und $m = 10$ (schwarz). Daneben zeigt Abb. 4.11 b) den soeben geschilderten Kompromiß zwischen Nutzung einer zehnmal größeren Strukturgröße bei der Photolithographie auf der Waferoberfläche und der benötigten kleinen Plateaubreite im Wellenleiter bei optimierter Restschichtdicke.

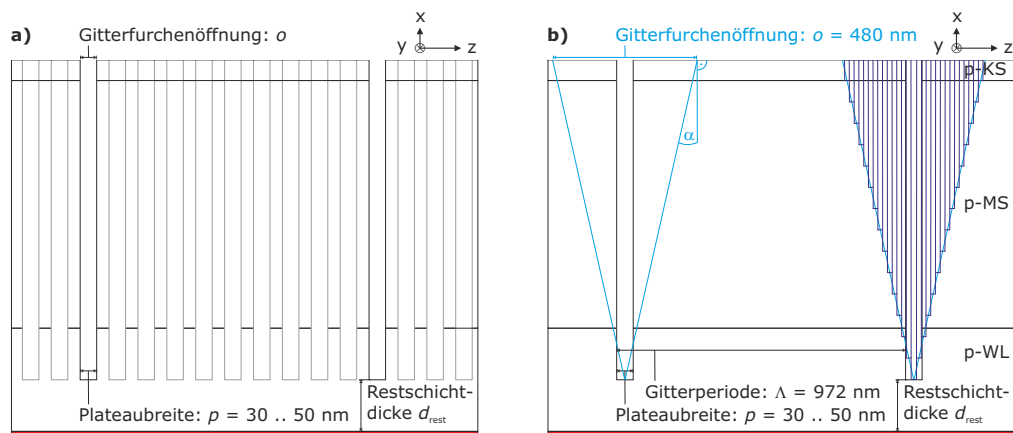


Abbildung 4.11:

a) Bisher simulierten Rechteckprofile für Gitterstrukturen der Gitterordnung $m = 1$ (grau) und $m = 10$ (schwarz).

b) V-Profil der Gitterfurche (cyan) für Nutzung einer zehnmal größeren Strukturgröße für Stepper-Photolithographie an der Waferoberfläche $o \geq 480 \text{ nm}$ und kleiner Plateaubreite $p \leq 50 \text{ nm}$; Annäherung an V-Profil mittels Diskretisierung durch Rechteckprofile (blau) zur Simulation mit CAMFR (Skizze maßstabsgetreu mit verschiedenen x - und z -Maßstäben)

Um die Optimierung, die bereits in Kap. 4.4.2, Abb. 4.5, mittels Rechteckprofil für drei exemplarisch ausgewählte Gitterordnungen ($m = 1; 4; 10$) durchgeführt wurde, für das zu realisierende V-förmige Profil der Gitterfurche eines Gitters zehnter Ordnung

durchzuführen, wurde das V-Profil (cyan) in eine endliche Anzahl von in vertikaler Richtung äquidistanten Slabs (blau) unterteilt.⁸

Im Folgenden wird dieses approximierte V-Profil exemplarisch für ein DBR-Gitter der Länge $L_{\text{DBR}} = 500 \text{ } \mu\text{m}$ mit den bisher in Kap. 4.4.1 bis 4.4.4 verwendeten vereinfachenden Rechteckprofil verglichen. In Tab. 4.3 sind dazu für alle Restschichtdicken d_{rest} innerhalb des p-Wellenleiters (s. Abb. 4.11 b)) die Diskretisierungsparameter wie die Anzahl der verwendeten Slabs (Anz. Slabs) und die Breite des Slabs w_{slab} sowie der entsprechende Gitterwinkel des V-förmigen Gitters α und die dazu errechnete Reflektivität R_V aufgeführt. In der folgenden Spalte finden sich zum hier angestrebten Vergleich die Reflektivitätswerte eines Rechteckgitters mit der Breite des mittleren Diskretisierungsslabs $R_{\perp}$, entnommen aus Abb. 4.10. Da das absolute Reflektivitätsmaximum laut Abb. 4.10 bei noch schmalere Rechteckslabs liegt, ist dies in Tab. 4.3 ebenfalls zum Vergleich angegeben $R_{\perp\text{max}}$ (mit Breite des Slabs w_{slab} zu $R_{\perp\text{max}}$) und offenbart um wenige Prozent höhere Reflektivitäten. Diese sind mit dc zu $R_{\perp\text{max}}$ in Tastverhältnisse umgerechnet (die in der Praxis schwer zu realisieren sein dürften). Die letzte Spalte von Tab. 4.3 berechnet aus der Fläche der in den p-Wellenleiter hineinragenden Diskretisierungsslabs eines V-förmigen Gitters ein zweidimensionales Tastverhältnis $dc_{2\text{D-WL}}$ zu R_V zum Vergleich mit dc zu $R_{\perp\text{max}}$.

d_{rest} [nm]	Anz. Slabs	w_{slab} [nm]	α [°]	R_V [%]	$R_{\perp}$ [%]	$R_{\perp\text{max}}$ [%]	w_{slab} zu $R_{\perp\text{max}}$ [nm]	dc zu $R_{\perp\text{max}}$	$dc_{2\text{D-WL}}$ zu R_V
0	17	28,2	8,0	83,4	95,4	96,4	11	0,99	0,91
100	17	28,2	8,5	89,9	97,7	99,0	11	0,99	0,94
200	15	32,0	9,1	92,4	94,8	98,1	11	0,99	0,96
300	15	32,0	9,7	93,0	96,4	98,2	11	0,98	0,98
400	13	36,9	10,5	84,3	90,7	91,0	51	0,95	0,99
500	13	36,9	11,3	44,5	52,6	56,9	31	0,97	1,00

Tabelle 4.3: Vergleich zwischen V-förmigem Profil und einzeltem Rechteckprofil für ein DBR-Gitter der Länge $L_{\text{DBR}} = 500 \text{ } \mu\text{m}$

Die in den Spalte R_V und $R_{\perp}$ zu vergleichenden Reflektivitäten eines angenäherten V-Profils mit einem Rechteckprofil sind in Abb. 4.12 in schwarzer bzw. weißer Farbe graphisch dargestellt.

Für das V-Profil existiert für eine Restschichtdicke von $d_{\text{rest}} = 200 \text{ .. } 300 \text{ nm}$ ein Reflexionsmaximum, während das Maximum der Reflektivität des reinen Rechteckgitters bei $d_{\text{rest}} = 100 \text{ nm}$ liegt (vgl. auch Tab. 4.3). Während die Reflektivitäten beider Varianten für flachere Gitterfurchen gut übereinstimmen und die Reflektivität an der Grenz-

⁸Dies ist nötig, da das oben genannte Simulationsprogramm CAMFR, wie beschrieben, zweidimensionale, rechteckige Bereiche gleichen effektiven Brechungsindex nutzt, um die Gitterperiodizität zu simulieren, aber keine eigentliche räumliche Diskretisierung kennt.

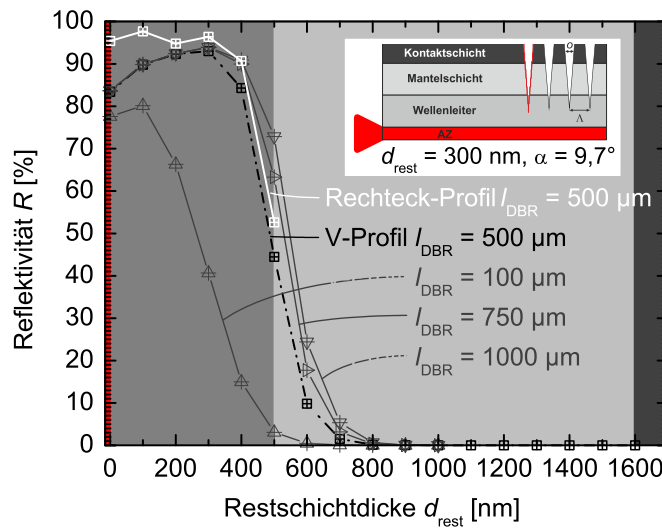


Abbildung 4.12: Reflektivität versus Restschichtdicke eines $500\text{ }\mu\text{m}$ langen DBR-Gitters ($m = 10$) mit einzeltem Rechteckslab der Breite w_{slab} (s. Abb. 4.11 a)) (R_{U} ; weiß) zum Vergleich mit einem durch mehrere diskrete Rechteckslabs approximiertes V-Profil gleicher Ordnung und Länge (R_{V} ; schwarz) (s. Abb. 4.11 b)) sowie weiterer Längen L_{DBR} : $100\text{ }\mu\text{m}$, $750\text{ }\mu\text{m}$, $1000\text{ }\mu\text{m}$ (R_{V} ; grau).

schicht zwischen WL und MS schnell abnimmt, zeigt sich für tiefere Gitterfurchen eine zunehmende Abweichung zwischen approximiertem V-Profil und reinem Rechteckprofil. Die Diskrepanz erklärt sich dadurch, daß im Falle des V-Profils weitere Slabs zur Annäherung des V-Profils in den Wellenleiter eindringen, und somit das effektive Tastverhältnis verringern (vgl. dazu letzte Spalte von Tab. 4.3 und Skizze in Abb. 4.11 b)).

Aus dem Vergleich von mittels Diskretisierungsslabs approximiertem V-Profil und reinem Rechteckprofil in Tab. 4.3 und Abb. 4.12 geht also hervor, daß zwar graduell geringere Reflektivitäten für ein V-förmiges Gitter zu erwarten sind als für ein reines Rechteckprofil, allerdings sind die dafür benötigten Gitterfurchenbreiten mit $w_{\text{slab}} < 32\text{ nm}$ schwer realisierbar. Die Strukturgrößen des V-förmigen Gitters sind dagegen weniger kritisch – vgl. hier nochmals Abb. 4.11 b).

Desweiteren sind in Abb. 4.12 folgende, weitere Gitterlängen dargestellt: $L_{\text{DBR}} = 100; 750; 1000\text{ }\mu\text{m}$. Für Gitterlängen von $L_{\text{DBR}} = 500; 750; 1000\text{ }\mu\text{m}$ ist somit eine Restschichtdicke von $d_{\text{rest}} = 300\text{ nm}$ optimal. Es ist zu bemerken, daß längere Gitter mit $L_{\text{DBR}} > 500\text{ }\mu\text{m}$ im Maximum keine signifikant höhere Reflektivität als $L_{\text{DBR}} = 500\text{ }\mu\text{m}$ versprechen, lediglich an der abfallenden Flanke im Bereich des Übergangs von WL zur MS. Kürzere V-Gitter mit $L_{\text{DBR}} < 500\text{ }\mu\text{m}$ z.B. $L_{\text{DBR}} = 100\text{ }\mu\text{m}$ zeigen dagegen eine geringere maximale Reflektivität und eine bei kleineren Restschichtdicken abfallende Flanke.

Abb. 4.13 stellt die errechnete Reflektivität für V-förmige DBR-Oberflächengitter zehnter Ordnung mit variiert Restschichtdicke zur AZ und DBR-Gitterlänge. Die

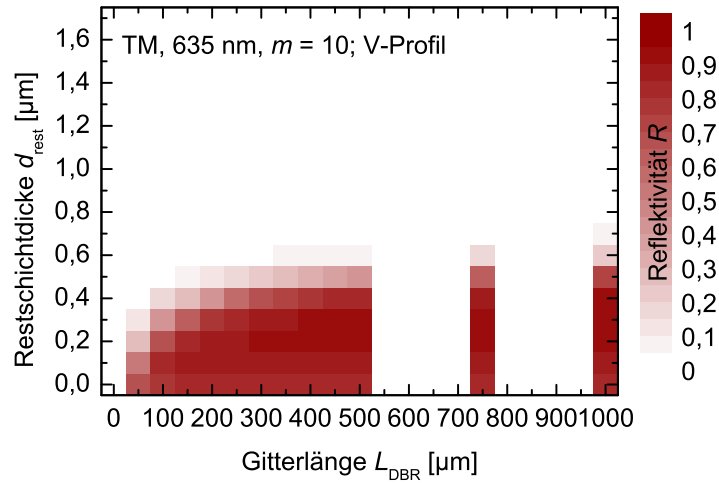


Abbildung 4.13: Farbcodierte Reflektivität für DBR-Oberflächengitter mit approximiertem V-förmigem Profil hinsichtlich Restschichtdicke zur AZ und Gitterlänge

Simulation des V-förmigen Profils wurde wie oben genannt durch die in Tab. 4.3 angegebene Anzahl an Rechtecksslabs approximiert.

Generell läßt sich der Abb. 4.13 entnehmen, daß die Reflektivität mit abnehmender Restschichtdicke und zunehmender Gitterlänge zunächst zunimmt. Für Restschichtdicken $d_{\text{rest}} > 400$ nm ergibt sich für die Reflektivität ein großer Gradient. In diesem Bereich läßt sich die Reflektivität über eine längere Gitterlänge steigern, während für Restschichtdicken $d_{\text{rest}} < 400$ nm eine signifikante Reflektivität $R > 90\%$ für Gitterlängen $L_{\text{DBR}} > 400$ µm erreicht wird. Für $L_{\text{DBR}} < 400$ µm ergibt sich eine optimale Restschichtdicke hinsichtlich höchster Reflektivität von $d_{\text{rest}} = 200$ nm, während dies für $L_{\text{DBR}} \geq 400$ µm bei $d_{\text{rest}} = 200 \dots 300$ nm liegt.

4.8 Fazit

Durch die Ausprägung eines V-förmigen Profils (Abb. 4.11 b)) ergibt sich die Möglichkeit Oberflächengitter einer hohen Gitterordnung wie $m = 10$ an der Oberfläche mit i-line-Waferstepper kompatiblen Strukturgrößen $o \approx 480$ nm zu realisieren, während die für eine hohe Reflektivität entscheidende kleine Strukturgröße wie die Plateaubreite $p < 50$ nm im WL möglich wird.

Die numerische Berechnung eines durch mehrere Diskretisierungsslabs approximierten V-förmigen Profils ermöglicht eine realistischere Simulation dieses Profils, wie ein Vergleich in Abb. 4.12 und Tab. 4.3 ergab. Hier zeigten sich für Restschichtdicken $d_{\text{rest}} < 100$ nm Diskrepanzen zwischen Rechteck- und V-förmigem Profil. Für ein V-Profil lag das Reflexionsmaximum bei einer größeren Restschichtdicke als für ein Rechteck-Profil.

Die aus den numerischen Berechnungen des approximierten V-förmigen Profils hinsichtlich maximaler Reflektivität bestimmten optimalen Parameter werden im folgenden zusammenfassend aufgelistet:

- Gitterordnung: $m = 10$
- V-förmiges Profil zur Vergrößerung des Tastverhältnisses mit verbleibender Plateaubreite $p = 0 \text{ nm}$
- Gitterlänge: $L_{\text{DBR}} = 400 \dots 500 \text{ }\mu\text{m}$
- Restschichtdicke: $d_{\text{rest}} = 200 \dots 300 \text{ nm}$
- daraus läßt sich ein Gitterfurchenwinkel von $\alpha = 9,7^\circ$ errechnen (s. Tab. 4.3)

Hinsichtlich einer technologischen Umsetzung ist an dieser Stelle zu berücksichtigen, daß eine größere Restschichtdicke vorteilhaft ist, da dies ein geringes Aspektverhältnis bei der Gitterfurchen-Ätzung bedeutet und zudem die Ätzdauer kürzer ist. Dies stellt geringere Anforderungen an die Selektivität des Photolacks und minimiert eine potentielle Schädigung der passiven AZ in der DBR-Sektion durch Strahlungsschäden aus der Plasmaätzung. Wie bereits oben erwähnt, ist ferner ein möglichst kurzes Gitter einerseits für die Realisierung einer möglichst langen Gewinnsektion und andererseits für die Herstellung insgesamt kürzerer Kantenemitter mit niedrigen Schwellenströmen von Vorteil.

Ergänzend werden nachfolgend die zur technologischen Realisierung gesetzten Parameter angeführt:

- Nutzung eines i-line-Projektionslithographie-Wafersteppers
- unter Verwendung eines hochauflösenden Positiv-Photolacks (z.B. SPR955-CM 0.7; Dicke: 700 nm)
- resultierend in einer angestrebten Lacköffnung von $o = 480 \text{ nm}$

Zur technologischen Umsetzung des postulierten V-förmigen Profils, dessen Designparameter hier festgelegt wurden, wird im folgenden Kap. 5 berichtet.

Kapitel 5

Technologische Realisierung interner Oberflächengitter zehnter Ordnung

Für eine Realisierung longitudinaler Modenfilter in rot-emittierenden Kantenemittern wurden in Kap. 3.4 DBR-Oberflächengitter zehnter Ordnung mit V-Profil vorgeschlagen, die mit einer Kombination aus i-line-Stepperlithographie und reaktivem Ionenätzen (RIE) hergestellt werden sollen. Eine zuvor durchgeführte Literaturrecherche in Kap. 3.2 ergab, daß dieser Ansatz trockenchemisch geätzter Oberflächengitter höherer Ordnung für rot-emittierende Kantenemitter bislang einmalig ist.

Rot-emittierende Laser-Epitaxiestrukturen basieren auf quaternären (AlGa)InP-WL-Schichten – oft mit AlInP-MS wie in Abb. 2.6 a) auf S. 19 gezeigt. Wie bereits in Kap. 3.3.1 (S. 37) ausgeführt, zeigen Edwards et al. in Ref. [Edw08] anhand von Teststrukturen eine Möglichkeit, diese Epitaxieschichten trockenchemisch unter Verwendung eines $\text{BCl}_3\text{-Cl}_2\text{-Ar}$ -Plasmas in einem ICP-RIE-Reaktor so zu strukturieren, daß eine anisotrope Ätzung der Laserstruktur mit großem Aspektverhältnis realisiert wird. Dort ermöglicht die Erhöhung der Proben temperatur des induktiv gekoppelten Plasmas auf 180°C die Ätzung der AlGaInP-Schichten, während ein Ätzschritt bei 25°C für GaAs-Schichten verwendet wird.

Für die in dieser Arbeit vorgestellte Epitaxiestruktur mit InP-freier p-AlGaAs-MS (s. Abb. 2.6 b), S. 19) wurden in Kap. 4 unter Berücksichtigung der technologischen Alternativen und deren Randbedingungen, wie sie in Kap. 3.3 vorgestellt wurden, numerische Berechnungen zu diesen DBR-Oberflächengittern verschiedener, repräsentativer Gitterordnungen diskutiert. Ausgehend von diesen Simulationsergebnissen ist eine Restschichtdicke von $d_{\text{rest}} = 200 \dots 300 \text{ nm}$ für eine hohe Gitterwirkung/Reflektivität anzustreben. Das bedeutet, daß ein Großteil der in Abb. 2.6 b) (S. 19) gezeigten Epitaxiestruktur im CCP-RIE-Regime geätzt werden kann. Eine CCP-RIE-basierte Ätzung ist gegenüber einer ICP-RIE-Ätzung deutlich weniger aufwendig, da aufgrund der niedrigeren Ätztemperaturen keine Hartmaske benötigt wird – vgl. Abb. 4.9 (S. 55). Die experimentellen Untersuchungen zur Gitterfurchen-Ätzung mit V-Profil mittels CCP-RIE werden im folgenden Kap. 5.2 geschildert.

Zunächst wird in Kap. 5.1 beschrieben, wie die i-line-Wafferstepper-basierte Projektionslithographie dahingehend optimiert wurde, daß mittels Photolack eine Ätzmaske entsteht, deren Lackgitteröffnungen o sehr homogen über einen 2-Zoll-Wafer $o = 480 \dots 500 \text{ nm}$ sind.

5.1 i-line-Stepper-basierte Photolithographie für Gitterstrukturen höherer Ordnung

Als Photolack wurde der i-line-fähige Positiv-Lack SPR955-CM 0.7¹ gewählt, der bei einer Schleuderdrehzahl von 3000 U/min eine Filmdicke von 700 nm ergibt und eine hohe Auflösung sowie gute Beständigkeit gegenüber trockenchemischen Ätzprozessen besitzt.

Dieser Lack wurde nach Vortempem und Abkühlen mittels eines i-line-Wafersteppers² belichtet. Die Belichtungsparametern, die für Standard-Prozesse verwendet werden, wurden lediglich in zwei Punkten verändert: Zum einen wurde eine Kalibrierung des Fokus durchgeführt und zum anderen mittels zusätzlicher Blenden³ die Auflösung der Lack(gitter)strukturen verbessert.

Es wurden zuvor mittels Elektronenstrahlbelichtung 5-Zoll-große Reticle mit CAD⁴-seitig definierten Gitterstrukturen im Projektionsverhältnis 5:1 gefertigt⁵.

Um die optimale Belichtungsdosis für die Öffnung der Gitterstrukturen im Lack zu ermitteln, wurden das Reticle zunächst mit einem speziellen Waferstepper-Programm auf einem Testwafer belichtet, in dem die Belichtungsdauer über den Wafer in 13 Shots variiert wurde (Belichtungsfächer). Unmittelbar an die Belichtung schloß sich ein Tempern (sog. Post Exposure Bake (PEB)) und die manuelle Entwicklung des Lacks im Becherglas an. Dabei wurde ein Standard-Entwickler⁶ verwendet.

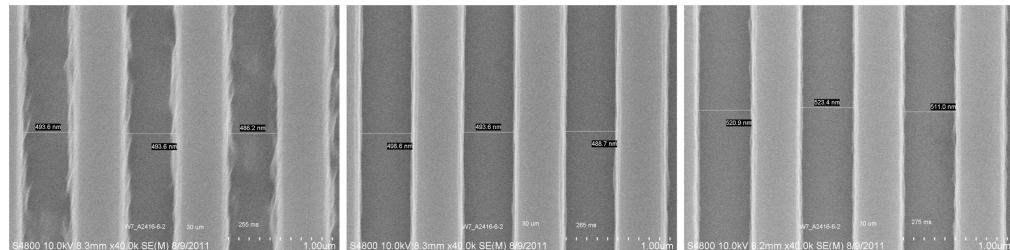


Abbildung 5.1: Draufsicht-REM-Aufnahmen von drei exemplarische Belichtungszeitspannen eines Belichtungsfächers TEST2 (265 ± 5) ms; manuelle Entwicklung:

links: $t = 255$ ms: $o = 485 \dots 495$ nm: undefinierte Lackkante,

Mitte: $t = 265$ ms: $o = 485 \dots 500$ nm: definierte Lackkante; kleine Öffnung

rechts: $t = 275$ ms: $o = 510 \dots 525$ nm: große Öffnung; überbelichtet

Am Rasterelektronenmikroskop (REM) konnte im Anschluß in einer Draufsicht die optimale Belichtungsdauer anhand des Lackbildes ermittelt werden, in dem die Lackkan-

¹Shipley Megaposit@SPR®955-CM

²Nikon NSR-2005i10C mit 5-Zoll-Reticle-Handler

³sog. SHRINC Resolution Enhancement Technology

⁴engl.: Computer-Aided Design; dt.: rechnerunterstütztes Konstruieren – dazu wurde in dieser Arbeit die Virtuoso Layout Suite v4.4 von Cadence verwendet

⁵Motivgröße auf Wafer: 4 bzw. 4,5 mm $\times$ 12 mm; entspricht zwei Laserriegeln

⁶Microposit MF-26A

te qualitativ bewertet und die Lacköffnung mittels Software-Meßschieber quantifiziert wurde. Bei einer Vergrößerung von 40k konnten mehrere Lackgitter zehnter Gitterordnung mit folgender Genauigkeit vermessen werden: Ein Bild konnte bei der gewählten Vergrößerung über einen x-Bereich von circa $3\text{ }\mu\text{m}$ aufgenommen werden. Bei einer gewählten Bildauflösung von $x = 1280\text{ px}$ (und $y = 1024\text{ px}$) kann der Meßschieber eine Genauigkeit von maximal $2 \cdot \frac{3\text{ }\mu\text{m}}{1280\text{ px}} \approx 4,5\text{ nm/px}$ aufweisen.

Die Kriterien bei der Bewertung des mittels REM untersuchten Lackbildes waren:

- Entwicklung: klar definierte Lackkante, optimaler Kontrast zwischen mit Lack bedeckten und unbedeckten Bereichen. Vgl. in Abb. 5.1 Belichtungsdauer $t = 255\text{ ms}$ (undefinierte Lackkante, schlechter Kontrast) und $t = 265\text{ ms}$ (klar definierte Lackkante, guter Kontrast).
- Strukturgröße: möglichst kleine bei optimaler Entwicklung, um möglichst enge Gitterfurchen für ein großes Tastverhältnis zu ätzen. Vgl. in Abb. 5.1 Belichtungsdauer $t = 265\text{ ms}$ (Lacköffnung $o = 485 \dots 500\text{ nm}$) und $t = 275\text{ ms}$ (Lacköffnung $o = 510 \dots 525\text{ nm}$).

Die Lacköffnungen haben (bei dem angegebenen systematischen Fehler) eine Spannweite von $R_o \approx 15\text{ nm}$.

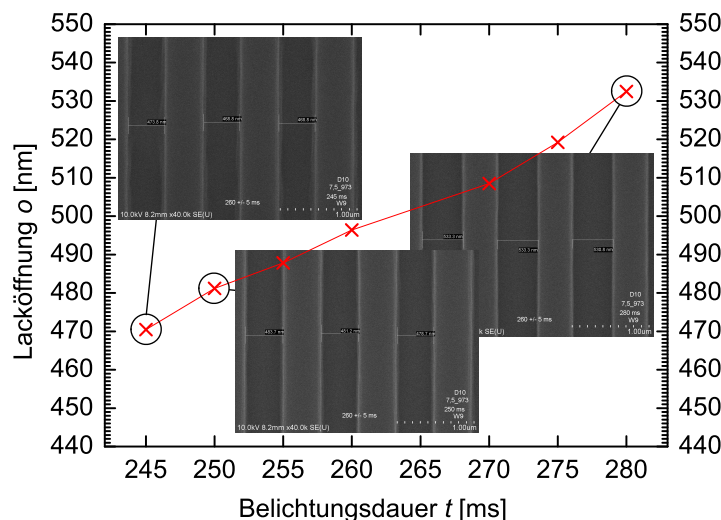


Abbildung 5.2: Auswertung (Mittelwerte) eines Belichtungsfächers TEST2 (260 ± 5) ms unter Nutzung von Puddle-Entwicklung mit zugrundeliegenden Draufsicht-REM-Aufnahmen

Um die Qualität des Lackbildes zu verbessern, wurde im Verlauf dieser Arbeit die manuelle Entwicklung durch eine automatisierte Entwicklung⁷ ersetzt. Abb. 5.2 illustriert, daß eine undefinierte Lackkante erst für eine Belichtungsdauer von $t = 245\text{ ms}$ zu verzeichnen ist, während für $t = 250\text{ ms}$ Lacköffnungen von $o \approx 480\text{ nm}$ erreicht werden können. Die Spannweite R_o verringerte sich ebenfalls (hier nicht gezeigt).

⁷Puddle-Entwicklung auf dem automatischen Belacker- und Entwicklungstool Süss MicroTec ACS 200

Kleinere Lackmasken-Öffnungen ermöglichen die Erzeugung schmalere Gitterfurchen und damit größerer Tastverhältnisse.

In Folge des Belichtungsfächers wurden zeitnah die für weitere Test- oder Bauelement-Prozesse vorgesehenen Wafer unter Nutzung der ermittelten optimalen Belichtungs-dosis mit den DBR-Gitter-Motiven versehen. Die Lacköffnungen wurden am Lichtmikroskop und ggf. am REM auf Reproduzierbarkeit kontrolliert.

5.2 Trockenchemisches Ätzen von Sub-Mikrometer-Strukturen

Zum Ätzen der Gitterstrukturen mit V-Profil mittels reaktivem Ionenätzen wurde ein Plasmaätzter SI 500 RIE der Firma Sentech verwendet, der gegenüber den CCP-RIE-Ätzern (der Baureihe SI 591) zusätzlich eine thermische Ankopplung des Wafers an die Substratelektrode zur Temperierung der Waferrückseite mit Helium (He) bietet. Damit kann die Wafertemperatur in-situ kontrolliert, zwischen -5°C und 160°C eingestellt und konstant gehalten werden.

Zur Strukturierung der lateralen Strahlführung wird häufig ein $\text{BCl}_3\text{-Cl}$ -Plasma genutzt. Dem gegenüber kann mit der Verwendung eines $\text{BCl}_3\text{-Ar}$ -Plasmas durch Absenkung der Waferrückseiten-Temperatur die Redeposition erhöht werden, und so ein angeschrägtes Ätzprofil realisiert werden [Fri12]. Zunächst wurde anhand der Ätzparameter, die bislang an einem $\text{BCl}_3\text{-Ar}$ -Ätzer (Sentech SI 591) genutzt wurden, nach den für eine Gitterfurchen-Ätzung optimalen Parametern gesucht.

	BCl_3 [sccm]	Ar [sccm]	Druck [Pa]	HF-Leistung [W]	Ätzdauer [min]	Temperatur* [$^{\circ}\text{C}$]
Ausgangsparam.	20	3	2	120	(ca. 50)**	k.A.
WTS2.2	20	3	2	75	40	5
WTS2.3	20	3	2	75	80	5
WTS2.4	20	3	2	75	82	50
WTS2.6	20	3	3	75	82	5
WTS2.62	20	3	1	75	70	5
WTS3.3	20	3	2	75	90	5
WTS3.1	20	3	2	75	90	50
WTS3.2	20	3	2	75	90	100

Tabelle 5.1: Aufstellung der Ätzparameter für Probenserie WTS2.x (mit SiN_x -Hartmaske) und WTS 3.x (nur SPR-Photolack)

*: indirekte thermische Ankopplung des Waferteilstücks aufliegend auf Trägerwafer an die Substratelektrode durch Helium-Temperierung der Trägerwafer-Rückseite

** : für 1300 nm Ätztiefe

In Tab. 5.1 sind zunächst diese Ausgangsparameter der variablen Prozeßparameter wie die BCl_3 - und Ar-Flüsse, der Reaktordruck, die Hochfrequenzleistung, die Ätzdauer und Waferrückseiten-Temperatur aufgeführt. Die farbigen Markierungen weisen auf die Parameter-Variationen hin, die im folgenden besprochen werden.

Zur Ermittlung der für eine Gitterfurchen-Ätzung geeigneten Prozeßparameter wurden zunächst Waferteilstücke (WTS) eines 2-Zoll-Wafers mit der in Abb. 2.6 b) (S. 19) gezeigten Epitaxiестruktur verwendet. Diese Waferteilstücke wurden nach der Gitterlithographie des Vollwafers durch Brechen entlang der Kristallachsen in Waferviertel erzeugt.

Gegenüber den Ausgangsparametern wurden die Startwerte zur Gitterätzung mit kleinerer HF-Leistung gewählt, um mit einer geringeren Ätzrate zu beginnen. Im folgenden wurde die Ätzdauer von 40 min (WTS2.2) auf 80 min (WTS2.3) verlängert, um die Gitterfurchen in die Wellenleiterschicht der Laserstruktur einzubringen – diese Variation ist in Tab. 5.1 mit roter Farbe gekennzeichnet. Ein graphischer Vergleich beider Ätzfurchen in Abb. 5.3 zeigt, daß die Seitenwand bei der längeren Ätzung gegenüber der kürzeren erhalten bleibt. Dies deutet auf die erwähnte Passivierung der Seitenwand durch Redeposition von Ätzprodukten hin, die es erstmals in rot-emittierenden Epitaxiестrukturen ermöglicht, die für Oberflächengitter höherer Ordnung ($m = 10$) benötigten großen Tastverhältnisse durch eine gezielte Steuerung der Seitenwandpassivierung zu erreichen.

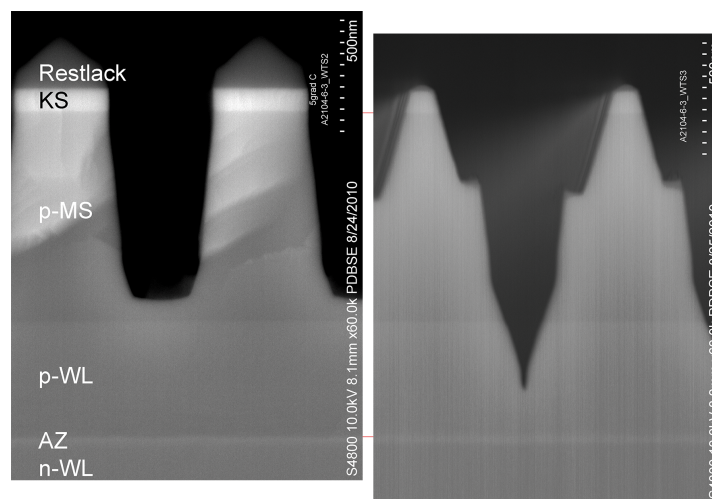


Abbildung 5.3: Vergleich der Ätzfurchen (Querschnitts-REM-Aufnahmen) von
links: WTS2.2 (Ätzdauer: 40 min) und
rechts: WTS2.3 (Ätzdauer: 80 min) – rote Markierung in Tab. 5.1

Mit Erreichen der Grenzschicht AlGaAs-p-MS zu AlGaInP-p-WL schnürt sich die Ätzfurchen verstärkt ein. Dies liegt in einer deutlich geringeren Ätzrate des AlGaInP gegenüber AlGaAs begründet und einer verstärkten Seitenwandpassivierung beim Übergang in die In-haltige Schicht (InCl_x ist weniger flüchtig als AsCl_x) [McN86, Ver92]. Ein

Vergleich von Abb. 5.3 und Abb. 4.11 (S. 57) ermöglicht einen ersten Vergleich von experimentell erzeugter Ätzfurchen-Form und Theorie – detailliert wird die Formgebung der Ätzfurchen im folgenden Unterkapitel 5.2.1 beschrieben.

Desweiteren zeigt Abb. 5.3, daß im Fall von WTS2.3 die Strukturierungsmaske aus SiN_x ⁸ die verlängerte Ätzdauer nicht überstanden hat und die obere Schichtstruktur angegriffen wurde. Aus diesem Grund wurde für alle weiteren Wafer eine Maske aus Photolack⁹ verwendet, die sich als ätzbeständiger erwiesen hat und zudem einfacher zu erzeugen ist.

Eine Anhebung der Waferrückseiten-Temperatur von 5 °C (WTS2.3) auf 50 °C (WTS2.4; grüne Markierung in Tab. 5.1; ohne weitere Abb.) durch die He-Waferrückseiten-Temperierung zeigte bereits einen Einfluß der Proben temperatur auf den Ätzprozeß, obwohl hier die Waferteilstücke nur indirekt gekühlt wurden, da sie auf einem direkt gekühlten Silizium-Wafer (als 3-Zoll-Trägerwafer) auflagen.

In Abb. 5.4 ist eine Variation des Prozeßdrucks (WTS2.6: 3 Pa, WTS2.3: 2 Pa, WTS2.62: 1 Pa, s. blaue Markierung in Tab. 5.1) dargestellt, die zeigt, daß mit 2 Pa ein optimaler Wert für die Erzeugung der Gitterfurchen gefunden wurde, während bei einem Druck von 1 Pa die Selektivität zu gering ist, so daß die hier verwendete SiN_x -Maske im Verlauf der Ätzdauer abgetragen wurde – wie in Abb. 5.4 links anhand des abknickenden Verlaufs der Ätzfurchen zu erkennen ist¹⁰. Von links nach rechts ist eine Zunahme der Ätzselektivität des Halbleiters gegenüber dem Lack mit der Erhöhung des Prozeßdrucks zu verzeichnen. Bei einem erhöhten Druck von 3 Pa ist allerdings nach einer Ätzdauer von 82 min eine geringere Äztiefe als bei einem Druck von 2 Pa (80 min) erreicht – folglich ist die Ätzrate durch die bei höherem Druck zahlreicheren Ionenstöße verringert.

Um den Ätzprozeß auch mit einer einfacher zu prozessierenden Photolack-Maske zu verifizieren, wurde mit WTS3.3 bis WTS3.1 eine Temperaturserie von drei Waferrückseiten-Temperaturen ausgewertet (s. Abb. 5.5 und gelbe Markierung in Tab. 5.1). Hier zeigt sich, daß die Gitterfurchen mittels Justierung der Waferrückseiten-Temperatur die Seitenwandpassivierung bzw. der durchschnittliche Winkel der Gitterfurchen¹¹ beeinflußt werden kann.

Aufgrund dieser experimentellen Bestätigung wurde eine Probenserie mit Vollwafern prozessiert, die mittels He-Waferrückseiten-Temperierung direkt gekühlt werden konnten. Dies wird im Kap. 5.2.1 vorgestellt. Anhand von Abb. 5.5 ist ferner zu be-

⁸ SiN_x -Hartmaske: vollflächiges Abscheiden von 350 µm von SiN_x , Aufschleudern von 700 µm SPR-Photolack, Belichten mittels Waferstepper, Entwickeln, Öffnen mittels trockenchemischen Ätzens der SiN_x -Hartmaske

⁹Photolack (wie o.g.): Aufschleudern von 700 µm SPR-Photolack, Belichten mittels Waferstepper, Entwickeln, PEB

¹⁰Vgl. WTS2.3 in Abb. 5.3.

¹¹Zur Winkelbestimmung wird ein linearer Verlauf der Gitterfurchen von der Kontaktschicht-Öffnung bis zum Fuß der Furchen angenommen. In der Realität ist der Verlauf der Furchen durch die Einschnürung an der Grenzschicht von AlGaAs-MS zu AlGaInP-WL oft nicht linear.

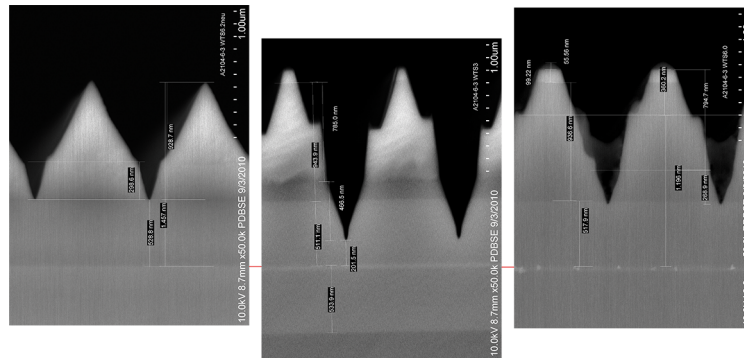


Abbildung 5.4: Variation des Prozeßdrucks (v.l.n.r.): 1 Pa (WTS2.62); 2 Pa (WTS2.3); 3 Pa (WTS2.6) – **blaue Markierung in Tab. 5.1**

obachten, daß auch mittels einer photolithographischen Maske (Bilderreihe unten in Abb. 5.5) eine Gitterfurche (Bilderreihe oben in Abb. 5.5) erzeugt werden kann. Während die CAD-seitigen Gitterabmessungen ein Lacköffnung-zu-Lack-Verhältnis von $o = 450 \text{ nm}$ zu 450 nm aufwiesen (mittels blauem Meßbalken in Abb. 5.5 markiert), ergaben sich bei der Vermessung des Lackbildes im REM eine Lacköffnung von hier $o = 520 \text{ nm}$ (mittels rotem Meßbalken in Abb. 5.5 markiert). Es ist dabei im oberen Bereich der Epitaxiestruktur ein Zurückziehen der Lackkante zu beobachten, das für niedrigere Waferrückseiten-Temperaturen zunimmt, da die Ätzselektivität des Halbleiters gegenüber dem Lack abnimmt.

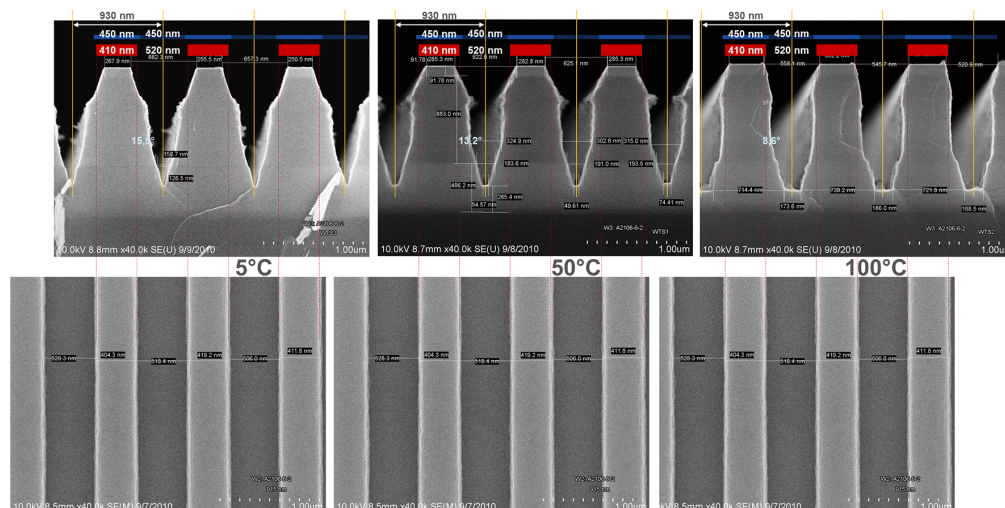


Abbildung 5.5: Teststützungen an Waferteilstücken mit verschiedenen Waferrückseiten-Temperaturen (hier indirekt, da Waferteilstücke (WTS)) (v.l.n.r.): 5°C (WTS3.3); 50°C (WTS3.1); 100°C (WTS3.2) – **gelbe Markierung in Tab. 5.1**

Fazit der Vorversuche mit Waferteilstücken

Die hier optimierten Parameter (BCl_3 -Fluß: 20 sccm, Ar-Fluß: 3 sccm, Druck: 2 Pa, HF-Leistung: 75 W) sind geeignet, eine zweckmäßige Gitterfurche hinsichtlich Erreichen einer gewünschten Restschichtdicke bei gleichzeitig großem Tastverhältnis zu ermöglichen.

Gegenüber der zuvor genutzten 350 nm dicken SiN_x -Maske hält die hier genutzte 700 nm dicke Photomaske (SPR955 CM 0.7) dem Ätzprozeß besser stand.

5.2.1 Formgebung der Gitterfurche

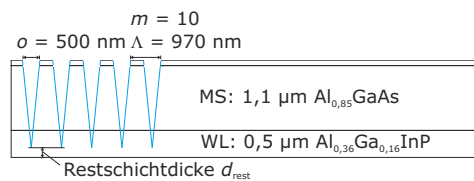


Abbildung 5.6: Schema des DBR-Gitters in der Epitaxiestruktur – aufgrund der schrägen Ätzflanken vergrößert sich das Tastverhältnis mit der fortschreitenden Ätztiefe

Um die in Abb. 5.6 gezeigte Vertikalstruktur mit wirksamen Gitterfurchen zu versehen, müssen folgende Charakteristika gleichzeitig erfüllt sein:

- Ätztiefe d_{DBR} : Gemäß Simulationen (Kap. 4) ist eine Restschichtdicke (zur aktiven Zone) von $d_{\text{rest}} = 200 \dots 300 \text{ nm}$ optimal, daraus ergibt sich eine Ätztiefe von $d_{\text{DBR}} = 1525 \dots 1425 \text{ nm}$. Diese Ätztiefe wird über die Dauer der Ätzung eingestellt. Dabei ist zu erwarten, daß sich aufgrund des Materialsystem-Wechsels von (Al)GaAs zu AlGaInP die Ätzrate deutlich ändert.
- Tastverhältnis dc : Um das in Simulationen (Kap. 4) benötigte große Tastverhältnis von $dc > 0,9$ zu erreichen, muß sich der Ätzgraben im Ätzverlauf durch das Anschrägen der Ätzflanken zu einer Gitterfurche verjüngen. Dadurch vergrößert sich das Tastverhältnis insbesondere in dem Bereich, der für die im Wellenleiter lokalisierte optische Welle relevant ist. Die Ausprägung der Schräge der Ätzflanke wird durch den Winkel der Flanke zur Lotrechten beschrieben. Unter Nutzung der Möglichkeit am Plasmaätzter SI 500 RIE die Waferrückseite durch vorbeiströmendes He definiert zu temperieren, kann die Ad- bzw. Desorption von gasförmigen Reaktionsprodukten an den Seitenwänden der Ätzflanken beeinflusst werden. Durch diese gezielte Redeposition kann eine definierte Ätzflanken-Neigung eingestellt werden. Durch die Untersuchung einer Probenserie (von Vollwafern) wurde dazu eine Eichkurve für den über die He-Waferrückseiten-Temperierung gesteuerten Ätzwinkel aufgenommen, anhand der die Ätzwinkel späterer

Wafer, die zu Bauelementen prozessiert werden sollen, über die Vorgabe der Waferrückseiten-Temperatur eingestellt werden können.

Um ein möglichst großes Tastverhältnis im Wellenleiter zu erreichen, sollte der Ätzwinkel so gewählt sein, daß am Fuß der Ätzfurche kein Plateau entsteht – s. Rechenbeispiel in Tab. 5.2 und s. Abb. 5.6. Eine Restschichtdicke (RSD) von $d_{\text{rest}} = 300$ nm ergibt eine Ätztiefe von $d_{\text{DBR}} = 1400$ nm. Bei einer Öffnung der Lackmaske von $o = 500$ nm muß ein Ätzfurchen-Winkel von $\alpha = 10,1^\circ$ zur Lotrechten eingestellt werden, um ein minimales Plateau am Fuß der Ätzfurche zu erzeugen. Wird dagegen ein Winkel von nur $\alpha = 9,1^\circ$ genutzt, ergibt sich ein Plateau von $p = 50$ nm und ein entsprechend reduziertes Tastverhältnis. Ein Winkel von $\alpha = 9,1^\circ$ ergibt dagegen eine plateaufreie Ätzfurche für eine Restschichtdicke von $d_{\text{rest}} = 145$ nm. Somit läßt sich mit dem oben genannten optimalen Ätztiefenbereich von $d_{\text{rest}} = 200 \dots 300$ nm ein Fenster für einen optimalen Gitterfurchen-Winkel errechnen: $\alpha = 9,5 \dots 10,1^\circ$

RSD, soll d_{rest} [nm]	Ätztiefe d_{DBR} [nm]	Winkel $\alpha = \arctan \frac{o-p}{2d_{\text{DBR}}} [^\circ]$	Plateau p [nm]
300	1400	10,1	0
300	1400	9,1	50
145	1555	9,1	0

Tabelle 5.2: Rechenbeispiel für das Design der Gitterfurche bei unterschiedlichen Restschichtdicken (RSD) d_{rest}

Um die Form der Ätzfurche hinsichtlich der beiden oben genannten Charakteristika zu untersuchen, wurde anhand der in Kap. 5.2 eruierten und in Abb. 5.5 genutzten Ätzparametern in einer Probenserie mit 2-Zoll-Wafern (Epitaxiestruktur s. Abb. 2.6 b), S. 19) die Temperaturabhängigkeit hinsichtlich Ätzwinkel und die Ätzdauer hinsichtlich Ätztiefe untersucht.

Abb. 5.7 zeigt Querschnitts-REM-Aufnahmen von drei Wafern, die bei drei verschiedenen He-Waferrückseiten-Temperaturen von 25; 50; 75 °C geätzt wurden. Der Temperatureinfluß auf die Gitterfurche und ihren Winkel zur Lotrechten läßt sich in Abb. 5.7 deutlich erkennen. Für eine Waferrückseiten-Temperatur von 25 °C ist in Abb. 5.7 links ein sehr großer Winkel zu beobachten, der zur Folge hat, daß sich die Gitterfurche bei geringer Ätztiefe von $d_{\text{DBR}} = 550 \dots 650$ nm schließt. In Abb. 5.7 rechts ist bei einer höheren Temperatur von 75 °C eine deutlich tiefere Gitterfurche von $d_{\text{DBR}} = 1380$ nm festzustellen. Zu der in Abb. 5.7 als (im Kontrast des BSE¹²-Detektors) heller Bereich dargestellte AZ ist für diese Temperatur eine Restschichtdicke von $d_{\text{rest}} = 120$ nm

¹²engl.: Back Scattered Electrons; Rückstreuelektronen, d.s. elastische von der Oberfläche gestreute Elektronen des Primärstrahls

erreicht. Aufgrund der langen Ätzdauer hat sich in diesem Fall die Lackkante zurückgezogen, so daß sich die Gitterfurchenöffnung zusätzlich verbreitert hat.

Um diese lange Ätzdauer von mehr als 85 min bei einer HF-Leistung von 75 W zu verkürzen, wurde die Probenserie bei einer höheren Leistung von 100 W wiederholt bzw. fortgesetzt – s. Abb. 5.8. Dies führte zu einer annähernden Halbierung der Ätzdauer bzw. zu einer Verdopplung der Ätzrate. Bei Verwendung eines CCP-RIE-Reaktors hat die Anhebung der HF-Leistung sowohl eine Erhöhung der Ionenenergie (kin. Energie, physikalische Ätzkomponente) als auch der Plasmadichte und damit der Dichte der freien Radikalen (chemische Ätzkomponente) zur Folge, so daß im Ergebnis die Halbleiter-Ätzrate stärker zunimmt als die Ätzrate des Photolacks. Damit erhöht sich mit der Anhebung der HF-Leistung die Ätzselektivität zwischen Halbleiter und Lack, so daß ein Ätzangriff auf die oberen Epitaxieschichten durch eine sich zurückziehende Lackkante in Abb. 5.8 nicht mehr zu beobachten ist. Die aus den Abb. 5.7 und 5.8 bestimmten Meßwerte sind in Tab. 5.3 aufgeführt. Es wurden pro Wafer drei Meßstellen (Mitte des Wafers (1), an der Hauptfase (2) und an der Nebenfase (3)) mittels REM hinsichtlich

- Ätztiefe,
- Gitterfurchenöffnung,
- Plateau,
- Schichtdicken¹³

vermessen.

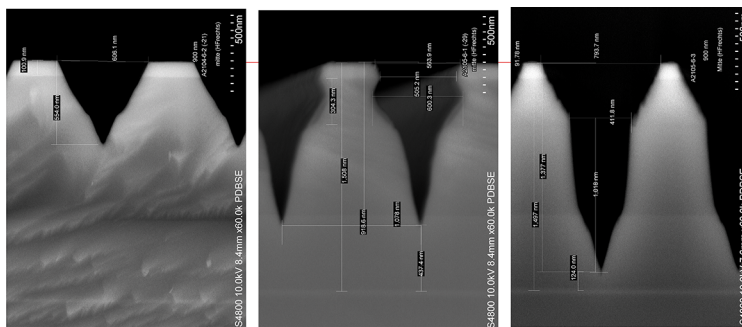


Abbildung 5.7: Querschnitts-REM-Aufnahmen von Gitterfurchen erzeugt bei einer HF-Leistung von 75 W und Waferrückseiten-Temperaturen von 25; 50; 75 °C (v.l.n.r.) – s. Tab. 5.3

Abb. 5.8 stellt drei Querschnitts-REM-Aufnahmen von Gitterfurchen dar, die mit einer HF-Leistung von 100 W und drei verschiedenen Waferrückseiten-Temperaturen von 50; 75; 100 °C erzeugt wurden. In Abb. 5.8 ist links (50 °C) zu beobachten, daß der Ätzwinkel von $\alpha \approx 20^\circ$ für eine Ätzung bis auf Soll-Tiefe zu groß ist. Für Abb. 5.8, rechts

¹³ zur Kontrolle

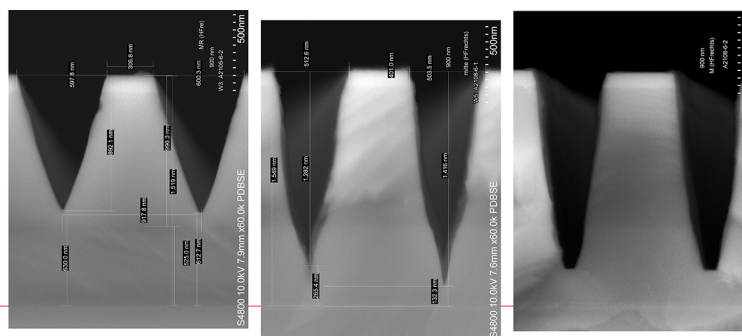


Abbildung 5.8: Querschnitts-REM-Aufnahmen von Gitterfurchen erzeugt bei einer HF-Leistung von 100 W und Waferrückseiten-Temperaturen von 50; 75; 100 °C (v.l.n.r.) – s. Tab. 5.3

HF [W]	Temp. [°C]	Ätzd. [min]	α [°]			d_{DBR} [nm]			p [nm]		
			1	2	3	1	2	3	1	2	3
75	25	117	28,8	24,3	24,2	554	649	656	0	0	0
	50	112	14,7	15,6	17,3	1078	1001	1016	0	0	0
	75	85	11,4	13,0	14,5	1018	990	922	0	0	0
100	50	62	19,4	18,6	20,9	765	*892	682	0	0	0
	75	47	10,1	11,6	12,1	1416	1386	1373	0	0	0
	100	52	8,8	9,4	10,1	1319	1336	1324	78	83	58

Tabelle 5.3: Meßergebnisse für folgendes Plasma (BCl_3 -Fluß: 20 sccm, Ar-Fluß: 3 sccm, Druck: 2 Pa mit HF-Leistung von 75 und 100 W) bei verschiedenen Waferrückseiten-Temperaturen und Ätzzeitspannen: drei Meßwerte/Meßstellen pro Wafer für Ätzwinkel α , Äztiefe d_{DBR} und Ätzwinkelplateau p

*: Gitterfurchenöffnung $o \gg 500$ nm

(100 °C) ist der Ätzwinkel mit $\alpha \approx 9^\circ$ wiederum zu gering. Die Soll-Ätztiefe wird hier zwar erreicht, es bildet sich aber ein unerwünschtes Plateau (das das Tastverhältnis, und somit die Reflektivität verringert). Für Abb. 5.8 Mitte ist mit einer Waferrückseiten-Temperatur von 75 °C sowohl die gewünschte Ätztiefe von $d_{\text{DBR},1} = 1416$ nm, als auch ein geeigneter durchschnittlicher¹⁴ Ätzwinkel von $\alpha_1 = 10,1^\circ$ erreicht. Zwischen den Ätzwinkeln der Positionen (1), (2) und (3) ergeben sich Diskrepanzen aufgrund von Schichtdickenabweichungen der Epitaxiewafer und unterschiedlichen Gitterätz-tiefen, die im Verlauf der weiteren Entwicklung verringert werden konnten (dazu mehr unten (S. 74) und in Kap. 6.3.4).

Die aus den Meßwerten errechneten durchschnittlichen Gitterwinkel sind in Abb. 5.9 gegen die Waferrückseiten-Temperatur aufgetragen. Dabei wurden zwei verschiede-

¹⁴Zur Winkelbestimmung wird ein linearer Verlauf der Gitterfurche von der Kontaktschicht-Öffnung bis zum Fuß der Furche angenommen. In der Realität ist der Verlauf der Furche durch die Einschnürung an der Grenzschicht von AlGaAs-MS zu AlGaInP-WL oft nicht linear.

ne Maskensätze (RWS15 (in Abb. 5.9 oben schwarz und unten rot) und DBR22 (in Abb. 5.9 unten grün und blau)) verwendet. Mit Maskensatz DBR22 ließen sich aufgrund einer CAD-seitigen Vorverzerrung geringfügig kleiner Lacköffnungen erzeugen als mit RWS15.

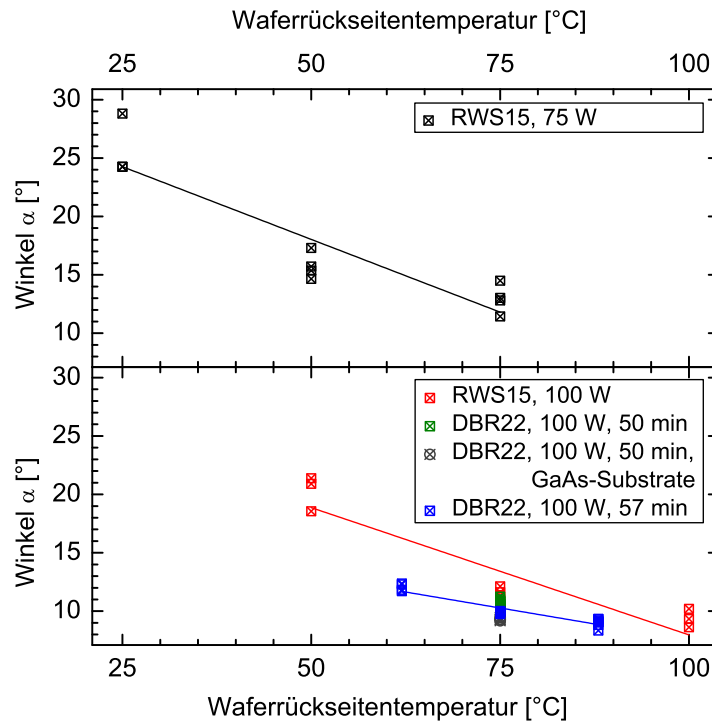


Abbildung 5.9: Eichkurve Winkel vs. Waferrückseiten-Temperaturen bei

oben: HF-Leistung von 75 W für 25; 50; 75 °C

unten: HF-Leistung von 100 W für 50; 75; 100 °C

Für die als optimal ermittelte Temperatur von 75 °C wurden (mit gleichem Layout DBR22) Proben mit einer Ätzdauer von 50 (grün) und 57 min (blau) untersucht. Für die länger, und somit tiefer geätzten Furchen ergibt sich ein etwas kleinerer Gitterwinkel, da für beide Fälle (Ätzdauer von 50 und 57 min) die Gitterfurche bereits geschlossen war. Somit ist für eine Ätzdauer von 57 min (blau) der Gitterwinkel durch die längere Ätzung leicht verfälscht. Diese Überätzung der bereits geschlossenen Gitterfurche bietet allerdings die Möglichkeit, bei Schwankungen in der Ätztiefe über den Wafer¹⁵ an allen Gitterpositionen auf dem Wafer (also auch am Rand) eine geschlossene Gitterfurche ohne Plateau zu erreichen.

Aus diesem Grund ist auch die Steigung der blauen linearen Fitkurve, die in Abb. 5.9 bestimmt wurde, gegenüber der roten Fitgeraden geringer.

Zu Vergleichszwecken wurde mit identischen Parametern (Ätzdauer: 50 min, BCl₃-Fluß: 20 sccm, Ar-Fluß: 3 sccm, Druck: 2 Pa, HF-Leistung: 100 W) ein GaAs-

¹⁵Am Rand des Wafers ist die Ätzrate herabgesetzt. Bei den hier verwendeten Ätztiefen ergaben sich Unterschiede in der Ätztiefe von Wafermitte zu Wafertrand von $d_{\text{DBR, Wafertrand}} \approx d_{\text{DBR, Waferzentrum}} - 50 \text{ nm}$.

Substrat bearbeitet und ausgewertet (Abb. 5.9 unten, schwarze Kreise). Anhand des graphischen Vergleichs der Gitterfurchen von Epitaxiestruktur und GaAs-Substrat¹⁶ in Abb. 5.10 wird deutlich, daß die AlGaAs-AlGaInP-Grenzschicht einen positiven Einfluß auf die Form der Gitterfurche hat: Das relevante Tastverhältnis verbessert sich innerhalb des Wellenleiters aufgrund der Ätzraten-Verminderung an der Grenzschicht von MS zu WL und der zusätzlichen Seitenwandpassivierung durch verstärkte Redeposition.

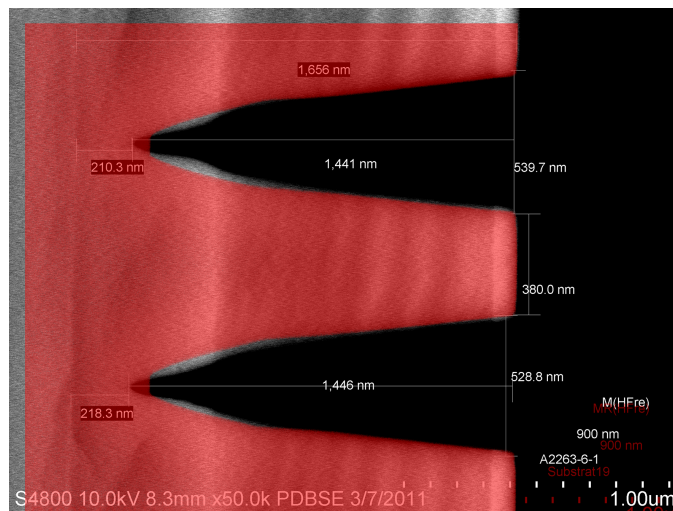


Abbildung 5.10: Graphischer Vergleich der Gitterfurchen (Querschnitts-REM-Aufnahme) bei identischen Ätzparametern und 75 °C Waferrückseiten-Temperatur von AlGaInP-haltiger Epitaxiestruktur und GaAs-Substrat (rot eingefärbt und halbtransparent)

5.3 Test der Gitterwirkung

Die in Kap. 4 simulierte und in Kap. 5.2.1 hinsichtlich der Formgebung optimierte Gitterfurche wurde als DBR-Gittersektion in einem Kurzprozeß verwendet, um innerhalb kurzer Frist anhand von elektro-optischen Untersuchungen an Test-Bauelementen die Wirksamkeit der Gittersektion zu verifizieren und zu quantifizieren. Außerdem wurde die Emissionswellenlänge der DBR-Laser ermittelt, um die Emissionswellenlänge folgender Bauelementprozesse justieren zu können. Der Kurzprozess (s. Abb. 5.11) umfaßte nach der Strukturierung der Gitter (Schritt 1) lediglich die Ätzung der Gräben zur lateralen Indexführung (Schritt 2), Isolator-Beschichtung (Schritt 3) und die Ätzung des Isolatorfensters (Schritt 4) sowie die p- (Schritt 5) und n-Metallisierung (Schritt 7) (ggf. zuvor Substrat dünnen (Schritt 6)).

Für diesen Prozeß wurden 1 mm lange Gewinnsektionen mit zwei Streifenbreiten ($w_{\text{Streifen}} = 7,5 \mu\text{m}$ und $w_{\text{Streifen}} = 30 \mu\text{m}$) mit tiefgeätzten DBR-Oberflächengittern

¹⁶rot eingefärbt und halbtransparent

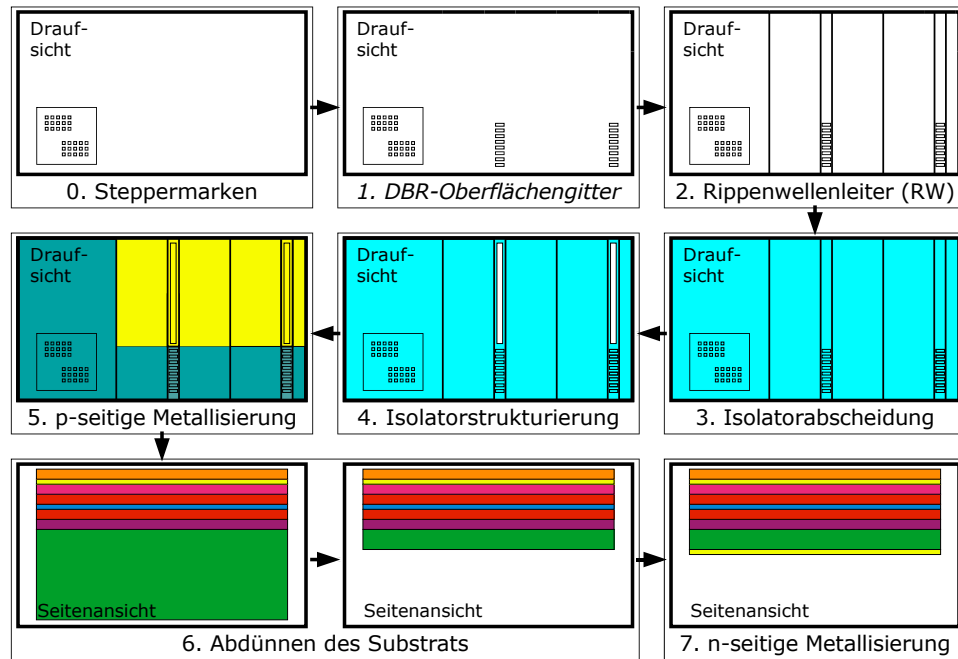


Abbildung 5.11: Abfolge der Technologiesteps: (ggf. Ätzung von Steppermarken,) Gitterätzung, Ätzung der Indexführung, Isolator-Abscheidung, Ätzung der Isolatoröffnung, p-Metallisierung, abschließendes Abdünnen des Substrats und n-Rückseitenmetallisierung, vollflächig) (Skizze nicht maßstabsgetreu)

unterschiedlicher Länge L_{Gitter} versehen (s. Tab. 5.4). Die Gesamtlänge der Dioden mit DBR-Gittersektion war $L_{\text{ges}} = 2 \text{ mm}$. Die hinter der Gittersektion verbleibende Chip-Länge wirkte als Absorber. Zusätzlich wurde die anschließende Rückfacette der Chips entspiegelt, damit gemeinsam mit der Frontfacette ($R_f \approx 32\%$) nur die Reflektivität des Oberflächengitters die Kavität bestimmt.

Die DBR-Laser wurden einzeln, nicht montiert, im Riegelverband und im Pulsbetrieb charakterisiert. Zum Vergleich wurden auf demselben Wafer Standard-Kantenemitter (mit Streifenbreiten von $w_{\text{Streifen}} = 7,5; 30 \text{ und } 100 \mu\text{m}$) und einer Chip/Gewinn-Länge von ebenfalls $L_{\text{Gewinn}} = 1 \text{ mm}$ mitprozessiert. Hier wurden noch weitere Chip/Gewinn-Längen hinzugefügt, um über längenabhängige P - I -Messungen materialspezifische Parameter wie interne Effizienz η_i , interne Verluste α_i , Transparenzstromdichte j_{tr} sowie modaler Gewinn Γ_{g0} an demselben Wafer zu ermitteln und für die Bestimmung der Gitterwirkung zu nutzen.

5.3.1 Bestimmung der Emissionswellenlänge

In Abb. 5.12, linke Ordinate sind spektral aufgelöste Intensitätsprofile von RWL mit $700 \mu\text{m}$ langer DBR-Gittersektionen mit vier unterschiedlichen Gitterperioden ($\Lambda = 968; 972; 976 \text{ und } 980 \text{ nm}$) dargestellt. Die Laserriegel befanden sich auf einer Wär-

Motiv	L_{ges} [mm]	L_{Gewinn} [μm]	L_{Gitter} [μm]	w_{Streifen} [μm]	Λ [nm]
mit Gitter	2,0	1000	100; 200; 300; 500; 700; 900	7,5; 30	968; 972; 976; 980
ohne Gitter	0,5; 1,0; 1,5; 2,0	500; 1000 ; 1500; 2000	–	7,5; 30; 100	–

Tabelle 5.4: Laterale Layoutvarianten der Laserdioden des Gitterantest mit Gittern zur Bestimmung der Gitterwirkung (oben); und ohne Gitter zur Bestimmung von Materialparametern (unten); Gesamtlänge der Dioden L_{ges} ; Länge der Gewinnsektion L_{Gewinn} ; Länge des DBR-Gitters L_{DBR} ; Streifenbreite der Emitter w_{Streifen} ; Gitterperiode Λ

mesenke und wurden mit einem Temperaturcontroller¹⁷ bei 15 °C betrieben, indem die Dioden einzeln mit einer Meßspitze kontaktiert¹⁸ und mit einer Pulsbreite von 100 μs und einem Tastverhältnis von 25% betrieben wurden. Die Laserstrahlung wurde in eine Mono-Mode-Faser eingekoppelt und in einem Spektrometer¹⁹ spektral aufgezeichnet.

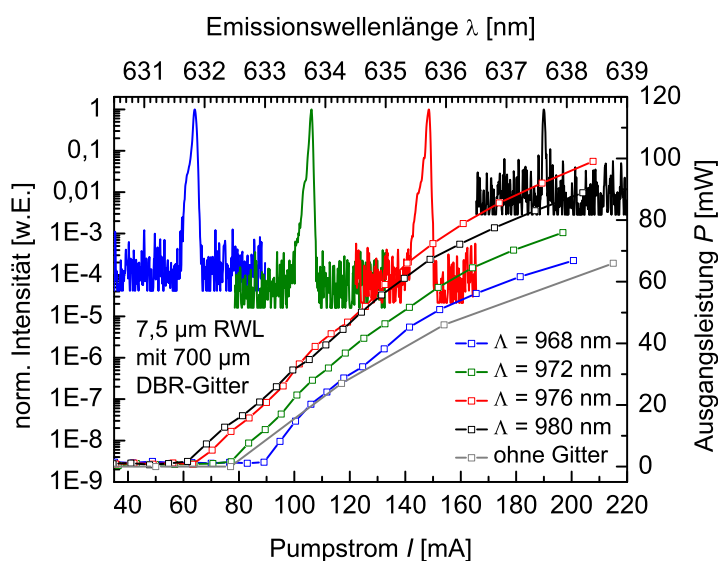


Abbildung 5.12: linke Ordinate: Spektrum von 7,5 μm breiten DBR-RWL mit 700 μm langen Gittersektionen mit Gitterperioden $\Lambda = 968; 972; 976; 980$ nm bei einer Temperatur von 15 °C unter gepulster Anregung (100 μs ; 250 kHz); Wafer A2297-6-2; rechte Ordinate: deren Leistungs-Stromstärke-Kennlinie (P - I -Kennlinie) bei einer Temperatur von 20 °C unter gepulster Anregung (1 μs ; 5 kHz); ①²⁰

¹⁷Newport 3040

¹⁸Stromquelle: Newport 5030

¹⁹Advantest Q8384: Auflösung: 10 pm; Dynamik: > 50 dB

²⁰s. Abbildungsnachweis auf S. 143

Die Zentralwellenlänge des DBR-RWL mit einer Gitterperiode von $\Lambda = 980$ nm beträgt $\lambda = 637,62$ nm. Die Emissionswellenlängen der drei kürzeren Gitterperioden liegen bei $\lambda = 635,72$ nm ($\Lambda = 976$ nm) und $\lambda = 633,77$ nm ($\Lambda = 972$ nm). Die kürzeste Gitterperiode $\Lambda = 968$ nm erreicht eine Emissionswellenlänge von 631,84 nm. Damit unterscheiden sich die Emissionswellenlänge jeweils um ca. 2 nm, obwohl alle Dioden von demselben Wafer (A2297-6-2) stammen, und damit dasselbe Gewinnpektrum besitzen. Die Wirksamkeit der eingebrachten Gitterstruktur ist somit ebenso gezeigt, wie die Tatsache, daß über die Wahl der Gitterperiode verschiedene, definierte Emissionswellenlängen realisiert werden können (im Bereich des Gewinnprofils der Epitaxiestruktur).

Aus den Emissionswellenlängen läßt sich mit Hilfe von Formel (3.3) der effektive Brechungsindex des Gitters $n_{\text{eff,A2297-6-2}}$ bzw. $n_{\text{eff,A2290-6-2}}$ bestimmen und mit dem zuvor in CAMFR-Simulation berechneten $n_{\text{eff,CAMFR}}$ vergleichen – s. Tab. 5.5. Dabei ist zu verzeichnen, daß einerseits der effektive Index der beiden untersuchten Wafer geringfügig unterschiedlich ist ($n_{\text{eff,A2297-6-2}} \neq n_{\text{eff,A2290-6-2}}$), andererseits der mit CAMFR berechnete effektive Index $n_{\text{eff,CAMFR}}$ weniger stark über der Emissionswellenlänge λ variiert als dies aus den Werten hervorgeht, die aus den Spektren ermittelt wurden. Dieser Vergleich zeigt, daß die Durchführung dieses Kurzprozesses notwendig ist, um die reale Emissionswellenlänge von Bauelementen justieren zu können.

Λ [nm]	$\lambda_{\text{A2297-6-2}}$ [nm]	$\lambda_{\text{A2290-6-2}}$ [nm]	eff. Index $n_{\text{eff,A2297-6-2}}$	eff. Index $n_{\text{eff,A2290-6-2}}$	theo. eff. Index $n_{\text{eff,CAMFR}}$
968	631,84	631,85	3,2636	3,2637	3,26575
972	633,77	633,82	3,2601	3,2604	3,26569
976	635,72	635,76	3,2568	3,2570	3,26563
980	637,62	637,73	3,2532	3,2537	3,26557
ohne	638,4	637,8			

Tabelle 5.5: Vergleich der Emissionswellenlängen λ von DBR-RWL von Wafer A2297-6-2 (aus Abb. 5.12) und A2290-6-2 (Spektren hier nicht gezeigt) mit unterschiedlichen Gitterperioden Λ und dem daraus berechneten effektiven Brechungsindex n_{eff} sowie dem in CAMFR-Simulationen berechneten Wert (Meßwerte bei einer Temperatur von 15 °C und unter gepulster Anregung (100 μ s; 250 kHz); FP-RWL bei 20 °C und 1 μ s; 5 kHz)

Abb. 5.12, rechte Ordinate zeigt P - I -Kennlinien der 7,5 μ m breiten RWL mit und ohne Gittersektion (s. Tab. 5.4). Die P - I -Kennlinien der Laser wurden im Riegelverband mit Hilfe einer Ulbricht-Kugel und einer kalibrierten Si-Photodiode bei 20 °C aufgenommen. Dazu wurden die Einzelemitter auf der p-Seite mit einer Meßspitze und auf der n-Seite über die Wärmesenke mit der Stromquelle verbunden. Die Pulsdauer betrug dabei 1 μ s, die Wiederholrate 5 kHz, was einem Tastverhältnis von 0,5% entspricht.

Da die Laser aufgrund der geringen Gitterperioden neben ihrem Gewinnmaximum betrieben werden, erhöht sich die Laserschwelle mit abnehmender Gitterperiode bzw.

Emissionswellenlänge, wie ebenfalls in Abb. 5.12 zu beobachten ist. Ein Vergleich der Schwellenwerte wie auch der Anstiege der DBR-RWL mit dem unbeschichteten Referenz-RWL ohne Gittersektion (in Abb. 5.12 grau) zeigt zudem, daß die Reflektivität des eingebrachten DBR-Gitters deutlich höher als 32%²¹ ist. Eine Abschätzung der Gitterreflektivität wird im folgenden Kap. 5.3.2 an 30 μm breiten Breitstreifenlasern vorgenommen, da sich an diesen die Berechnung der Kennlinien mittels eines einfachen Gewinn-Modells ausführen läßt.

Abb. 5.13 stellt die gemessenen Emissionswellenlängen von 30 μm breiten DBR-BAL gegenüber der Gitterlänge dar. Es sind Daten von zwei Wafern sowie von Lasern mit Gitterperioden von $\Lambda = 968; 972; 976; 980$ nm und ohne Gitter inkludiert. Diese Wellenlängen wurden mit einem Spektrographen²² bestimmt.

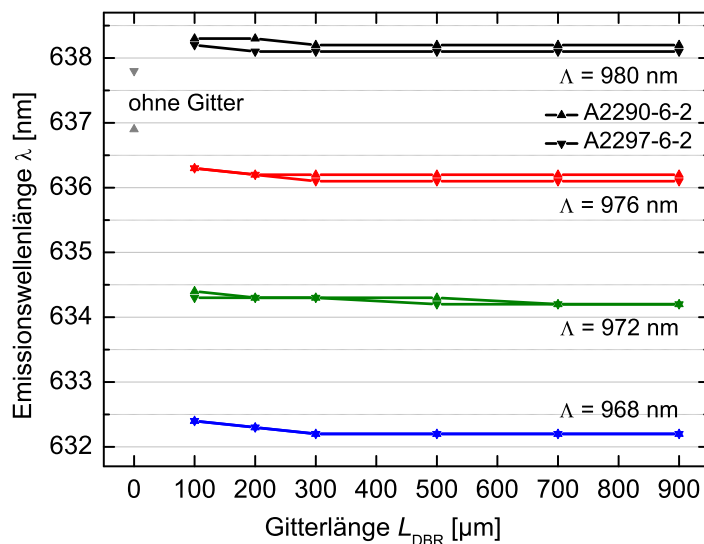


Abbildung 5.13: Emissionswellenlänge λ abhängig von der Länge des DBR-Gitters von $L_{\text{ges}} = 30$ μm breiten DBR-BAL mit verschiedenen Gitterperioden ($\Lambda = 968; 972; 976; 980$ nm) und eines FP-BAL bei einer Temperatur von 20 °C unter gepulster Anregung (1 μs ; 5 kHz); Wafer A2290-6-2 und A2297-6-2

Die Emissionswellenlänge λ nimmt bei den Gitterlängen $L_{\text{DBR}} = 100, 200, 300$ μm für alle vier Gitterperioden ab. Für längere Gittersektionen bleibt die Emissionswellenlänge konstant. Zusammen mit Abb. 5.15 auf S. 81, in der die höchsten Anstiege der P - I -Kennlinien für Gitter der Länge $L_{\text{DBR}} = 300$ μm beobachtet werden, kann geschlußfolgert werden, daß für diese Länge bereits ein Maximum der Gitterwirkung erreicht ist.

²¹Die Reflektivität der unbeschichteten Rückfacette der Referenz-Laser ohne Gitter

²²Avantes AVS-MC 2000

5.3.2 Bestimmung der Gitterreflektivität

In Abb. 5.14 sind die P - I -Kennlinien von 30 μm breiten BAL mit den vier verschiedenen Gitterperioden eines 500 μm langen Gitters dargestellt. Zum Vergleich ist auch die Kennlinie eines 1 mm langen FP-BAL von demselben Wafer aufgeführt.

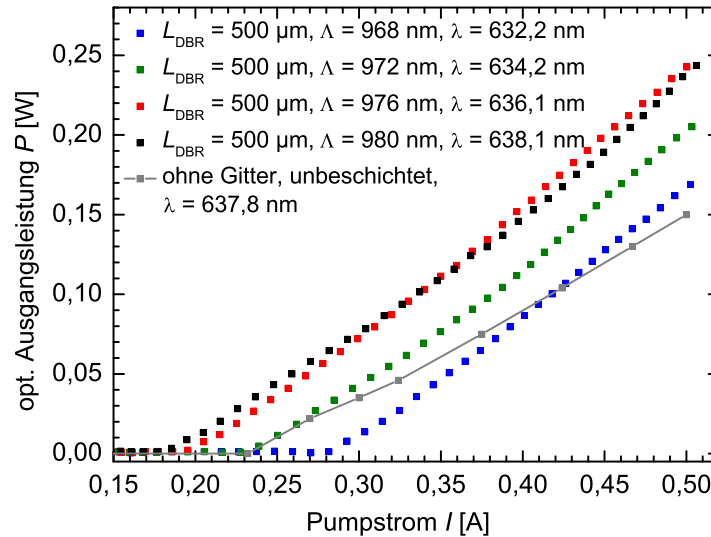


Abbildung 5.14: P - I -Kennlinie von 30 μm breiten DBR-BAL des Wafers A2297-6-2 mit 500 μm langen Gittersektionen mit unterschiedlichen Gitterperioden ($\Lambda = 968; 972; 976; 980 \text{ nm}$) sowie ein FP-BAL von demselben Wafer bei einer Temperatur von 20°C unter gepulster Anregung (1 μs ; 5 kHz)

Anhand der Anstiege der Kennlinien und der Schwellenströme der DBR-BAL gegenüber dem FP-BAL läßt sich voraussagen, daß die Reflektivität des DBR-Gitters deutlich mehr als die 32% betragen wird, die durch den Brechungsindexunterschied zwischen Halbleiterfacette und Luft der FP-Kavität gegeben ist. Die Werte der Schwellenstromstärke I_{th} nehmen mit kleiner werdender Gitterperiode Λ zu und sind zum Vergleich in Tab. 5.6 auf S. 82 aufgelistet. Der Schwellenstrom des DBR-BAL mit Gitterperiode $\Lambda = 980 \text{ nm}$ ist mit $I_{\text{th}} = 183 \text{ mA}$ deutlich geringer als derjenige des Lasers mit gespaltenen Rückfacette ohne Gitter ($I_{\text{th}} = 232 \text{ mA}$). Für die DBR-BAL mit kleinerer Gitterperiode ($\Lambda < 980 \text{ nm}$) vergrößert sich der Wert des Schwellenstroms von $I_{\text{th}} = 199 \text{ mA}$ ($\Lambda = 976 \text{ nm}$) auf $I_{\text{th}} = 284 \text{ mA}$ ($\Lambda = 968 \text{ nm}$).

In Tab. 5.6 auf S. 82 sind zudem die Emissionswellenlängen λ der DBR-BAL mit 500 μm langen Gittersektionen und des Referenz-BAL ohne Gitter (von Wafer A2297-6-2) aufgeführt. Die Emissionswellenlänge des FP-Referenz-BAL beträgt $\lambda = 637,8 \text{ nm}$, die des DBR-BAL mit Gitterperiode $\Lambda = 980 \text{ nm}$ ist nur wenig höher ($\lambda = 638,1 \text{ nm}$), während die drei DBR-BAL mit kürzeren Gitterperioden ($\Lambda = 968; 972; 976 \text{ nm}$) deutlich kurzwelliger emittieren ($\lambda = 632,2; 634,2; 636,1 \text{ nm}$). Die sich erhöhenden Schwellenströme sind somit darauf zurückzuführen, daß die kürzeren Gitterperioden die Emission des DBR-BAL auf die abfallende, kurzwellige Flanke des

Gewinnspektrums zwingen. Die Ausgangsleistung im gepulsten Betrieb lag im Fall der FP-Kavität mit 32% Frontfacetten- und Rückfacetten-Reflektivität bei einem Betriebsstrom von $I = 0,5$ mA bei $P = 150$ mW. Im Fall eines 500 μm langen DBR-Gitters mit einer Gitterperiode von $\Lambda = 980$ nm (nahe des Gewinnmaximums) beträgt die Ausgangsleistung 245 mW. Die übrigen DBR-BAL wiesen eine optische Ausgangsleistung von $P = 243$ mW ($\Lambda = 976$ nm), $P = 205$ mW ($\Lambda = 972$ nm) und $P = 169$ mW ($\Lambda = 968$ nm) auf.

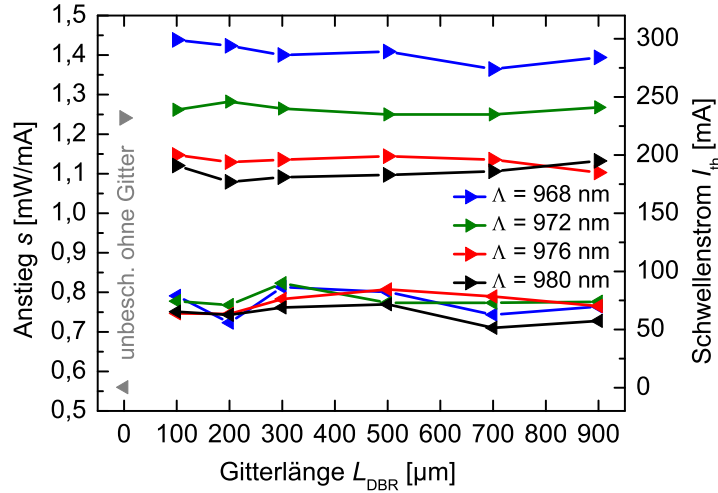


Abbildung 5.15: linke Ordinate: Anstieg der P - I -Kennlinien s von 30 μm breiten DBR-BAL mit unterschiedlichen Gitterperioden ($\Lambda = 968; 972; 976; 980$ nm) abhängig von der Länge der Gittersektion L_{DBR} bei einer Temperatur von 20°C unter gepulster Anregung (1 μs ; 5 kHz); rechte Ordinate: Schwellenstrom I_{th} dito

Die Anstiege und Schwellenströme der DBR-BAL und des FP-Referenzlasers sind in Abb. 5.15 über die Gitterlänge L_{DBR} aufgetragen. Hier zeigt sich, daß sich die Steigung der Kennlinie mit der Variation der Gitterlänge L_{DBR} nur wenig ändert. Es läßt sich allerdings beobachten, daß die Steigung der Kennlinie für $L_{\text{DBR}} < 300$ nm und $L_{\text{DBR}} > 500$ nm geringer ist. In Kap. 4.7 (Abb. 4.13) war ein deutlicher Anstieg der Reflektivität bis zu einer Gitterlänge von $L_{\text{DBR}} \leq 300$ μm errechnet worden. Daß der Anstieg der Leistungs-Stromstärke-Kennlinie in Abb. 5.15 für eine Gitterlänge von $L_{\text{DBR}} > 500$ μm entgegen der numerischen Berechnungen wieder abnimmt, ist zusätzlicher Absorption in der realen passiven Gittersektion zuzurechnen, die in den numerischen Berechnungen nicht berücksichtigt ist.

Die Schwellenströme der DBR-BAL variieren ebenfalls nicht signifikant mit der Gitterlänge, wohl aber mit der Gitterperiode. Wie bereits oben ausgeführt, spiegelt das die unterschiedlichen Abstände der durch das DBR-Gitter bestimmten Emissionswellenlängen zum spektralen Gewinnmaximum des zugrundeliegenden Wafermaterials wider. Für kürzere Emissionswellenlänge als die Emission des FP-Referenzlasers bei $\lambda = 637,8$ nm steigt der Schwellenstrom und damit auch die Transparenzstromdichte

von $j_{\text{tr}} = 319 \text{ A/cm}^2$ ($\Lambda < 980 \text{ nm}$) auf $j_{\text{tr}} = 490 \text{ A/cm}^2$ ($\Lambda < 968 \text{ nm}$) – dies ist in Tab. 5.6 zusammengefaßt.

Λ [nm]	λ [nm]	I_{th} [mA]	j_{tr} [A/cm ²]	Γg_0 [cm ⁻¹]	η_i	α_i [cm ⁻¹]	T_0 [K]
968	632,2	289	490				
972	634,2	235	423				
976	636,1	199	326				
980	638,1	183	319				
ohne	637,8	232	353	25	0,7	2	41

Tabelle 5.6: Zunehmender Schwellenstrom I_{th} bzw. Transparenzstromdichte j_{tr} bei kürzeren Gitterperioden Λ bzw. Emissionswellenlängen λ für 500 μm lange DBR-Gitter und charakteristische Daten aus Messungen an FP-BAL bei einer Temperatur von 20 °C unter gepulster Anregung (1 μs ; 5 kHz); Wafer A2297-6-2

Die Transparenzstromdichte j_{tr} wurde unter Verwendung der Schwellenstromdichte j_{th} und der Spiegelverluste α_m sowie der internen Effizienz η_i , der internen Verluste α_i , des modalen Gewinnfaktors Γg_0 , der Temperaturdifferenz ΔT zwischen Wärmesenke T_h und aktiver Zone T_a und der charakteristischen Temperatur T_0 berechnet (Berechnung j_{tr} s. Anhang C).

Aus Formel (2.4) ergibt sich für die Spiegelverluste α_m :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_f \cdot R_r} \right) \quad (5.1)$$

mit R_f : Frontfacetten-Reflektivität und R_r : Rückfacetten-Reflektivität

Die charakteristische Materialparameter der Laserstruktur wurden unter Verwendung von 30 μm breiten Referenz-FP-BAL bei gepulster Anregung (1 μs ; 5 kHz; 20 °C) ermittelt und in Tab. 5.6 ergänzt: Unter der Annahme, daß der modale Gewinn logarithmisch von der Stromdichte abhängt ($\Gamma g(j) = \Gamma g_0 \cdot \ln(j/j_{\text{tr}})$) liefern längenabhängige Messungen [Erb00, S. 178ff.]: $\eta_i = 0,7$, $\alpha_i = 2 \text{ cm}^{-1}$ und $\Gamma g_0 = 25 \text{ cm}^{-1}$. Mittels temperaturabhängiger Messungen konnte eine charakteristische Temperatur der Temperaturabhängigkeit des Schwellenstroms ermittelt werden: $T_0 = 41 \text{ K}$

Basierend auf der für die Gitterperiode individuellen Transparenzstromdichte j_{tr} und den oben genannten charakteristischen Daten aus Tab. 5.6 wurde ein Simulationsprogramm basierend auf einem BAL-Gewinn-Modell genutzt, um die Steigung der P - I -Kennlinie s ab dem bestimmten Schwellenstrom I_{th} abhängig von den Verlusten an der Rückfacette zu bestimmen. Zur Bestimmung von s s. Anhang C.

Um die Eingangsdaten aus Tab. 5.6 zu verifizieren, wurde eine P - I -Kurve (graue Linie in Abb. 5.16 unten rechts) mit diesen Werten berechnet und mit der gemessenen

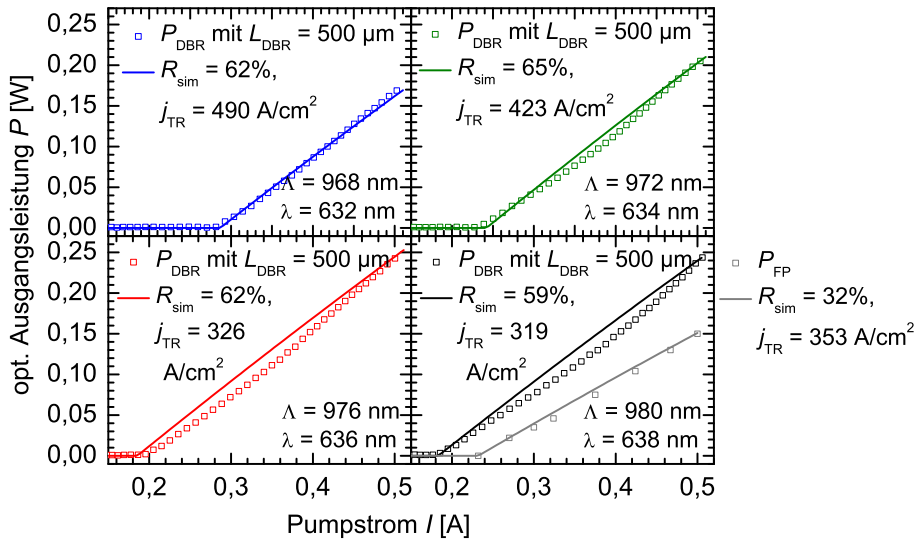


Abbildung 5.16: P - I -Kennlinien von 30 μm breiten DBR-BAL mit 500 μm langen Gittersektionen und Gitterperioden $\Lambda = 968$ nm (oben links); 972 nm (oben rechts); 976 nm (unten links); 980 nm (unten rechts) im Vergleich mit einem BA-Referenz-Laser ähnlicher Emissionswellenlänge (unten rechts); Meßwerte unter gepulster Anregung (1 μs ; 5 kHz; 20 $^{\circ}\text{C}$): Punkte; Simulation mit gewählter Schwellenstromdichte j_{tr} und Reflektivität R : Linie

nen P - I -Kennlinie des Referenz-BAL (ohne Gitter) (graue Punkte in Abb. 5.16 unten rechts) verglichen, das aufgrund des Halbleiter-Luft-Übergangs eine Rückfacetten-Reflektivität von $R_r = 32\%$ hat.

Um die Reflektivität des DBR-Gitters zu bestimmen, wurden daraufhin die Spiegelverluste an der Rückfacette (welche durch ein DBR-Gitter ersetzt ist) minimiert, indem die simulierte Kennlinie an die P - I -Kennlinie des BAL mit 500 μm langem DBR-Gitter mit der Gitterperiode $\Lambda = 980$ nm (schwarze Punkte in Abb. 5.16 unten rechts) angepaßt wurde. Die entsprechende Reflektivität betrug $R_r = R_{\text{DBR}} = 59\%$. Die Reflektivität der DBR-Gitter mit den Gitterperioden 976 (rot), 972 (grün) und 968 nm (blau) wurde analog ermittelt zu: $R_{\text{DBR}, \Lambda = 976 \text{ nm}} = 62\%$, $R_{\text{DBR}, \Lambda = 972 \text{ nm}} = 65\%$, $R_{\text{DBR}, \Lambda = 968 \text{ nm}} = 62\%$. Die abgeschätzte Reflektivität dieser 500 μm langen DBR-Oberflächen-Gitters zehnter Ordnung ist folglich $R \approx 60\%$ [Fei12a].

5.4 Zusammenfassung und Fazit

Der erste Teil dieses Kapitels befaßte sich mit der Herstellung und Optimierung einer photolithographischen Ätzmaske, die mittels i-line-Waferstepper mit Gitterstrukturen belichtet wurde (Kap. 5.1). Dabei konnten geeignete Lacköffnungen erzeugt werden, die im folgenden Abschnitt (Kap. 5.2) für die Entwicklung einer CCP-RIE-geätzten Gitterfurche genutzt werden konnten. Mittels temperaturgesteuerter Redepo-

sition konnte ein V-förmiges Ätzprofil realisiert werden, so daß in der Wellenleiter-schicht der Epitaxiestruktur ein großes Tastverhältnis erreicht werden konnte.

Da Wafer-Level-Tests mit Kantenemittern unmöglich sind, war es nötig, elektro-optische Meßwerte mittels eines Kurzprozesses (Kap. 5.3) in möglichst kurzer Zeit und mit reduziertem Aufwand zu generieren, um die Wirkungsweise der zuvor unter rein passiven Gesichtspunkten entwickelten DBR-Oberflächengitter zu ermitteln. Dieser Kurzprozeß ist in der Lage, Bauelemente zu realisieren, die im Pulsbetrieb spektral untersucht werden können, und somit Auskunft über die aus der Gitterperiode resultierende Emissionswellenlänge und damit über den effektiven Brechungsindex zu geben. Dies wurde in Kap. 5.3.1 beschrieben. Damit können die für einen folgenden, vollumfänglichen Bauelementprozeß angestrebten Emissionswellenlängen justiert werden. Zudem konnten für die Epitaxiestruktur charakteristische Materialparameter ermittelt werden, mit Hilfe derer die Qualität der zugrunde liegenden Schichtstruktur geprüft und für gut befunden wurde.

Ferner konnten (unter Verwendung der charakteristischen Kenndaten und) anhand eines einfachen BAL-Gewinn-Modells die gemessenen Kennlinien der DBR-BAL dazu genutzt werden, um die Reflektivität eines 500 μm langen DBR-Oberflächengitters mit $R \approx 60\%$ abzuschätzen. Nach der Auswertung der Steigung der Kennlinien gegenüber der Gitterlänge in Abb. 5.15 ist von einem 300 μm langen DBR-Gitter eine ähnliche Reflektivität zu erwarten. Im Folgenden wurde allerdings sicherheitshalber auf eine Gitterlänge $L_{\text{DBR}} < 500 \mu\text{m}$ verzichtet, um auch bei schmalen Gitterfurchen als den hier untersuchten 30 μm breiten DBR-BAL (z.B. 7,5 μm breiten DBR-RWL) eine ausreichende Gitterreflektivität zu realisieren.

Somit wurden erstmalig Oberflächengitter mit V-Profil in rot-emittierende Kantenemitter integriert, deren Schichtstruktur in einem Epitaxieschritt abgeschieden wurde. Basierend auf dieser Schichtstruktur konnten aus dem (breiten) Gewinnspektrum durch Wahl vier verschiedener Gitterperioden vier Emissionswellenlängen selektiert werden. Die in Ref. [Pez00] für einen rot-emittierenden DBR-Laser mit 30% angegebene Reflektivität konnte unter Verwendung einer innovativen Technologie, die u.a. serienkompatibel ist, deutlich übertroffen werden.

Aufgrunddessen ist es aussichtsreich, daß rot-emittierende Diodenlaser, die mit diesen DBR-Oberflächengittern als Rückkoppelspiegel ausgestattet werden, effiziente Bauelemente sein können. Mit der in Kap. 5.3.2 geschilderten Abschätzung war es folglich möglich, die Erfolgsaussichten der Integration von DBR-Oberflächengittern in Bauelemente eines vollumfänglichen und geraume Zeit dauernden Bauelementprozesses im Vorfeld positiv zu bewerten.

Im folgenden Kapitel wird anhand von Bauelementen im Dauerstrichbetrieb die Wirkung der DBR-Gittersektion auf die Bauelemente beschrieben und nachgewiesen, daß die Qualität der DBR-Gittersektion über drei Generationen verbessert werden konnte.

Kapitel 6

Bauelemente im Dauerstrichbetrieb

Mit der in Kap. 5 als separate, passive DBR-Gittersektion beschriebenen Gittertechnologie soll eine einfache Realisierung und Implementierung in bestehende Bauelementkonfigurationen und -designs ermöglicht werden. Solche Bauelemente, die kontinuierlich im roten Spektralbereich emittieren, sind in zahlreichen Publikationen in ihren Eigenschaften und Anwendungen beschrieben, z.B. in [Blu10, Blu12a, Blu12b, Fei10, Fei11, Sum11]. Mit der Integration wellenlängenselektiver DBR-Gitterstrukturen in diese Kantenemitter ergeben sich zusätzliche Anwendungen wie beispielsweise als Ersatz des He-Ne-Lasers in der Raman-Spektroskopie und der Absolute-Distanz-Interferometrie sowie in der Displaytechnik für holographische 3-dimensionale Bildgebung (3d-Bildgebung).

In Kap. 6.1 wird zunächst die um die Gitterintegration erweiterte Prozeßabfolge erläutert. Dann wird auf die Parametervariation innerhalb des ersten vollumfänglichen Bauelementprozesses eingegangen (Kap. 6.2). Diese Parameter werden im folgenden Kapitel anhand von DBR-RWL (Kap. 6.3) elektro-optisch untersucht. Weiterhin werden insbesondere die spektralen Eigenschaften dieser DBR-RWL sowie DBR-TPL (Kap. 6.4) analysiert und diskutiert.

In der Folge konnten zwei weitere Bauelementprozesse, deren Fokus weniger auf einer Parametervariation, sondern verstärkt auf den spektralen Eigenschaften der DBR-RWL lag, erfolgreich durchgeführt werden. Darauf wird ebenfalls in Kap. 6.3 eingegangen.

6.1 Prozeßabfolge

Epitaxie

GaAs-Substrat-Wafer mit einem Durchmesser von zwei Zoll¹ wurden mittels MOVPE² (s. Kap. 2.2) mit der in Abb. 2.6 b) (S. 19) dargestellten Epitaxiestruktur versehen. Im Anhang A in Tab. A.1 sind die Kenndaten der genutzten Epitaxiewafer aufgelistet. Zum Vergleich sind die Kenndaten der in Kap. 5.3 im Kurzprozeß genutzten Epitaxiewafer hinzugefügt sowie eines Wafers, von welchem FP-Laser zum Vergleich elektro-optisch untersucht wurden.

¹verkipptes Substrat: 6° zur (111)A-Ebene, $\alpha = 0^\circ$, EJ-Norm, Hersteller: Mitsubishi Chemical

²in 3×2-Zoll-Konfiguration: 3 Stück 2-Zoll-Wafer in einem Epitaxieprozeß

Wafer-Level-Prozessierung

Die Wafer-Level-Prozessierung zur lateralen Strukturierung (s. Kap. 2.3) wurde mit den oben genannten Epitaxie-Wafern durchgeführt. Die folgende Aufstellung in Abb. 6.1 umfaßt die Prozessebenen des Bauelementprozesses zur Herstellung von rot-emittierenden DBR-TPL (bzw. -BAL und -RWL) – kursiv sind die zusätzlich zur Gitterintegration hinzugefügten dargestellt:

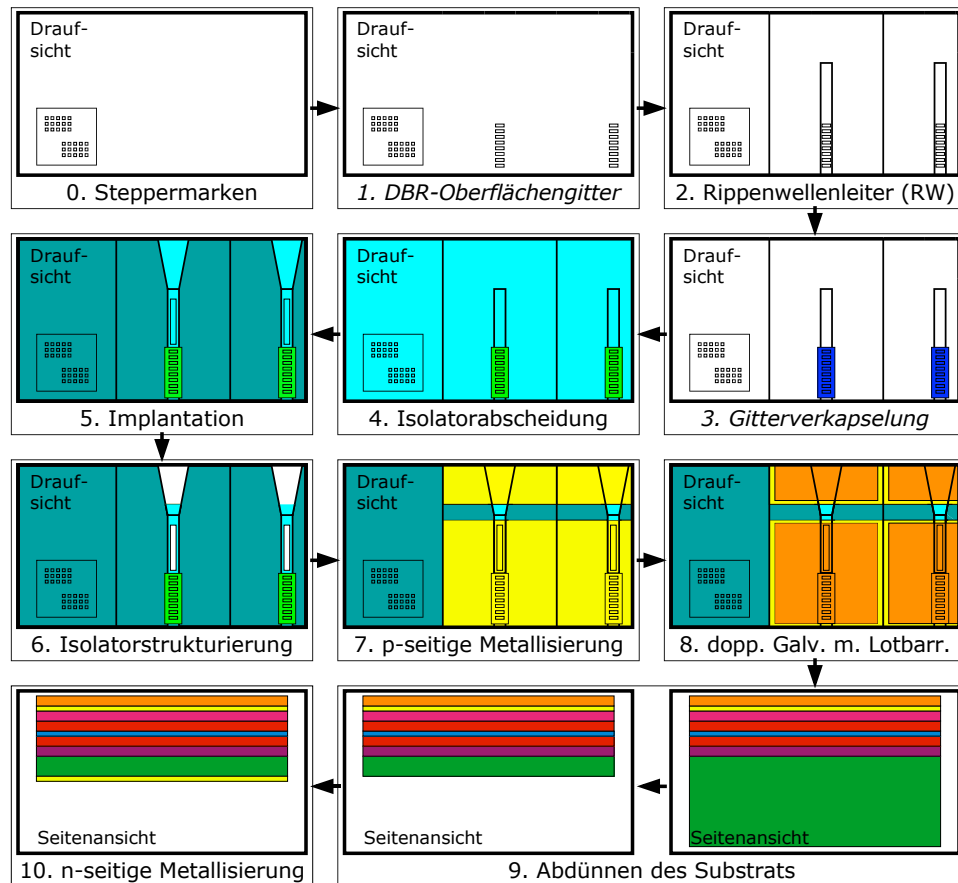


Abbildung 6.1: Produktionsebenen eines Bauelementprozesses am Beispiel der Herstellung von DBR-TPL – kursiv sind die zusätzlich zur Gitterintegration hinzugefügten Ebenen dargestellt. (Skizze nicht maßstabsgetreu)

- 0. Ätzung von Steppermarken
- 1. Ätzung von DBR-Oberflächengittern
- 2. Ätzung der Rippenwellenleiter-Kanäle
- 3. Abscheidung und Strukturierung von SiN_x zur Verkapselung der Gittersektion
- 4. Isolatorabscheidung

5. Implantation mit He-Ionen zur Definition isolierender und gewinnführender Bereiche
6. Strukturierung des Isolators
7. Bedampfung mit p-Metallfolge: Titan (Ti), Platin (Pt), Gold (Au)
8. zweifache Galvanisierung des p-Metalls mit dazwischenliegender Lotbarriere (Bedampfung: Ti, Pt, Au)
9. Abdünnen des Substrats zur Verringerung des Serienwiderstands
10. vollflächiges Aufbringen der n-seitigen Metallisierung

ad 1. und 3.: Die Prozessierung der Gittersektionen wurde wie zuvor entwickelt (Kap. 5) und getestet (Kap. 5.3) als erste Prozeßebene auf dem unstrukturierten Wafer³ ausgeführt. Die nachfolgende Ebene zur lateralen Wellenführung (RW) wurde zur Gitterebene ausgerichtet, so daß die Gitterfurchen nur innerhalb des RWs existieren. Diese Gittersektionen wurden im nächsten Schritt mit einer Schicht verspannungsarmen Siliziumnitrids (SiN_x) verkapselt. Die Dicke des SiN_x wurde dabei so gewählt, daß das abgeschiedene SiN_x oberhalb der Gitteröffnung sicher koalesziert. Diese SiN_x -Schicht wurde nachfolgend mithilfe einer Lackmaske überall dort entfernt, wo keine Gittersektion vorgesehen war. Alle weiteren Schritte wurden identisch zu einem Standard-Bauelementprozeß ausgeführt.

ad 3. und 7f.: Aufgrund der erhöhten Temperaturempfindlichkeit rot-emittierender Halbleiterlaser [Zor07] war es erforderlich, eine sog. p-seitige-Montage⁴ zu ermöglichen. Durch die Verkapselung des Gitters mit einem Isolatormaterial SiN_x war es möglich, die passive DBR-Gittersektion mit einer Metallisierung zu überziehen und darauf eine Standard-Galvanik abzuschneiden. Dies ermöglicht eine vollflächige p-seitige-Lötung, und somit eine gleichmäßige und bessere Entwärmung des Bauelements.

ad 5.: Die Implantation von Helium-Ionen wurde lediglich bei der Herstellung von Trapezlasern angewendet, um die gewinngeführte Trapezsektion zu definieren.

Folgende Bauelementkonfigurationen (s. Abb. 2.3 in Kap. 2.3) wurden mit Hilfe des lateralen Layouts realisiert:

³Einschränkung ad 0.: Eine Prozeßebene zum Einbringen von Marken zur Ausrichtung der Prozeßebenen bei Stepperbelichtung wurde ggf. vorproduziert.

⁴Montage, bei der die p-dotierte Seite mit dem Wärmespreizer verlötet wird. Hierbei ist durch die Auslassung des n-seitigen Substrats eine bessere thermische Anbindung gegeben.

- DBR-RWL: Bauelemente hoher spektraler Güte (u.a. schmaler Linienbreite) und Strahlqualität mit moderater Ausgangsleistung
- DBR-BAL: Bauelemente hoher Ausgangsleistung (hier nicht gezeigt)
- DBR-TPL: Bauelemente hoher spektraler Güte und guter Strahlqualität mit hoher Ausgangsleistung (hoher spektraler Strahldichte)

Facettenbeschichtung

Im Anschluß an die Wafer-Level-Prozessierung zu BAL-, RWL- und/oder TPL-Emittern wurden die Wafer durch definiertes Brechen entlang der Kristallachsen zu Laserriegeln vereinzelt. Diese wurden passiviert und die Front- und Rückfacette gemäß Tab. 6.1 ent- bzw. verspiegelt (vgl. Kap. 2.4).

Konfig.	R_f [%]	R_r [%]	$R_{r, \text{DBR}}$ [%]
RWL	1; 32	96	0
TPL	1	96	0

Tabelle 6.1: Mittels Facettenbeschichtung eingestellte Reflektivitäten von rot-emittierenden FP- und DBR-Lasern dieser Arbeit

Die Frontfacette von BAL, RWL und TPL wurde mit $R_f = 1\%$ für eine hohe Ausgangsleistung beschichtet. Die von RWL zudem mit $R_f = 32\%$ für eine hohe Resonatorgüte. Die Rückfacette (Reflektivität R_r) der FP-Laser wurde maximal verspiegelt, diejenige der Laser mit integrierter DBR-Gitterstruktur dagegen entspiegelt, um den Resonator allein zwischen Frontfacette und DBR-Gitter zu definieren und das Oszillieren von FP-Moden zu verhindern.

Aufbau

Alle oben genannten Bauelemente, die nicht nur im Pulsbetrieb charakterisiert, sondern im Dauerstrichbetrieb verwendet werden sollten, wurden ausschließlich mit der Epitaxieseite (p-Seite) auf einen CVD-Diamant-Wärmespreizer und dieser auf einen sog. C-Mount-Messhalter aufgelötet (vgl. Kap. 2.6), da CVD-Diamant-Wärmespreizer aufgrund ihres sechsmal höheren Temperaturleitwerts gegenüber Standard-CuW eine optimale Entwärmung dieser temperatursensiblen Bauelemente versprechen. Temperaturleitwert λ_{th} und Wärmeausdehnungskoeffizient α_{th} von CuW und CVD-Diamant sowie von AlN sind in Tab. 6.2 zum Vergleich mit GaAs angegeben.

Der große Unterschied hinsichtlich des Wärmeausdehnungskoeffizienten hat keinen negativen Einfluß auf die Bauelement-Eigenschaften, wenn adäquate Metallisierungs- und Lötbedingungen verwendet werden [Sum07b, Sum07c, Sum11].

Kenndaten/Material	CuW	CVD-Dia.	AlN	GaAs
λ_{th} [W/(m · K)]	210	1800	285	46
α_{th} [10^{-6} /K]	6,5	1,6	5,3	5,9

Tabelle 6.2: Kenndaten (Temperaturleitwert λ_{th} und Wärmeausdehnungskoeffizient α_{th}) von verschiedenen Wärmespreizermaterialien im Vergleich zum Substratmaterial GaAs

Ausnahmen vom hier geschilderten Aufbau mit CVD-Diamant-Wärmespreizer wie die Verwendung von kostengünstigeren AlN-Wärmespreizern sind an den entsprechenden Stellen dieser Arbeit explizit gekennzeichnet.

Die elektro-optischen Eigenschaften dieser spezifischen Bauelemente werden in den folgenden Kapiteln (Kap. 6.3 für DBR-RWL und Kap. 6.4 für DBR-TPL) insbesondere hinsichtlich der Wirkung der integrierten DBR-Gittersektion untersucht.

6.2 Parametervariation

Um in einem ersten Prozeß Bauelemente zu realisieren, die in der Lage sind, spektral stabilisiert im Dauerstrichbetrieb zu emittieren, wurden zunächst sieben Epitaxiewafer genutzt, um anhand einer Parametervariation Erkenntnisse über die Wirkungsweise der DBR-Gittersektion zu gewinnen. Dazu wurden alle Wafer der ersten Bauelementgeneration mit einem einheitlichen lateralen Design versehen.

Nominell gleiche Wafer (da aus einem Epitaxieprozeß in 3×2-Zoll-Konfiguration) wurden in Schritt 1 der in Kap. 6.1 dargestellten Prozeßabfolge mit unterschiedlich tief geätzten Gitterfurchen versehen. Die Soll- und Ist-Werte der Restschichtdicken (gemessen zur AZ) d_{rest} bzw. Gitterätztiefe d_{DBR} sind in Tab. 6.3 aufgeführt.

Wafer	λ_{Gewinn} [nm]	λ_{puls} [nm]	$d_{rest, soll}$ [nm]	$d_{DBR, soll}$ [nm]	$d_{DBR, ist}$ [nm]
A2442-6-1	636,0	637	100	1630	1490
A2442-6-2		637	200	1530	1497
A2442-6-3		637	300	1430	1406
A2443-6-1*	634,9	636	100	1630	1620
A2443-6-2*		636	200	1530	1568
A2443-6-3*		636	300	1430	1416
A2416-6-2		637	200	**1230	1449

Tabelle 6.3: Parametervariation der Restschichtdicke d_{rest} bzw. der Gitterätztiefe (d_{DBR}) der Prozeßwafer

*: Querschnitts-REM-Aufnahmen in Abb. 6.2

** : Abweichung in der Soll-Ist-Schichtdicke der Epitaxiestruktur

Abb. 6.2 zeigt anhand dreier Querschnitts-REM-Aufnahmen der Wafer A2443-6-1 (links), A2443-6-2 (Mitte) und A2443-6-3 (rechts) die Gitterätztiefen-Variation (und Datenbasis der in Tab. 6.3 gezeigten Werte für die Gitterätztiefe $d_{\text{DBR, ist}}$). Für diese Variation der DBR-Gitterätztiefe wurde einerseits die Ätzdauer variiert, andererseits die Temperatur der He-Waferrückseiten-Temperierung gemäß der in Kap. 5.2.1 (Abb. 5.9) ermittelten Eichkurve so eingestellt, daß der Winkel der Gitterfurche eine Ätzung auf Zieltiefe ermöglicht, ohne daß ein Plateau am Fuß der Gitterfurche entsteht. In Kap. 6.3.2 wird der Zusammenhang zwischen dieser Ätztiefen-Variation und der optischen Ausgangsleistung von DBR-RWL diskutiert.

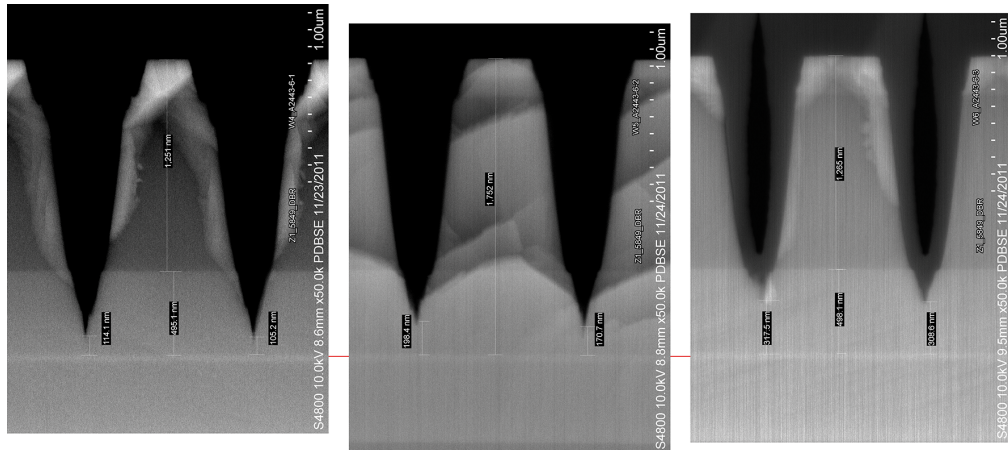


Abbildung 6.2: Querschnitts-REM-Aufnahmen der Wafer (v.l.n.r.) W4, W5 und W6, die eine Ätztiefen-Variation von $d_{\text{rest, soll}} = 100, 200$ und 300 nm repräsentieren

Zusätzlich zur Gitterätztiefe wurden weitere Parameter (mit Hilfe des einheitlichen lateralen Layouts) variiert, um diese Parameter elektro-optisch zu untersuchen:

- Gitterlänge $L_{\text{DBR}} = 500; 750; 1000 \mu\text{m}$ (auf allen Wafern)
- Gitterperiode $\Lambda = 972; 976; 980 \text{ nm}$ (auf allen Wafern und für alle Gitterlängen)

Alle weiteren Prozeßparameter wie z.B. die Ätztiefe des RW (Schritt 2 in der Prozeßabfolge (Kap. 6.1)) oder die Implantationsdosis (Schritt 5 in der Prozeßabfolge (Kap. 6.1)) wurden nicht variiert und basieren auf Standardwerten vorangegangener Versuche mit ähnlichen Bauelementen.

Folgende Bauelementgruppen wurde mit internen DBR-Gittersektionen versehen und dabei folgende Parameter gewählt bzw. variiert:

- DBR-RWL (Gesamtlänge: $L_{\text{ges}} = 2 \text{ mm}$), Kap. 6.3:
RW-Breiten: $w_{\text{RW}} = 5; 7,5 \mu\text{m}$;
Längen der Gewinnsektionen: $L_{\text{Gewinn}} = 1500; 1250; 1000 \mu\text{m}$ bzw.
Gitterlängen: $L_{\text{DBR}} = 500; 750; 1000 \mu\text{m}$;

Gitterperioden $\Lambda = 972; 976; 980$ nm und

Frontfacetten-Reflektivitäten: $R_f = 1; 32\%$

- DBR-TPL (Gesamtlänge: $L_{\text{ges}} = 2,25$ mm), Kap. 6.4:

RW-Breite: $w_{\text{RW}} = 5$ μm ;

Öffnungswinkel der TA-Sektion: 4° ;

Länge der TA-Sektion: $L_{\text{TA}} = 1500$ μm ;

RW-Länge: $L_{\text{RW}} = 250$ μm bzw.

Gitterlänge: $L_{\text{DBR}} = 500$ μm

Gitterperioden $\Lambda = 972; 976; 980$ nm und

Frontfacetten-Reflektivität: $R_f = 1\%$

In den oben genannten Kapiteln wird auf die experimentellen Resultate zu diesen Parametervariationen eingegangen, um die Wirkungsweise der integrierten DBR-Gitter auf diese Bauelemente zu untersuchen.

6.3 DBR-Rippenwellenleiterlaser mit schmaler Linienbreite

DBR-RWL weisen durch ihre schmale laterale Strahlführung eine hohe Strahlqualität bei moderaten Ausgangsleistungen auf. Durch die Integration von DBR-Oberflächengittern soll die spektrale Güte und insbesondere die Linienbreite dieser Emitterkonfiguration verbessert werden. Daher wird in diesem Kapitel neben den Kenngrößen der Leistungs-Stromstärke-Kennlinie (Kap. 6.3.1) und der Strahlqualität (Kap. 6.3.5) insbesondere auf die Charakterisierung der spektralen Emission wie der Emissionswellenlänge (Kap. 6.3.6), der Seitenmodenunterdrückung (Kap. 6.3.7) und der Linienbreite (Kap. 6.3.8) eingegangen.

Es wurden dafür DBR-RWL mit einer Frontfacetten-Reflektivität von $R_f = 1\%$ und $R_f = 32\%$ untersucht. Erstere versprechen aufgrund der niedrigeren Verspiegelung eine höhere Ausgangsleistung, letztere aufgrund der höheren Resonatorgüte eine geringere Linienbreite. Das Ziel dieser Arbeit ist mit den hier vorgestellten DBR-RWL eine Linienbreite von $\Delta\nu < 1$ MHz (i.e. $\Delta\lambda < 1,35$ fm) zu erreichen, um die von Anwendungen wie der Raman-Spektroskopie und der Absolute-Distanz-Interferometrie geforderten großen Kohärenzlängen von $l_c > 100$ m zu realisieren.

Zudem wurden verschiedene RW-Breiten untersucht, um einerseits die laterale Strahlqualität zu bewerten und andererseits um zu ermitteln, welche Breite der Gitterfurche, die an die RW-Breite angepaßt ist, realisierbar ist.

In Kap. 5.3.2 konnte die Gitterreflektivität für eine 500 μm lange Gittersektion (von 30 μm breiten DBR-BAL) abgeschätzt werden zu $R_{\text{DBR}} \approx 60\%$. Anhand der

in Kap. 6.2 eingeführten Parametervariation des DBR-Gitters bezüglich der DBR-Ätztiefe und -Gitterlänge soll die Wirksamkeit der integrierten DBR-Gittersektion untersucht werden (Kap. 6.3.2 und 6.3.3). Basierend auf den daraus gewonnenen Erkenntnissen und weiteren technologischen Optimierungen werden in Kap. 6.3.4 DBR-RWL der ersten und späterer Bauelementgenerationen in einem Kennlinien-Vergleich gebenchmarkt.

6.3.1 Leistungskennlinien

Abb. 6.3 links zeigt exemplarisch Leistungs-Stromstärke-Kennlinien von vier DBR-RWL⁵, die sich in der Breite des RWs von $w_{RW} = 5$ und $7,5 \mu\text{m}$ bzw. in der Frontfacetten-Reflektivität von $R_f = 1\%$ und 32% unterscheiden.

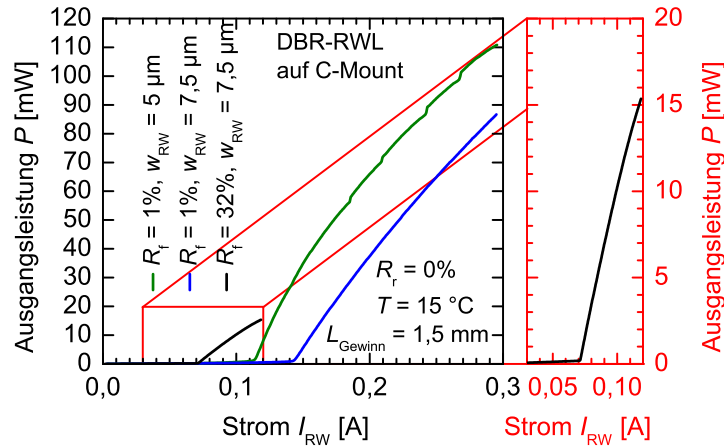


Abbildung 6.3:

links: Leistungs-Stromstärke-Kennlinien von DBR-RWL mit $\Lambda = 976 \text{ nm}$ und $R_f = 1; 32\%$ sowie RW-Breiten $w_{RW} = 5; 7,5 \mu\text{m}$ bei $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$; ①

rechts: Vergrößerung der Leistungs-Stromstärke-Kennlinien von DBR-RWL mit $R_f = 32\%$

Zu beachten ist, daß der DBR-RWL mit dem schmaleren RW eine niedrigere Laserschwelle von $I_{\text{th}} = 114 \text{ mA}$ gegenüber $I_{\text{th}} = 144 \text{ mA}$ des breiteren aufweist, da bei ersterem die zu pumpende Fläche kleiner ist. Ferner ist die Steilheit der Kennlinie anfangs größer, nimmt dann aber aufgrund höherer thermischer Belastung ab. Die optische Ausgangsleistung bei einer Wärmesenkentemperatur von $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$ ⁶ erreicht bei einer Stromstärke von $I_{RW} = 300 \text{ mA}$ einen Wert von $P = 110 \text{ mW}$. Bei demselben Injektionsstrom emittiert der $7,5 \mu\text{m}$ breite DBR-RWL $P = 86 \text{ mW}$.

Der Verlauf der Kennlinie ist von Unstetigkeiten gekennzeichnet, die aus DBR-Gittertypischen Modensprüngen resultieren (s. auch Abb. 6.8 rechts auf S. 100). Diese Modensprünge liegen in Brechungsindexveränderungen im aktiven Bereich des Lasers be-

⁵mit einer Länge der Gewinnsektion von $L_{\text{Gewinn}} = 1,5 \text{ mm}$ und einer Gitterlänge von $L_{\text{DBR}} = 500 \mu\text{m}$

⁶Alle weiteren Messungen dieses Kapitels ebenfalls bei $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$.

gründet, die die Resonanz der Laserkavität verschieben bis eine andere Mode vom passiven DBR-Gitter selektiert wird. Diese Brechungsindexveränderungen werden durch Ladungsträger und Erwärmung hervorgerufen. Im Unterkapitel 6.3.6 wird darauf näher eingegangen.

Die Vergrößerung der Leistungs-Stromstärke-Kennlinien eines $7,5\text{ }\mu\text{m}$ breiten DBR-RWL, dessen Frontfacette eine Reflektivität von $R_f = 32\%$ aufweist, ist in Abb. 6.3 rechts dargestellt. Sie zeigt eine aufgrund der reduzierten Spiegelverluste niedrigere Laserschwelle und eine Ausgangsleistung von $P = 15\text{ mW}$ bei einer Stromstärke von $I_{\text{RW}} = 120\text{ mA}$. Dieser DBR-Halbleiterlaser ist aufgrund der höheren Güte seiner Kavität für Applikationen vorgesehen, die eine sehr schmale Linienbreite benötigen.

Im folgenden werden DBR-RWL mit einer Frontfacetten-Reflektivität von $R_f = 1\%$ in Bezug auf die Länge der Gittersektion und die Ätztiefe der integrierten Oberflächengitter sowie hinsichtlich ihrer Strahlqualität und spektralen Emission untersucht. Anhand von DBR-RWL mit einer Frontfacetten-Reflektivität von $R_f = 32\%$ wird die spektrale Emission, Seitenmodenunterdrückung und Linienbreite des Laserspektrums betrachtet.

6.3.2 DBR-Ätztiefe

Drei Wafer⁷ mit identischer Epitaxiестruktur⁸ wurden mit DBR-Oberflächengittern unterschiedlicher Ätztiefe versehen (s. Abb. 6.2), indem sowohl die Ätzdauer als auch der Gitterfurchenwinkel (gesteuert über die He-Waferückseiten-Temperierung des Ätzprozessors) geeignet (s. Kap. 5.2.1) angepaßt wurde. Dies führt zu Gitterfurchen ohne Plateau am Fuß der Gitterfurche (s. Abb. 6.2), und somit zu einem maximalen Tastverhältnis. Damit kann hier die Abhängigkeit der Ausgangsleistung der DBR-RWL allein von der Restschichtdicke d_{rest} bzw. Ätztiefe d_{DBR} betrachtet werden.

Abb. 6.4 zeigt die Ausgangsleistung P von DBR-RWL einer bestimmten Geometrie ($L_{\text{Gewinn}} = 1250\text{ }\mu\text{m}$, $L_{\text{DBR}} = 750\text{ }\mu\text{m}$) bei einer Stromstärke von $I_{\text{RW}} = 300\text{ mA}$. Zusätzlich ist in Abb. 6.4 die in Kap. 4.5 vorgestellte Simulation der Reflektivität eines $750\text{ }\mu\text{m}$ langen DBR-Oberflächengitters zehnter Ordnung mit V-förmigem Profil auf der rechten Ordinate eingezeichnet.

Anhand der experimentell erhobenen Daten für unterschiedliche Gitterperioden Λ läßt sich keine Abhängigkeit von der Gitterperiode Λ feststellen, wohl aber von der hier variierten Gitterätztiefe d_{DBR} bzw. Restschichtdicke zur AZ d_{rest} : Für eine geringe Ätztiefe von $d_{\text{DBR}} = 1416\text{ nm}$ wird bei einem Pumpstrom von $I = 300\text{ mA}$ eine optische Ausgangsleistung von $P > 80\text{ mW}$ erreicht, für $d_{\text{DBR}} = 1568\text{ nm}$ ist eine optische Ausgangsleistung von $P \approx 100\text{ mW}$ möglich, allerdings schwanken die Meßergebnisse stärker als für flacher geätzte DBR-RWL. Mit einer tiefe DBR-Ätzung von $d_{\text{DBR}} = 1620\text{ nm}$ lassen sich nur deutlich geringere (Faktor 0,5) optische Ausgangsleistung erreichen, die ebenfalls stark fluktuieren [Fei13a].

⁷Wafer A2443-6-x mit $\lambda_{\text{Gewinn}} = 634,9\text{ nm}$

⁸aus einem Epitaxieprozeß in $3 \times 2''$ -Konfiguration MOVPE

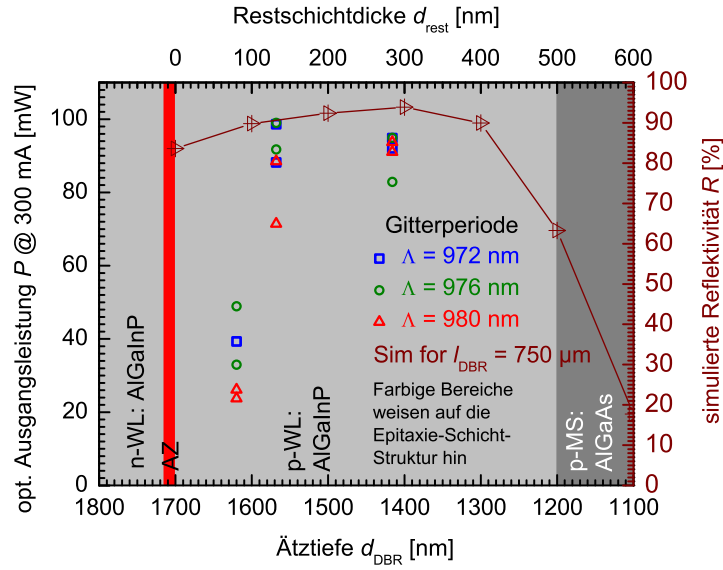


Abbildung 6.4: linke Ordinate: Ausgangsleistungen P von DBR-RWL ($w_{RW} = 7,5 \mu\text{m}$; $L_{\text{Gewinn}} = 1250 \mu\text{m}$; $L_{\text{DBR}} = 750 \mu\text{m}$; $R_f = 1\%$) unterschiedlicher DBR-Gitterätztiefen bei einem Pumpstrom von $I_{RW} = 300 \text{ mA}$. Es wurden DBR-RWL mit folgenden Gitterperioden untersucht: $\Lambda = 972; 976; 980 \text{ nm}$; **rechte Ordinate:** mit CAMFR berechnete Reflektivitäten eines $750 \mu\text{m}$ langen DBR-Oberflächengitters

Ein Vergleich der gemessenen optischen Ausgangsleistungen der DBR-RWL mit den Gitterätztiefen $d_{\text{DBR}} = 1568 \text{ nm}$ und $d_{\text{DBR}} = 1416 \text{ nm}$ mit den simulierten Reflektivitäten ($R \approx 90,5\%$ und $93,5\%$) zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Experiment und Simulation, wohingegen für $d_{\text{DBR}} = 1620 \text{ nm}$ eine deutlich geringere Ausgangsleistung erreicht wird, als eine errechnete Reflektivität von $R \approx 88,5\%$ erwarten ließe.

Aus dem Experiment läßt sich folglich für den Bereich nahe der AZ eine Unsicherheit bzgl. der Übereinstimmung von Simulation und Experiment ableiten und festhalten, daß DBR-Gitter mit einer Ätztiefe $d_{\text{DBR}} < 1600 \text{ nm}$ höhere Ausgangsleistungen P ermöglichen als tiefer geätzte, und daß die Streuung für flach in den WL geätzte Gitterfurchen geringer ist. Ein möglicher Grund dafür kann eine mit zunehmender Ätztiefe d_{DBR} zunehmende Schädigung der AZ durch den Plasma-Ätzprozeß sein [Fra01].

6.3.3 DBR-Länge

Die hier untersuchten $7,5 \mu\text{m}$ breiten DBR-RWL weisen eine gemeinsame Gesamt-Chiplänge von $L_{\text{ges}} = 2 \text{ mm}$ auf. Für verschiedene DBR-Gitterlängen von $L_{\text{DBR}} = 500; 750; 1000 \mu\text{m}$ ergeben sich somit Längen der Gewinnsektion von $L_{\text{Gewinn}} = 1000; 1250; 1500 \mu\text{m}$. In Abb. 6.5 sind die Steigung der P - I -Kennlinie von DBR-RWL⁹ unterschiedlicher DBR-Gitterlängen L_{DBR} auf der linken Ordinate dargestellt.

⁹vom Wafer A2442-6-2 mit $\lambda_{\text{Gewinn}} = 636 \text{ nm}$

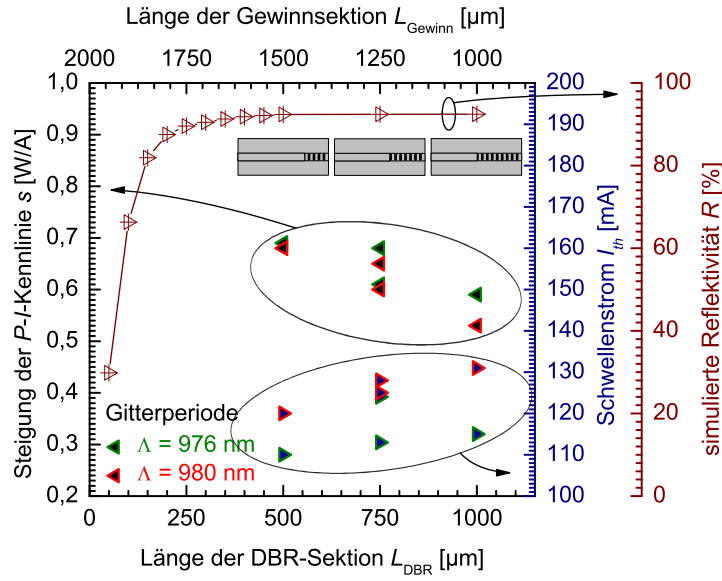


Abbildung 6.5: linke Ordinate: Steigung der P - I -Kennlinie von DBR-RWL ($w_{RW} = 7,5 \mu\text{m}$; $d_{DBR} = 1550 \text{ nm}$; $R_f = 1\%$) unterschiedlicher DBR-Gitterlänge L_{DBR} und Länge der Gewinnsektion L_{Gewinn} . Es wurden DBR-RWL mit folgenden Gitterperioden untersucht: $\Lambda = 976; 980 \text{ nm}$; rechte Ordinate: Schwellenstrom I_{th} sonst wie oben; **äußerst rechte Ordinate:** mit CAMFR berechnete Reflektivitäten für eine Ätztiefe von $d_{DBR} = 1550 \text{ nm}$ bzw. $d_{rest} = 200 \text{ nm}$

Hier zeigt sich, daß die Steigung der P - I -Kennlinie mit abnehmender Gitterlänge L_{DBR} zunimmt. Bereits in Abb. 5.15 in Kap. 5.3.2 war für $30 \mu\text{m}$ breite BAL im Pulsbetrieb gezeigt worden, daß eine Gitterlänge von $L_{DBR} = 300 \dots 500 \mu\text{m}$ zu einem höheren Anstieg der P - I -Kennlinie führt.

Auf der rechten Ordinate der Abb. 6.5 ist der Schwellenstrom I_{th} der untersuchten DBR-RWL über der Länge der DBR-Sektion L_{DBR} aufgetragen. Die Länge der Gewinnsektion L_{Gewinn} nimmt auf der oberen Abszisse von rechts nach links zu. Aufgrund dieser Zunahme der zu pumpenden Fläche wird ein zunehmender Schwellenstrom I_{th} erwartet. Dies ist allerdings nicht der Fall, wie Abb. 6.5 zeigt. Die DBR-RWL mit kleinerer Gitterlänge L_{DBR} (und größerer Gewinnsektion L_{Gewinn}) weisen geringere Schwellenströme auf. Dies liegt darin begründet, daß es sich bei einem DBR-Gitter in einem realen Bauelement auch um eine passive Sektion mit ungepumpter AZ handelt, so daß mit einer zusätzlichen Absorption zu rechnen ist (vgl. Kap. 3.3.1), die sich mit zunehmender Gitterlänge L_{DBR} erhöht. Dies ist in Formel 2.4 berücksichtigt, wenn dort die über die effektive Kavitätslänge $L_{eff} = L_a + L_{DBR,eff}$ ¹⁰ gemittelte interne Absorption α_i für aktive Sektion ($\alpha_{i,a}$ mit L_a) und passive DBR-Sektion ($\alpha_{i,p}$ mit $L_p = L_{DBR,eff}$ mit $L_{DBR,eff}$: Eindringtiefe) betrachtet wird [Col95, Kap. 2.5]:

¹⁰d.i. aktiv gepumpte Länge L_a zuzüglich der Eindringtiefe in die passive DBR-Gittersektion $L_{DBR,eff}$

$$\alpha_i = \frac{\alpha_{i,a}L_a + \alpha_{i,p}L_p}{L_{\text{eff}}} \quad (6.1)$$

Basierend auf Abb. 6.5 ist daher für eine optimierte Bauelementfunktion, eine Gitterlänge von $L_{\text{DBR}} = 500 \mu\text{m}$ zu wählen.

Zusätzlich ist in Abb. 6.5 die in Kap. 4.5 vorgestellte Simulation der Reflektivität eines DBR-Oberflächengitters zehnter Ordnung mit V-förmigem Profil auf der zweiten rechten Ordinate eingezeichnet. Diese (ohne Berücksichtigung einer zusätzlichen Absorption der passiven Sektion) berechnete Reflektivität nimmt mit der Gitterlänge zu für $L_{\text{DBR}} \leq 500 \mu\text{m}$.

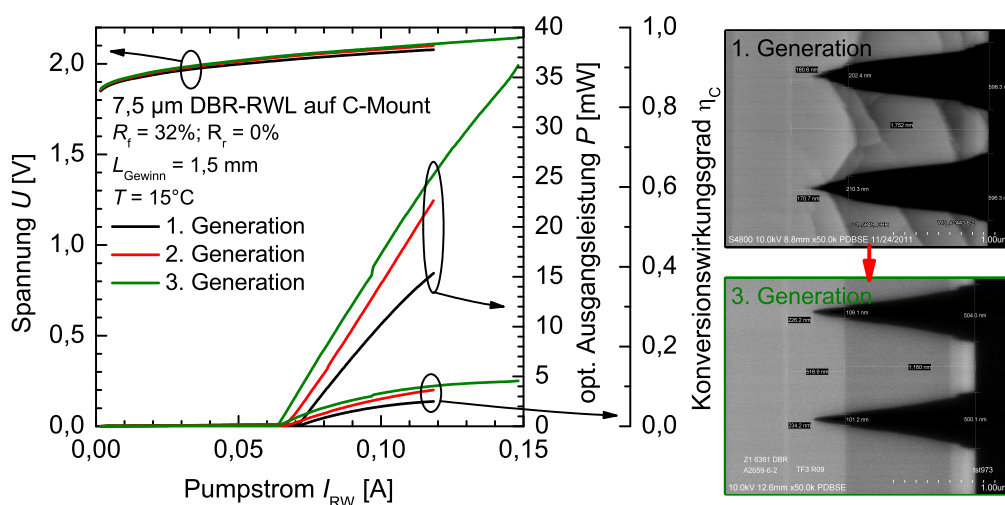
6.3.4 Spätere Bauelementgenerationen

In späteren Bauelementgenerationen wurden die Erkenntnisse der Parametervariationen umgesetzt, in dem zum einen ausschließlich DBR-Sektionen mit einer Länge von $L_{\text{DBR}} = 500 \mu\text{m}$ realisiert wurden und zum anderen nach Abb. 6.4 eine Ätztiefe bzw. Restschichtdicke von $d_{\text{rest}} > 200 \text{ nm}$ angestrebt wurde. Für eine Restschichtdicke von $d_{\text{rest}} > 300 \text{ nm}$ nimmt die errechnete Reflektivität des Gitters allerdings wieder ab, wie ebenfalls Abb. 6.4 zu entnehmen war. Daher wurde für spätere Bauelementgenerationen eine Restschichtdicke von $d_{\text{rest}} = 200 \dots 300 \text{ nm}$ angestrebt.

In diesem Zusammenhang ist zu beachten, daß wie in Kap. 5.2.1 berichtet, die Ätzrate am Rand des Wafers geringer ist. Es wurden Abweichungen der Ätztiefe am Rand des Wafers $d_{\text{DBR, Waferrand}}$ von der DBR-Ätztiefe im Waferzentrum $d_{\text{DBR, Waferzentrum}}$ von $d_{\text{DBR, Waferrand}} - d_{\text{DBR, Waferzentrum}} \approx -50 \text{ nm}$ beobachtet. Um die Ausbeute der Bauelemente auf dem Wafer nicht durch eine zu geringe Ätztiefe am Rand des Wafers zu verringern, sollte die Ätztiefe der DBR-Gitter an jeder Stelle des Wafers $d_{\text{rest}} = 200 \dots 300 \text{ nm}$ betragen. Daher wurde die Ätztatenabweichung Waferzentrum zu Waferrand bei der Vorgabe der Soll-Ätztiefe berücksichtigt. Um das daraus folgende verkleinerte Fenster der optimalen Ätztiefe zuverlässig zu erreichen, wurde für die späteren Bauelementgenerationen statt einer Ätzdauer eine Anzahl von Interferenzperioden vorgegeben, die mit einem in-situ-Meßgerät¹¹ anhand von vorangegangenen Testätzungen ermittelt worden waren.

Weiterhin wurde versucht die Lithographie der Lackgitteröffnungen durch eine kürzere Belichtungsdauer so zu optimieren, daß eine schmalere Gitterfurche erzeugt werden kann, und sich so das Tastverhältnis vergrößert. Daher werden in Abb. 6.6 links $P-U-I$ -Kennlinien von DBR-RWL aus drei Bauelementgenerationen miteinander verglichen. Diese $7,5 \mu\text{m}$ breiten DBR-RWL bestehen aus einer $1500 \mu\text{m}$ langen Gewinnsektion und einer $500 \mu\text{m}$ langen DBR-Gittersektion mit einer Frontfacetten-Reflektivität von $R_f = 32\%$.

¹¹Nanomes der Firma GF Messtechnik GmbH: Laser-Interferometrie ohne Referenzspiegel zur Kontrolle des Schichtabtrags von transparenter auf reflektierender Schicht

**Abbildung 6.6:**

links: P - U - I -Kennlinien von 7,5 μm breiten RWL ($R_f = 32\%$) mit 500 μm langen DBR-Gittersektionen der ersten; zweiten und dritten Generation (Gitterperioden $\Lambda = 976; 973; 973$ nm); ①

rechts: Querschnitts-REM-Aufnahmen der Gitterfurchen von Bauelementen der ersten (schwarz) und zweiten Generation (rot)

Wie aus Abb. 6.6 links ersichtlich ist, konnte die Konversionseffizienz der DBR-RWL mit der Evolution der Bauelementgenerationen gesteigert werden. Ferner verringerten sich die Schwellenströme. Die Ausgangsleistung P bei gleichem Pumpstrom I war folglich höher, zudem konnten Bauelemente der dritten Generation gegenüber jenen der ersten Generation mit höheren Pumpströmen I betrieben werden, da die Leistungs-Stromstärke-Kennlinie keinen Einfluß einer thermischen Überlastung aufwies, so daß eine optische Ausgangsleistung von $P > 35$ mW erreicht werden konnte. Die Ausbeute (vorläufiges Ergebnis) konnte ebenfalls erhöht werden. Eine Zusammenfassung dieser Evolution ist in Tab. 6.4 gegeben.

Generation	η_c [%]	I_{th} [mA]	P [mW]	$\Delta\nu$ [MHz]	$\Delta\lambda$ [fm]	Ausbeute [%]
1.	1 .. 10	70 .. 110	15	0,5 ..	0,67 ..	k.A.
2.	1 .. 10	60 .. 110	22	0,7 .. 1,6	0,94 .. 2,2	75*
3.	> 10	60 .. 80	25	0,8 .. 1,2	1,08 .. 1,6	100*

Tabelle 6.4: Chronologische Kenndaten von 7,5 μm breiten RWL ($R_f = 32\%$) mit 500 μm langen DBR-Gittersektionen der ersten, zweiten und dritten Generation: Konversionseffizienz η_c , Schwellenstrom I_{th} , optische Ausgangsleistung P bei $I = 120$ mA, Linienbreite $\Delta\nu$ und Ausbeute

*: vorläufiges Ergebnis

In Tab. 6.5 sind die Meßwerte aufgeführt, die anhand der Querschnitts-REM-Aufnahmen der Gitterfurchen von Bauelementen der ersten (schwarz) und dritten Generation (grün) in Abb. 6.6 rechts bestimmt wurden.

Generation	d_{rest} [nm]	$w_{\text{MS-WL}}$ [nm]	w_{KS} [nm]	$w_{\text{Litho}} = o$ [nm]	Waferrücks.- Temp. [°C]
1.	180	202	598	523	75
	171	210	596		
2.	218	130	535	500	65
	237	119	546		
3.	226	109	504	498	55
	234	101	500		

Tabelle 6.5: Tabellarische Aufstellung der Meßwerte aus Abb. 6.6 rechts: Restschichtdicke d_{rest} ; Breite der Gitterfurche an der Grenzschicht von MS und WL $w_{\text{MS-WL}}$; Breite der Gitterfurche an der Waferoberfläche (KS) w_{KS} , Mittelwert der Lacköffnung (Teststruktur; hier nicht abgebildet) w_{Litho} ; Temperatur durch He-Waferrückseiten-Temperierung bei CCP-RIE

Diese Zusammenstellung zeigt, daß mit einer kleineren Öffnung des Lackgitters w_{Litho} eine kleinere Öffnung der Gitterfurche an der Waferoberfläche (w_{KS} ; 3. Gen. < w_{KS} ; 1. Gen.) erreichen läßt. Die Verkleinerung der Lackmaskenöffnung war aufgrund der Ersetzung der manuellen Entwicklung durch eine automatisierte Puddle-Entwicklung möglich – dies wurde in Kap. 5.1 gezeigt. Die Gitterfurche der dritten Generation ist durch eine Anpassung der Temperatur der He-Waferrückseiten-Temperierung ebenfalls plateaufrei, so daß sich insgesamt eine schmalere Gitterfurche (s. Breite der Gitterfurche an der Grenzschicht von MS und WL $w_{\text{MS-WL}}$) ausbildet und zu einem größeren Tastverhältnis in der WL-Schicht führt.

Der niedrigere Schwellenstrom (I_{th} ; 3. Gen. < I_{th} ; 1. Gen.) und die größere Steigung ($s_{3. \text{ Gen.}} < s_{1. \text{ Gen.}}$) der Kennlinien der DBR-RWL der dritten Generation gegenüber der ersten Generation weisen nach¹², daß das vergrößerte Tastverhältnis (wie die Simulationen in Kap. 4.4 erwarten lassen) eine höhere Gitterreflektivität zur Folge hat.

6.3.5 Strahlqualität

Viele Applikationen nutzen Glasfasern, infolgedessen ist die Kopplungseffizienz des Laserstrahls in die Lichtleitfaser ein wichtiger Parameter. Insbesondere bei sog. Mono-Mode- und Wenig-Mode-Fasern wird für eine hohe Kopplungseffizienz ein fast beugungsbegrenzter Strahl benötigt. Die laterale Strahlqualität der DBR-RWL wurde mit der Methode des bewegten Spalts ermittelt. Es wurden die Intensitätsprofile des Nah-

¹²In Tab. A.1 im Anhang A sind die Kenndaten des verwendeten Wafermaterials zur Übersicht verzeichnet. Ein Vergleich von A2443-6-2 (1. Gen.) und A2659-6-2 (3. Gen.) zeigt vergleichbare Materialkenndaten hinsichtlich Steigung und differentieller Effizienz.

felds und des Fernfelds bestimmt, um den Strahlpropagationsfaktor gemäß dem $1/e^2$ -Level und dem Kriterium der zweiten Momente (σ) (ISO11146) zu ermitteln.

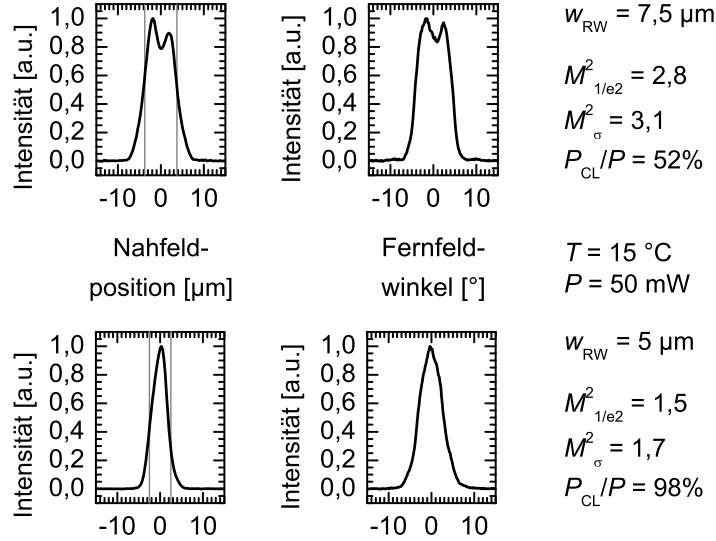


Abbildung 6.7: Nah- und Fernfeldverteilung zweier DBR-RWL ($R_f = 1\%$) mit unterschiedlichen RW-Breiten; die RW-Breite ist als graue, senkrechte Striche im Nahfeld dargestellt ①:

oben: $w_{RW} = 7,5 \mu\text{m}$;

unten: $w_{RW} = 5 \mu\text{m}$

Die Nah- und Fernfeldverteilung zweier DBR-RWL mit unterschiedlichen RW-Breiten von $w_{RW} = 7,5 \mu\text{m}$ (oben) und $w_{RW} = 5 \mu\text{m}$ (unten) ist in Abb. 6.7 bei einer Ausgangsleistung von $P = 50 \text{ mW}$ dargestellt. Die Intensitätsverteilung des Nahfelds eines $7,5 \mu\text{m}$ breiten DBR-RWL weicht deutlich von der idealen Gauß-Form ab. Es zeigt sich hier eine Doppelspitze in der Intensitätsverteilung, die auf das Anschwingen weiterer lateraler Moden hindeutet. Diese Doppelspitze ist auch in der Fernfeldverteilung sichtbar. Bei geringerem Pumpstrom (und halber Ausgangsleistung (hier nicht im Bild)) schließt die zentrale Strahlkeule $P_{CL}/P = 99\%$ der Leistung ein, während es bei der hier dargestellten Ausgangsleistung von $P = 50 \text{ mW}$ nur $P_{CL}/P = 52\%$ sind. Im Vergleich dazu enthält die zentrale Strahlkeule des $5 \mu\text{m}$ breiten DBR-RWL bei $P = 25 \text{ mW}$ $P_{CL}/P = 99\%$ und bei $P = 50 \text{ mW}$ annähernd unverändert $P_{CL}/P = 98\%$. Die näherungsweise Gauß-förmige Intensitätsverteilung des schmaleren Rippenwellenleiters führt weniger laterale Moden; dies resultiert in einer deutlich besseren Strahlqualität ausgedrückt durch den Strahlpropagationsfaktor von $M_{1/e^2}^2 = 1,5$ bzw. $M_\sigma^2 = 1,7$ gegenüber $M_{1/e^2}^2 = 2,8$ bzw. $M_\sigma^2 = 3,1$ ($w_{RW} = 7,5 \mu\text{m}$).

6.3.6 Spektrum

Das Gewinnspektrum eines Halbleiterlasers wird durch die aktive Zone (s. Kap. 3 und Abb. 2.4) bestimmt. Bei der aktiven Zone dieser Epitaxiestruktur (vgl. Abb. 2.6 b)

auf S. 19) handelt es sich um einen Einfach-Quantenfilm mit einer Nominaldicke von 15 nm. Zur experimentellen Bestimmung des Gewinnspektrums wurde die spektrale Intensitätsverteilung unterhalb der Laserschwelle (ASE; engl.: Amplified Spontaneous Emission; verstärkte spontane Emission) eines FP-Lasers aufgenommen (schwarze Punkte in Abb. 6.8) und die Zentralwellenlänge mittels eines Gauß-Fits bestimmt. Die Integration eines wellenlängenselektiven Elements, wie es ein DBR-Gitter mit Gitterperiode Λ ist, ermöglicht es, aus diesem Gewinnspektrum gemäß Formel (3.2) jene longitudinale Mode mit der Emissionswellenlänge λ_{Bragg} zu selektieren. In Abb. 6.8 sind daher die schmalbandigen Emissionsspektren dreier DBR-RWL (von demselben Wafer wie der FP-Laser) mit den Gitterperioden $\Lambda = 972; 976; 980$ nm bei $I = 300$ mA und einer Frontfacetten-Reflektivität von $R_f = 1\%$ gezeigt.

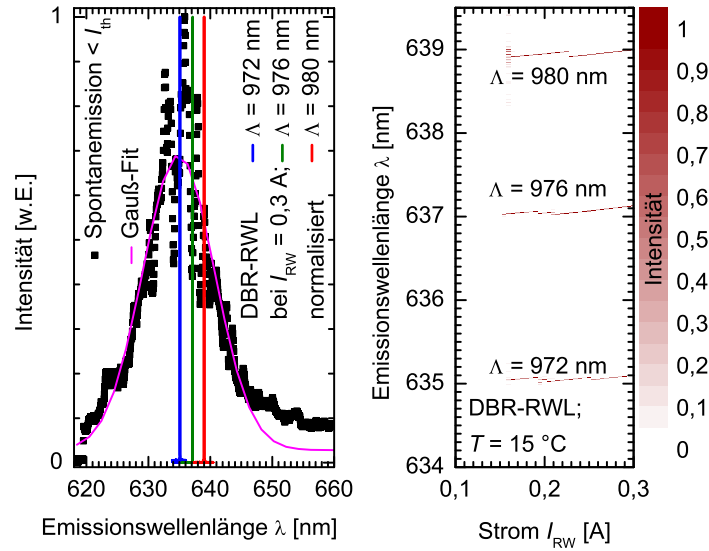


Abbildung 6.8: ①

links: Spektrum der Spontanemission eines FP-Lasers unterhalb der Laserschwelle, Bestimmung der Zentralwellenlänge über einen Gauß-Fit sowie Intensitätspeaks dreier DBR-RWL ($w_{\text{RW}} = 7,5 \mu\text{m}$) mit Gitterperiode $\Lambda = 972; 976; 980$ nm und Frontfacetten-Reflektivität $R_f = 1\%$ bei $I_{\text{RW}} = 300$ mA;

rechts: farbcodierte Darstellung der opt. Ausgangsintensität dreier DBR-RWL mit Gitterperiode $\Lambda = 972; 976; 980$ nm über Emissionswellenlänge und RW-Stromstärke ($R_f = 1\%$)

Die spektral stabilisierte Emission der DBR-RWL beträgt für $\Lambda = 972$ nm $\lambda = 635,11$ nm sowie für $\Lambda = 976$ nm $\lambda = 637,14$ nm und $\Lambda = 980$ nm $\lambda = 639,00$ nm. Damit liegen die Emissionswellenlängen bei einem Pumpstrom von $I = 300$ mA auf der langwelligen Flanke des ASE-Spektrums. Der gemittelte Wellenlängendrift der DBR-RWL lässt sich aus der in Abb. 6.8 rechts dargestellten farbcodierten Intensitätsdarstellung bestimmen zu $\frac{d\lambda_{\text{DBR}}}{dI} = 0,329$ pm/mA für $\Lambda = 972$ nm, $\frac{d\lambda_{\text{DBR}}}{dI} = 0,641$ pm/mA für $\Lambda = 976$ nm und $\frac{d\lambda_{\text{DBR}}}{dI} = 0,593$ pm/mA für $\Lambda = 980$ nm. Diese liegt in der Brechungsindexänderung begründet, die wiederum ihren Grund in

der Erwärmung des kontinuierlich betriebenen Bauelements durch die Erhöhung des Pumpstroms hat (vgl. Kap. 3.1.2).

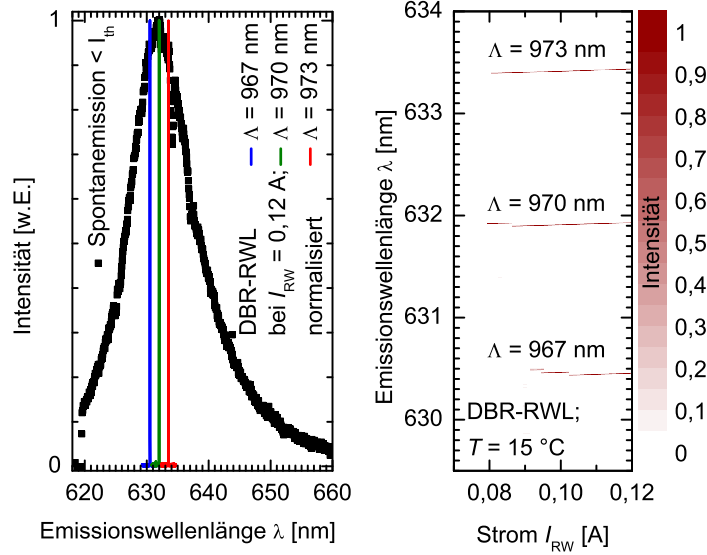


Abbildung 6.9: ①

links: Spektrum der Spontanemission eines FP-Lasers unterhalb der Laserschwelle sowie Intensitätspeaks dreier DBR-RWL ($w_{RW} = 7,5 \mu\text{m}$) mit Gitterperiode $\Lambda = 967; 970; 973 \text{ nm}$ und Frontfacetten-Reflektivität $R_f = 32\%$ bei $I_{RW} = 120 \text{ mA}$;

rechts: farbcodierte Darstellung der Ausgangsintensität dreier DBR-RWL mit Gitterperiode $\Lambda = 967; 970; 973 \text{ nm}$ über Emissionswellenlänge und RW-Stromstärke ($R_f = 32\%$)

Zum Vergleich zeigt Abb. 6.9 links die Emissionswellenlänge von DBR-RWL der zweiten Generation mit einer Frontfacetten-Reflektivität von $R_f = 32\%$ bei einem Pumpstrom von $I = 120 \text{ mA}$. Die hier verwendeten Gitterperioden $\Lambda = 967; 970; 973 \text{ nm}$ resultieren in Emissionswellenlängen von $\lambda = 630,53; 632,00; 633,51 \text{ nm}$.

Über den hier dargestellten Injektionsstrombereich zeigt der DBR-RWL mit $\Lambda = 973 \text{ nm}$ keinen Modensprung (Abb. 6.9 rechts). Damit ergibt sich ein modensprungfreier Durchstimmbereich von 43 pm von $I = 0,08 \dots 0,12 \text{ A}$. Daraus errechnet sich ein Wellenlängendrift von $\frac{d\lambda_{DBR}}{dI} = 1,08 \text{ pm/mA}$. In Ref. [Baw11] erreichte ein Diodenlaser mit externer Wellenlängenstabilisierung einen elektrischen Durchstimmbereich von 34 pm und einen mittleren Wellenlängendrift von $\frac{d\lambda_{DBR}}{dI} = 2,35 \text{ pm/mA}$.

Damit erreicht der DBR-RWL einen größeren Durchstimmbereich bei geringerem Wellenlängendrift bei gleichzeitiger Implementierung der Wellenlängenstabilisierung in den Chip-Level-Prozeß, so daß sowohl eine aktive Justage (wie sie für ECDL-Systeme nötig ist) entfällt als auch die Skalierbarkeit der Herstellung spektral stabilisierter Emittter deutlich erhöht wird.

Eine potentielle Einbuße durch die Integration ist die Möglichkeit das externe Gitter eines ECDL-Systems über einen Piezo-Aktuator zu drehen, und so die Emissionswel-

lenlänge durchzustimmen. Daher wird versucht Diodenlaser mit internen Gitter mittels des Injektionsstroms oder zusätzlicher Gitterheizer durchzustimmen.

6.3.7 Seitenmodenunterdrückung

Zur Bestimmung der Seitenmodenunterdrückung wurde ein $7,5\ \mu\text{m}$ breiter DBR-RWL der zweiten Generation genutzt ($R_f = 32\%$; zweite Generation aus Abb. 6.3 (rote Kennlinie) und aus Abb. 6.9 ($\Lambda = 973\ \text{nm}$)). Der zugrundeliegende Epitaxiewafer war eine Reproduktion mit einem Emissionsmaximum der verstärkten spontanen Emission bei $632\ \text{nm}$, wie aus Abb. 6.9 links ersichtlich ist.

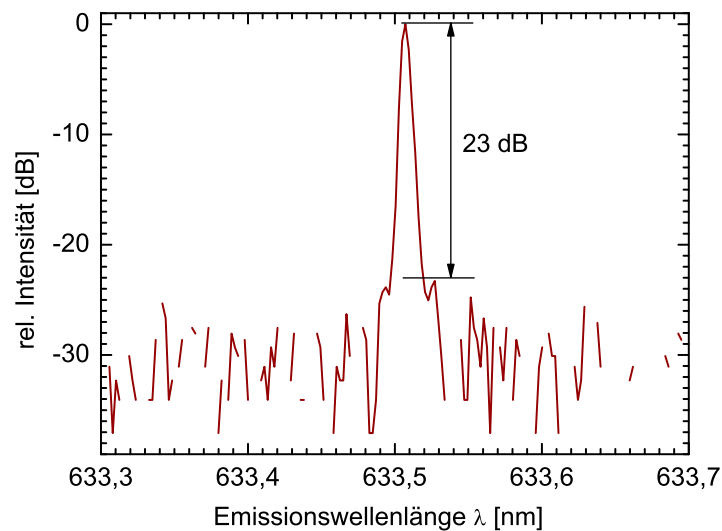


Abbildung 6.10: Spektrum eines DBR-RWL ($R_f = 32\%$) mit einer Gitterperiode von $\Lambda = 973\ \text{nm}$ bei einem Pumpstrom von $I = 120\ \text{mA}$ bei $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$ zur Bestimmung der Seitenmodenunterdrückung; ①

Das Spektrum in Abb. 6.10 wurde bei einem Pumpstrom von $I = 120\ \text{mA}$ bei $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$ mittels eines Spektrometers¹³ aufgenommen, das über eine $50\ \mu\text{m}$ -Kern-Glasfaser mit einer Ulbricht-Kugel verbunden war. Der dynamische Bereich des AD-Wandlers betrug ca. $35\ \text{dB}$, allerdings beschränkte der Rauschpegel den sinnvollen Bereich auf $25\ \text{dB}$. Der DBR-RWL ($R_f = 32\%$) mit einer Gitterperiode von $\Lambda = 973\ \text{nm}$ emittierte bei einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 633,51\ \text{nm}$ eine Ausgangsleistung von $P = 22\ \text{mW}$ (s. Abb. 6.6 (rote Kennlinie)). Die Halbwertsbreite (FWHM) des Emissionsmaximum ist auflösungsbegrenzt $\Delta\lambda < 6\ \text{pm}$. Die spektrale Verteilung weist keine Seitenmoden auf, so daß die Seitenmodenunterdrückung $\text{SMSR} > 23\ \text{dB}$ beträgt.

¹³LTB Demon, mit einem Auflösungsvermögen von $6\ \text{pm}$ bei $633\ \text{nm}$ und einem Inspektionsbereich von $2,4\ \text{nm}$

6.3.8 Linienbreite

Um die Linienbreite eines DBR-RWLs zu bestimmen, wurde eine selbstverzögerte Überlagerungsmessung (engl.: self-delayed heterodyne measurement) durchgeführt. Dazu wurde ein zweistufiger optischer Isolator verwendet, der eine Abschwächung von ca. 60 dB ermöglicht. Das Schwebungssignal wurde erzeugt, indem der Laserstrahl mit einem Strahlteiler auf zwei optische Wege aufgeteilt wurde. Der eine Arm des Interferometers enthielt einen akusto-optischen Modulator, der die Frequenz um 110 MHz verschob, während der zweite Arm mittels einer 1 km langen Glasfaser die Kohärenz des Signals zerstörte. Eine schnelle Photodiode und ein elektrischer Spektrumanalysator wurden dazu genutzt, das Schwebungssignal zu messen. Dieser Meßaufbau ist in der Lage, Linienbreiten $\Delta\nu \geq 0,2$ MHz zu messen. Das spektrale Signal kann als eine Faltung des Lasersignals mit sich selbst beschrieben werden. Das Profil des Schwebungssignals hat eine Voigt-Form, die durch die Überlagerung/Faltung des Lorentz-förmigen Spektrums des ungestörten Systems mit dem Gauß-förmigen Spektrum entsteht, das sich durch zufällige Fluktuationen im Meßaufbau (wie Pumpstrom des Lasers und Chiptemperatur) herausbildet (Kap. 2.5.) [Mer91].

Das Schwebungssignal wurde für verschiedene Pumpströme $I = 100 \dots 160$ mA aufgenommen und ist in Abb. 6.11 oben für zwei DBR-RWL¹⁴ der zweiten Bauelementgeneration mit verschiedenen Gitterperioden $\Lambda = 967$ und 973 nm abgebildet.

Die daraus resultierende Linienbreite wurde bei der Halbwertsbreite (FWHM) des Signalprofils bestimmt und ist in Abb. 6.11 unten dargestellt. Während für $\Lambda = 970$ und 973 nm die Linienbreite $\Delta\nu < 0,8$ MHz ist, werden für $\Lambda = 967$ nm für einen Pumpstrom von $I < 120$ mA, der sich nahe am Schwellenstrom $I_{\text{th}} = 90$ mA befindet (vgl. Abb. 6.9 rechts), eine Linienbreite von $\Delta\nu > 1$ MHz ermittelt. Für höhere Pumpströme wurden spektrale Linienbreiten von ebenfalls $\Delta\nu < 0,8$ MHz erreicht. Der ebenfalls bei 633 nm emittierende ECDL-Aufbau in Ref. [Baw11] erreichte eine Linienbreite von $\Delta\nu \approx 10$ MHz bei einer optischen Ausgangsleistung $P < 10$ mW.

Die hier nachgewiesene Linienbreite ($\Delta\nu < 0,8$ MHz; $\Delta\lambda < 1,08$ fm) entspricht einer Kohärenzlänge von $l_c > 150$ m, so daß sich diese DBR-RWL sehr gut als Ersatz für deutlich aufwendigere He-Ne-Laser eignen, die bei einer Wellenlänge von $\lambda = 632,8$ nm mit sehr guter Strahlqualität ($M^2 < 1,5$) emittieren und Kohärenzlängen von $l_c > 100$ m aufweisen. Hinsichtlich der Spannungsversorgung von He-Ne-Lasern mit sehr hohen Spannungen sowie ihrer im Vergleich zu Diodenlasern großen Baugröße und der niedrigen Effizienz bieten Diodenlaser mit integrierter Wellenlängenstabilisierung eine Alternative, die aufgrund ihrer Robustheit zudem weiteren Anwendungen Raum bietet [Fei13b].

Heterodyn bestimmte Linienbreiten an den in dieser Arbeit entwickelten und untersuchten DBR-RWL sind ferner von Blume et al. in Ref. [Blu13c] publiziert.

¹⁴abweichend auf AlN montiert

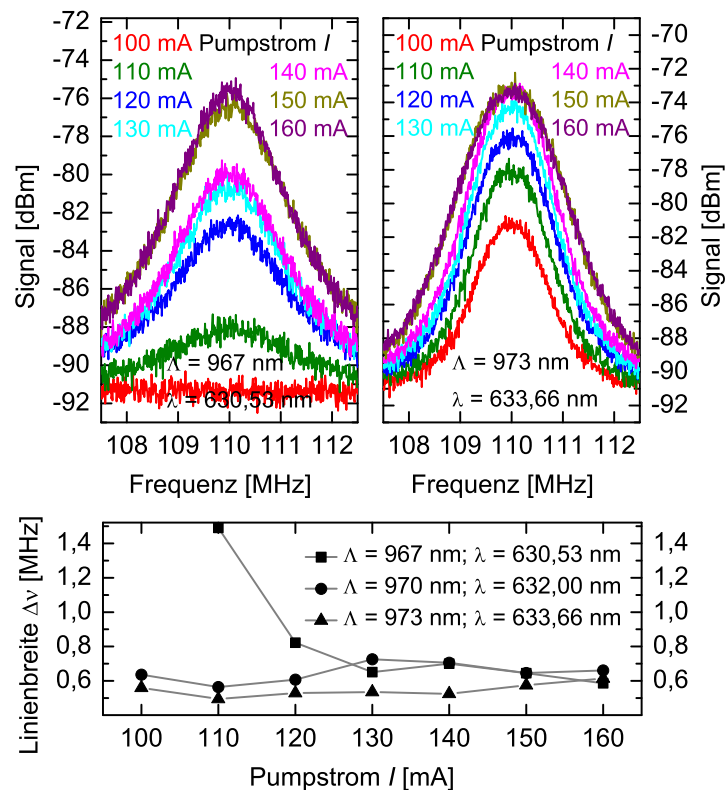


Abbildung 6.11: ②

oben: Schwebungssignal zweier DBR-RWL ($R_f = 32\%$; montiert auf AlN) mit $\Lambda = 967; 973$ nm bei Pumpströmen zwischen 100 und 160 mA;

unten: daraus resultierende spektrale Linienbreiten (FWHM);

Meßbedingungen: Auflösungsbandbreite: 30 kHz, Abtastdauer: 50 ms, die Signale wurden fünfzigmal gemittelt

6.3.9 Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurden rot-emittierende DBR-RWL im anspruchsvollen Wellenlängenbereich von 630 .. 640 nm in vielen verschiedenen Varianten erprobt:

Jene mit einer Frontfacetten-Reflektivität von $R_f = 1\%$ waren mit RW-Breiten von $w_{RW} = 5; 7,5 \mu\text{m}$ in der Lage, eine optische Ausgangsleistung von $P = 100$ mW zu erreichen (Abb. 6.3) [Fei12b].

Es konnte zudem gezeigt werden, daß eine RW-Breite von $w_{RW} = 5 \mu\text{m}$ eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität ($M_{1/e^2}^2 = 1,5$; $M_\sigma^2 = 1,7$) bei einer Ausgangsleistung von $P = 50$ mW ermöglicht. DBR-RWL mit $w_{RW} = 7,5 \mu\text{m}$ erreichten ein Strahlparameterprodukt von $M_\sigma^2 = 3,1$ (Abb. 6.7).

Die spektralen Eigenschaften der DBR-RWL wurden intensiv untersucht, um die hinzugewonnenen Eigenschaften des wellenlängenselektiven DBR-Gitters zu ermitteln: So konnten aus dem breiten Gewinnspektrum mittels der Gitterperiode Λ verschiedene

Emissionswellenlängen λ definiert werden, die über einen weiten Pumpstrombereich longitudinal einzelmodig (Abb. 6.8 und Abb. 6.9) mit einer hohen Seitenmodenunterdrückung (Abb. 6.10) emittierten.

Viele spektroskopische Anwendung benötigen zudem eine große Kohärenzlänge, die FP-Kantenemitter nicht bieten können. Linienbreiten-Untersuchungen an den hier entwickelten DBR-RWL (mit einer Frontfacetten-Reflektivität von $R_f = 32\%$) konnten nachweisen, daß die Linienbreite über den untersuchten Strombereich $I > I_{th}$ sicher $\Delta\nu < 1$ MHz oder $\Delta\lambda < 1,35$ fm ist (Abb. 6.11) [Fei13b, Fei13a, Blu13c].

Untersuchungen bezüglich der gitterspezifischen Parameter Gitterätztiefe (Abb. 6.4) und Gitterlänge (Abb. 6.5) ermöglichten es, aus der Variation optimierte Parameter zu ermitteln: So war eine vergleichsweise flache Ätzung in den p-WL ebenso von Vorteil wie eine 500 μm lange DBR-Sektion [Fei13a].

Diese Optimierungen des DBR-Oberflächengitters im ersten vollumfänglichen Bauelementprozeß schufen die Möglichkeit, im Anschluß daran weitere Wafer in zwei weiteren Bauelementprozessen (zweite und dritte Generation) herzustellen. Der Fokus lag dabei in einer Verwendung für spektroskopische Anwendungen, die eine große Kohärenzlänge benötigen, und sich somit als Ersatz für He-Ne-Laser eignen.

Zusammenfassend konnten folgende Anforderungen mit DBR-RWL ($w_{RW} = 7,5$ μm ; $L_{\text{Gewinn}} = 1500$ μm ; $L_{\text{DBR}} = 500$ μm ; $R_f = 32\%$) erfüllt werden:

- opt. Ausgangsleistung: $P > 14$ mW,
- Strahlqualität: $M_{95\%}^2 < 2,5$,
- Linienbreite: $\Delta\nu < 1$ MHz (i.e. $\Delta\lambda < 1,35$ fm),
- Seitenmodenunterdrückung: $\text{SMSR} = 20 \dots 30$ dB,
- Emissionswellenlänge: $\lambda = 632,15 \dots 633,85$ nm,
- Lebensdauer¹⁵: $\text{MTTF} > 10$ kh

¹⁵hier nicht gezeigt, vorläufige Resultate in Ref. [Fei13b] dokumentiert

6.4 DBR-Trapezlasers hoher spektraler Strahldichte

Ebenso wie DBR-Gitter in RWL integriert wurden, konnte eine 500 μm lange DBR-Sektion anstelle einer breitbandigen Rückfacetten-Verspiegelung in TPL¹⁶ integriert werden.

Der folgende Abschnitt diskutiert die optische Ausgangsleistung P gegenüber dem Injektionsstrom in die TA-Sektion I_{TA} am Beispiel eines DBR-TPL mit einer Gitterperiode von $\Lambda = 976 \text{ nm}$, der eine RW-Sektion der Länge $L_{\text{RW}} = 250 \mu\text{m}$ besitzt. Zum Vergleich wird ein identisch hergestellter FP-TPL (ohne Gittersektion) vorgestellt, dessen RW-Sektion eine Länge von $L_{\text{RW}} = 500 \mu\text{m}$ aufweist. Die Länge der TA-Sektion beider Emittoren mit einem Vollwinkel von 4° betrug $L_{\text{TA}} = 1500 \mu\text{m}$. Somit weist der DBR-TPL eine Gesamtlänge von $L = 2,25 \text{ mm}$ auf, der FP-TPL eine Gesamtlänge von $L = 2 \text{ mm}$. Die Frontfacetten beider Lasertypen war auf eine Reflektivität von $R_f = 1\%$ entspiegelt, die Rückfacetten-Reflektivität des FP-TPL betrug $R_r > 90\%$ und $R_r < 0,1\%$ für den DBR-TPL. Durch einen p-seitigen-Aufbau auf einem strukturierten Wärmespreizer war es möglich, die RW-Sektion der TPL separat von der TA-Sektion mit einem optimierten Pumpstrom I_{RW} zu versorgen.

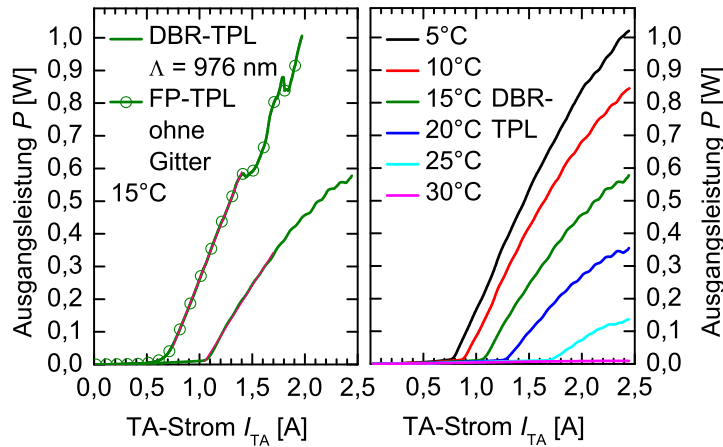
Weiterhin werden die spektrale Emission von FP- und DBR-TPL in Kap. 6.4.2 diskutiert und die Strahlqualität beider Bauelemente in Kap. 6.4.3 verglichen – unter anderem um im folgenden Kap. 6.4.4 zusammenfassend die spektrale Strahldichte zu berechnen.

6.4.1 Leistungskennlinien

In Abb. 6.12 links wird die optische Ausgangsleistung des DBR-TPLs mit einer Gitterperiode von $\Lambda = 976 \text{ nm}$ mit derjenigen des FP-TPLs verglichen. Die TA- und RW-Sektion beider Laser sind separat kontaktiert. Die Stromstärke durch die RW-Sektion des DBR-TPLs beträgt (nach einer Optimierung) $I_{\text{RW}} = 80 \text{ mA}$, derjenige des FP-TPLs $I_{\text{RW}} = 20 \text{ mA}$. Die Leistungskennlinien in Abb. 6.12 sind über den TA-Strom I_{TA} aufgetragen.

Durch einen linearen Fit der Leistungs-Stromstärke-Kennlinie im unteren Bereich (DBR: $I_{\text{TA}} = 1,05 \dots 1,7 \text{ mA}$; FP: $I_{\text{TA}} = 0,75 \dots 1,4 \text{ mA}$) wurden die Werte für die Laserschwelle und die Steigung der P - I -Kennlinie bestimmt. Für höhere Ströme durch die TA-Sektion (DBR: $I_{\text{TA}} > 1,7 \text{ A}$; FP: $I_{\text{TA}} > 1,4 \text{ A}$) ist der Kennlinienverlauf beider Laser nicht mehr ideal: Die Steigung der Kennlinie des DBR-TPLs nimmt aufgrund thermischer Belastung ab (thermisches Überrollen), während die Kennlinie des FP-Lasers einige Unstetigkeiten aufweist. Diese können in der folgenden Abb. 6.13 plötzlichen Modensprüngen im Spektrum zugeordnet werden. Die P - I -Kennlinie des DBR-TPL offenbart ebenfalls einen wellenförmigen Verlauf für $I_{\text{TA}} > 1,8 \text{ A}$, der durch

¹⁶Die Herstellung und Untersuchung dieser FP-TPL ist beispielsweise in Ref. [Fei10, Blu12b] publiziert.

**Abbildung 6.12:** ③

links: Leistungs-TA-Stromstärke-Kennlinie eines DBR- ($\Lambda = 976\text{ nm}$; $\lambda = 637,6\text{ nm}$; $I_{RW} = 80\text{ mA}$) und FP-TPL ($I_{RW} = 20\text{ mA}$) bei $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$

rechts: Leistungs-TA-Stromstärke-Kennlinien des gleichen DBR-TPLs bei verschiedenen Wärmesenktemperaturen

Brechungsindexveränderung hervorgerufen werden, die durch Ladungsträger und Erwärmung des Chips induziert werden.

Im Vergleich der beiden Kennlinien bei einer Wärmesenktemperatur von $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$ zeigt sich, daß der Schwellenstrom des DBR-TPLs mit $I_{th} = 992\text{ mA}$ deutlich höher als der Schwellenstrom des FP-TPLs ($I_{th} = 682\text{ mA}$) ist. Auch die Steigungen der Kennlinien differieren: $s_{DBR} = 0,51\text{ W/A}$ vs. $s_{FP} = 0,82\text{ W/A}$. DBR- und FP-TPL wurden auf verschiedenen Wafer prozessiert (DBR: A2442-6-2; FP: A2121-6-2). Wie ein Vergleich der Kenndaten in Tab. A.1 im Anhang A zeigt, sind die Kenndaten des Wafers, von dem der FP-TPL stammt, deutlich besser als diejenigen des Wafers, auf dem die DBR-TPL hergestellt wurden.

Abb. 6.12 rechts stellt Leistungs-TA-Stromstärke-Kennlinien des DBR-TPL mit einer Gitterperiode von $\Lambda = 976\text{ nm}$ verschiedener Wärmesenktemperaturen $T_{\text{Wärmesenke}} = 5 \dots 30^\circ\text{C}$ dar. Es wird deutlich, daß die für Diodenlaser im Emissionsbereich von $\lambda = 630 \dots 640\text{ nm}$ niedrigen charakteristischen Temperaturen T_0 (bzgl. Laserschwelle; vgl. Kap. 2.6) und T_1 (bzgl. Steigung der P - I -Kennlinie) ein limitierender Faktor für hohe Ausgangsleistungen bei Wärmesenktemperaturen $T > 15^\circ\text{C}$ sind. Bei einer niedrigeren Wärmesenktemperatur von $T_{\text{Wärmesenke}} = 5^\circ\text{C}$ und $I_{TA} = 2,5\text{ A}$ erreicht der DBR-TPL eine optische Ausgangsleistung von $P > 1\text{ W}$.

6.4.2 Spektrum

Das spektrale Verhalten der DBR-TPL wurde mit einem Doppel-Echelle-Monochromator aufgenommen, der eine Auflösung von $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{10^5}$ ($\lambda = 635\text{ nm}$,

$\Delta\lambda \approx 6,5$ pm) besitzt. Das Spektrum des FP-TPL wurde mit einem miniaturisierten Gitter-Spektrometer mit einer Auflösung von 0,1 nm bestimmt.

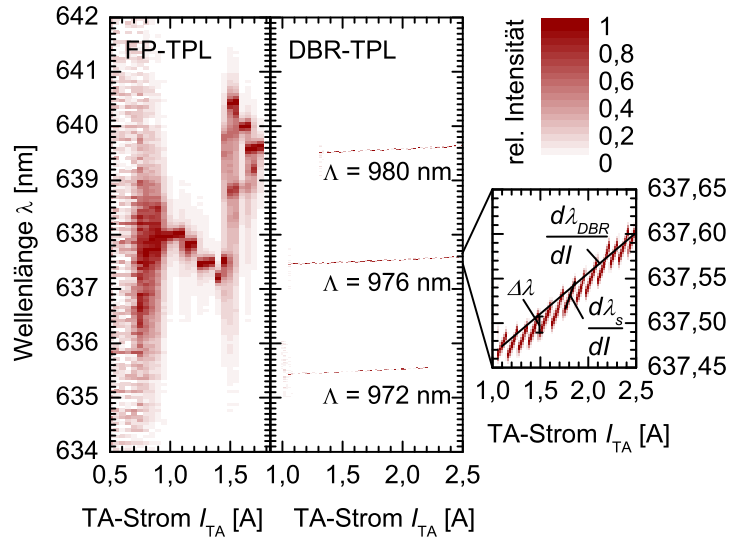


Abbildung 6.13: Spektraler Verlauf der farbcodierten Ausgangsintensität über Emissionswellenlänge und TA-Strom ③:

links: FP-TPL bei $I_{RW} = 20$ mW;

rechts: DBR-TPL mit $\Lambda = 972$; 976; 980 nm bei $I_{RW} = 80$ mW und $T_{Wärmesenke} = 15^\circ\text{C}$

In Abb. 6.13 ist der spektrale Verlauf der optischen Ausgangsintensität über Wellenlänge und TA-Strom farbcodiert. Im linken Bereich für den FP-TPL (ohne Gitter), im rechten Bereich für drei DBR-TPL mit den Gitterperioden $\Lambda = 972$; 976; 980 nm. Daneben ist die Emission des DBR-TPLs mit $\Lambda = 976$ nm vergrößert dargestellt. Während der FP-TPL zahlreiche Modensprünge über einen weiten spektralen Bereich aufweist (die zu den Unstetigkeiten in der P - I -Kennlinie in Abb. 6.12 führen), ist die spektrale Emission der DBR-TPL durch die DBR-Oberflächengitter bestimmt. In der Vergrößerung von Abb. 6.13 rechts wird eine spektrale Verschiebung von $\frac{d\lambda_{DBR}}{dI_{TA}} \approx 91$ pm/A (linearer Fit) deutlich, die in einer effektiven Brechungsindexänderung durch Erwärmung der Gittersektion entsteht. Diese entsteht aufgrund der allgemeinen Erwärmung des Bauelements durch das verstärkte Pumpen insbesondere der TA-Sektion. Zusätzlich ergibt sich eine spektrale Verschiebung von $\frac{d\lambda_s}{dI_{TA}} \approx 299$ pm/A (linearer Fit). Mit einem spektralen Abstand von $\Delta\lambda = 18$ pm zeigen sich wiederkehrende Modensprünge, die mit der Kavitätsresonanz zwischen Frontfacette und DBR-Gitter korrespondieren [Fie10].

Abb. 6.14 zeigt die spektrale Emission der oben genannten TPL bei festen TA-Strömen (DBR: $I_{TA} = 2,2$ A; FP: $I_{TA} = 1,5$ A) bei $T_{Wärmesenke} = 15^\circ\text{C}$. Aufgrund seiner instabilen Resonatorgeometrie [Lu97, Che95] zeigt der FP-TPL eine breite spektrale Emission ($\Delta\lambda_{FP-TPL, FWHM} = 364$ pm), während jeder der drei DBR-TPL (basierend auf einer vergleichbaren Epitaxiestructur) eine sehr schmale Emissionslinie bei drei diskreten Wellenlängen ($\lambda_{\Lambda=972\text{ nm}} = 635,6$ nm, $\lambda_{\Lambda=976\text{ nm}} = 637,6$ nm,

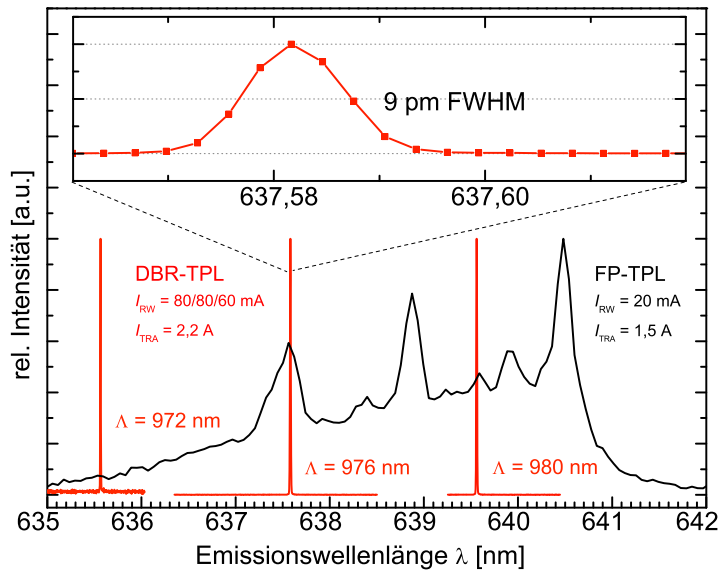


Abbildung 6.14: Spektrum von drei DBR-TPL mit $\Lambda = 972; 976; 980$ nm und einem FP-TPL bei 15°C ③;

Vergrößerung oben: DBR-TPL mit $\Lambda = 976$ nm mit 9 pm Halbwertsbreite (FWHM)

$\lambda_{\Lambda=980\text{ nm}} = 639,6\text{ nm}$) zeigt. Die Halbwertsbreite der Linienbreite wurde für den DBR-TPL mit $\Lambda = 976$ nm auflösungsbegrenzt zu $\Delta\lambda = 9$ pm bestimmt.

6.4.3 Strahlqualität

Für Freistrah-Applikationen (z.B. in der Displaytechnik) oder der Einkopplung in Glasfasern ist auch bei TPL die laterale Strahlqualität ein wichtiges Kriterium.

Da ein TPL in lateraler Richtung aus einer RW- und einer TA-Sektion besteht (vgl. Abb. 2.3, S. 11) und eine Indexführung nur in der RW-Sektion besteht, wird der Strahl in die TA-Sektion gebeugt und dort verstärkt. Dies führt dazu, daß TPL in lateraler Richtung eine (virtuelle) Nahfeldverteilung aufweisen, die sich nicht wie das Nahfeld in vertikaler Richtung an der Laserfacette befindet, sondern innerhalb der TA-Sektion. Diese Position wird als Strahltaile bezeichnet und die Distanz zur vertikalen Position an der Facette wird als Astigmatismus deklariert [Fie13]. Für TPL wird folglich zusätzlich zu den Intensitätsprofilen des Nahfelds und des Fernfelds dasjenige der lateralen Strahltaile bestimmt, um den Strahlpropagationsfaktor gemäß dem $1/e^2$ -Level und dem Kriterium der zweiten Momente (σ) (ISO11146) zu ermitteln. Die laterale Strahlqualität der TPL wurde mit der Methode des bewegten Spalts ermittelt.

Abb. 6.15 zeigt die Intensitätsverteilungen für einen Arbeitspunkt ($I_{\text{TA}} = 2,3$ A, $T_{\text{Wärmesenke}} = 5^\circ\text{C}$) eines DBR-TPLs mit einer Gitterperiode von $\Lambda = 976$ nm. Bei diesem Arbeitspunkt emittiert der oben genannte DBR-TPL eine optische Ausgangsleistung von $P = 1$ W mit einem Strahlpropagationsfaktor von $M_{1/e^2}^2 = 1,2$ und $M_\sigma^2 = 4,6$.

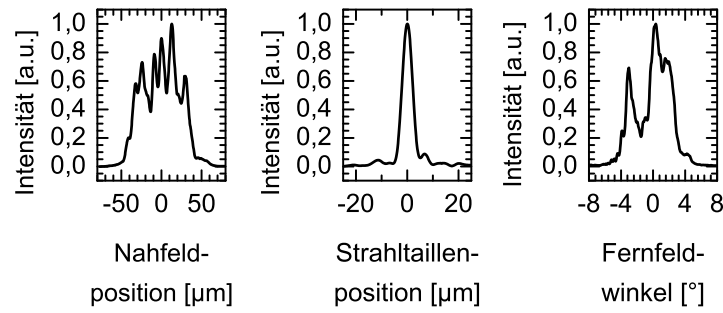


Abbildung 6.15: Laterale Intensitätsverteilung von Nahfeld; Strahltaille; Fernfeld (v.l.n.r.) eines DBR-TPL mit $\Lambda = 976$ nm bei $I_{TA} = 2,3$ A und $T_{Wärmesenke} = 5^\circ\text{C}$; entspricht $P = 1$ W (AP1.1) und $M_{1/e^2}^2 = 1,2$ und $M_\sigma^2 = 4,6$; ③

	Temp.	AP	P [W]	@ I_{TA}	P_{CL}/P	P_{CL} [W]	M_{1/e^2}^2	M_σ^2
DBR-TPL	5°C	1.1	1	2,3 A	84%	0,84	1,2	4,6
	15°C	1.2	0,6	2,2 A	79%	0,48	1,4	4,7
FP-TPL	15°C	2.1	0,5	1,4 A	86%	0,43	2,1	5,1
	15°C	2.2	0,75	1,7 A	73%	0,55	1,9	8,4

Tabelle 6.6: Strahlpropagationsfaktoren der DBR- und FP-TPL bei verschiedenen Arbeitspunkten (AP)

Tab. 6.6 fasst für ausgewählte Arbeitspunkte (AP) die optische Ausgangsleistung P bei einem Injektionsstrom in die TA-Sektion von I_{TA} und die aus der Untersuchung der Intensitätsprofile ermittelten Daten des Leistungsanteils in der zentralen Strahlkeule P_{CL}/P (engl.: Central Lobe; dt.: zentrale Strahlkeule) sowie die Strahlpropagationsfaktoren M_{1/e^2}^2 und M_σ^2 zusammen.

Der Anteil der Ausgangsleistung in der zentralen Strahlkeule der (DBR-)TPL mit einem Öffnungswinkel des TA von 4° übersteigt für bestimmte Arbeitspunkte 80%. Die Strahlpropagationsfaktoren gemäß dem $1/e^2$ -Level sind für den FP-TPL ungefähr 2, wohingegen der DBR-TPL annähernd beugungsbegrenzt emittiert. Bei der Untersuchung des Strahlpropagationsfaktors nach dem Kriterium der zweiten Momente, welches Intensität, die sich weiter vom Zentrum entfernt befindet, stärker berücksichtigt, bleibt der M_σ^2 -Wert des DBR-TPL fast konstant bei $M_\sigma^2 = 4,7$ (AP 1.1 nach 1.2). Der M_σ^2 -Wert des FP-TPLs dagegen verschlechtert sich von $M_\sigma^2 = 5,1$ auf $M_\sigma^2 = 8,4$ (AP 2.1 nach 2.2), wenn der Pumpstrom der TA-Sektion erhöht wird.

Um dieses Verhalten zu erklären, wird in Abb. 6.16 die Intensitätsverteilung des DBR- und FP-Lasers an der Strahltaillenposition betrachtet, während der Pumpstrom der TA-Sektion erhöht wird.

Abb. 6.16 zeigt, daß DBR-TPL bei jedem dargestellten Pumpstrom schmale Seitenmoden neben der zentralen Strahlkeule aufweisen. Allerdings vergrößern sich diese Seitenmoden nicht mit höherem Pumpstrom. Im Gegensatz dazu zeigt der FP-TPL

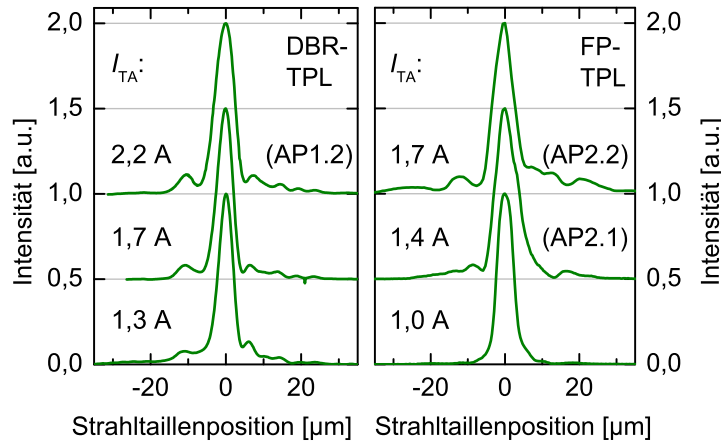


Abbildung 6.16: Laterale Intensitätsverteilung in der Strahltaile ③:

links: DBR-TPL mit $\Lambda = 976$ nm bei $I_{TA} = 1,3; 1,7; 2,2$ A (AP1.2) und

rechts: FP-TPL bei $I_{TA} = 1; 1,4$ (AP2.1); $1,7$ A (AP2.2) bei $T_{Wärmesenke} = 15^\circ\text{C}$

bei niedrigem Pumpstrom keine Seitenmoden, mit Erhöhung des Pumpstroms treten allerdings Seitenmoden auf und nehmen stark zu. Um diese Veränderungen zu quantifizieren, wurden die Intensitätsprofile an der Stelle der Strahltaile gemäß dem $1/e^2$ -Level und dem Kriterium der zweiten Momente als Funktion des TA-Pumpstroms in Abb. 6.17 aufgetragen.

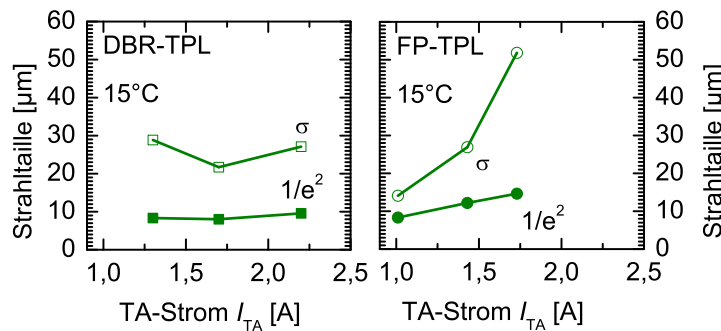


Abbildung 6.17: Abhängigkeit der Strahltaile vom TA-Strom nach $1/e^2$ -Level und Kriterium der zweiten Momente (σ) des

links: DBR-TPL und

rechts: FP-TPL bei $T_{Wärmesenke} = 15^\circ\text{C}$

Das linke Diagramm der Abb. 6.17 macht deutlich, daß sich der Strahltaillendurchmesser des DBR-TPLs nur wenig ändert, wohingegen die Strahltaile des FP-TPLs mit der Zunahme des TA-Pumpstroms ansteigt, insbesondere nach dem Kriterium der zweiten Momente. Aufgrund der Tatsache, daß die laterale Strahlqualität hauptsächlich von der Indexführung der RW-Sektion abhängt, welche sowohl beim DBR- als auch beim FP-TPL $w_{RW} = 5$ µm breit ist, ist diese Verbesserung der Strahlqualität (bei hohen Pumpströmen) offenbar ein Resultat davon, daß der rückwärtige Reflektor des TPL im Falle des DBR-TPLs als schmales DBR-Oberflächengitter mit einer Breite

von $w_{\text{DBR}} \leq 5 \mu\text{m}$ ausgeführt ist. Daher wird nur die Fundamentalmode reflektiert. Alle höheren lateralen Moden erfahren dagegen aufgrund der Antireflexionsbeschichtung der Rückfacette des DBR-TPLs hohe optische Verluste. Der FP-TPL dagegen besitzt an dieser Stelle eine hochreflektierende Beschichtung über die gesamte Breite der Rückfacette, sodaß keine lateralen Moden bevorzugt werden. Daher können auch höhere Moden im FP-TPL propagieren, die im DBR-TPL aufgrund des lateral schmalen Gitters unterdrückt sind.

6.4.4 Spektrale Strahldichte

Basierend auf den Leistungs-Stromstärke-Kennlinien, dem spektralen Verhalten und der Strahlqualität ist es möglich, die Strahldichte β , die Leuchtdichte L und die spektrale Strahldichte β_λ zu berechnen. Die Strahldichte ist definiert als

$$\beta = \frac{P_{\text{CL}}}{M_{\parallel}^2 M_{\perp}^2 \lambda^2} \quad (6.2)$$

wobei P_{CL} die Leistung in der zentralen Strahlkeule repräsentiert. Die Strahlpropagationsfaktoren gemäß $1/e^2$ -Level aus Tab. 6.6 wurden für die laterale Richtung $M_{\parallel}^2$ genutzt¹⁷. $M_{\perp}^2$ wurde aus einer Kaustik-Messung mittels CCD-Kamera zu $M_{\perp}^2 = 1,02$ bestimmt. Die Propagation des Strahls in vertikaler Richtung ist durch die Epitaxiestruktur bestimmt, und daher für DBR- und FP-TPL identisch. Die Visibilität ist die Empfindlichkeit des menschlichen Auges nach CIE1931 [Smi31]. Die Visibilität multipliziert mit der Strahldichte ergibt die Leuchtdichte

$$L = \beta \cdot v_\lambda, \quad (6.3)$$

die ein Maß für die Lichtdichte ist, die vom menschlichen Auge registriert wird. Um die spektrale Strahldichte

$$\beta_\lambda = \frac{\beta}{\Delta\lambda} \quad (6.4)$$

zu berechnen, wird die Halbwertsbreite (FWHM) der spektralen Intensitätsverteilung $\Delta\lambda$ genutzt [Mil88].

Tab. 6.7 zeigt die Werte für Strahldichte β , Leuchtdichte L und spektrale Strahldichte β_λ der DBR- und FP-TPL für die Arbeitspunkte aus Tab. 6.6.

Tab. 6.7 illustriert, daß die Strahldichte β des DBR-TPLs diejenige des FP-TPLs schon bei einer Wärmesenkentemperatur $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$ übertrifft. Dieser Unterschied wird noch größer, wenn die Wärmesenkentemperatur auf $T_{\text{Wärmesenke}} = 5^\circ\text{C}$ gesenkt wird. An diesem Arbeitspunkt erreicht der DBR-TPL eine Strahldichte von $\beta = 168 \text{ MW}/\text{cm}^2/\text{sr}$. Das interne Gitter verringert hierbei die Wellenlängenverschiebung aufgrund des Pumpstroms. Dies ist auch von Vorteil für die Visibilität. Der FP-TPL dagegen verliert ca. 10% seiner Visibilität zwischen den Arbeitspunkten 2.1 und

¹⁷parallel zur Ebene der Epitaxieschichten

	Temp. [°C]	AP	λ [nm]	β in CL [MW/cm ² /sr]	v_λ [lm /W]	L [Tcd /m ²]	β_λ [MW/cm ² /sr/nm]
DBR-TPL	5	1.1	637,2	168	136	272	18600
	15	1.2	637,6	81	131	134	9000
FP-TPL	15	2.1	637,2	50	136	79	136
	15	2.2	639,6	68	120	112	188

Tabelle 6.7: Strahldichte und spektrale Strahldichte der DBR- und FP-TPL bei verschiedenen Arbeitspunkten aus Tab. 6.6

2.2, was die Zunahme der Leuchtdichte begrenzt. Der Vorteil des integrierten Gitters ist die schmale spektrale Linienbreite der Emission, die eine verbesserte spektrale Strahldichte des DBR-TPLs von $\beta_\lambda = 18,6 \text{ GW/cm}^2/\text{sr/nm}$ ermöglicht. Dies ist in etwa der hundertfache Wert des FP-TPLs [Fei12c].

6.4.5 Fazit

Durch die Auswahl des wellenlängenselektiven Elements als DBR-Oberflächengitter zehnter Ordnung war die Implementierung dieses Elements in das laterale Design eines Hochleistungs-TPL ebenso wie bei den zuvor vorgestellten DBR-RWL möglich. Diese DBR-TPL sind in der Lage, bei einer Wärmesenkentemperatur von $T_{\text{Wärmesenke}} = 5^\circ\text{C}$ eine optische Ausgangsleistung von $P = 1 \text{ W}$ bei einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 637 \text{ nm}$ zu emittieren (Abb. 6.12). Im Vergleich zu dem vorgestellten FP-TPL emittiert der DBR-TPL longitudinal einzelmodig und besitzt eine reduzierte Linienbreite von $\Delta\lambda = 9 \text{ pm}$ (Abb. 6.14) und eine bessere Strahlqualität mit Strahlpropagationsfaktoren von $M_{1/e}^2 = 1,2$ und $M_\sigma^2 = 4,6$ (Abb. 6.15 und Tab. 6.6). Aufgrund der spektral stabilisierten, hohen Ausgangsleistung sowie einer guten Strahlqualität konnte eine spektrale Strahldichte von $\beta_\lambda = 18,6 \text{ GW/cm}^2/\text{sr/nm}$ errechnet werden.

Daher eignen sich diese DBR-TPL für viele Anwendungen wie z.B. Raman-Spektroskopie oder zukünftige Displays mit holographische 3d-Bildgebung, die eine kohärente, sichtbare Hochleistungslichtquelle benötigen. Zudem vereinfacht die verbesserte Strahlqualität die Einkopplung hoher Leistungen in Glasfasern [Fei12c, Fei13c].

Diese Technologie der Waferstepper-basierten DBR-Oberflächengitter ermöglicht es zudem, benachbarte Dioden eines Laserriegels mit sukzessive größeren Gitterperioden auszustatten. Die Überlagerung der Einzelstrahlen mit sukzessive größerer Emissionswellenlänge auf einem reflektiven Beugungsgitter ermöglicht spektrales Wellenlängen-Multiplexen, und somit die Leuchtdichte von miniaturisierten rot-emittierenden Halbleiterlasern zu erhöhen [Blu13a].

6.5 Zusammenfassung

Es konnten rot-emittierende Kantenemitter mit internen Oberflächengittern realisiert werden, die im Dauerstrichbetrieb

- longitudinal einzelmodig über einen großen Strombereich,
- mit schmaler Linienbreite,
- hoher optischer Ausgangsleistung,
- guter Strahlqualität,
- und somit hoher spektraler Strahldichte

emittieren.

Die Integration von DBR-Oberflächengitter in Ein-Schritt-Epitaxiestrukturen ermöglicht wellenlängenselektive Bauelemente, wobei die Emissionswellenlänge bei Kenntnis des effektiven Brechungsindex im Bereich des einige Nanometer breiten Gewinnspektrums frei gewählt werden kann (s. auch Kap. 7).

Die Emissionslinie von FP-Halbleiterlasern (ohne Gitterstabilisierung) kann durch das Anschwingen mehrere longitudinaler Moden innerhalb des Gewinnspektrums verbreitert sein. Numerische Berechnungen der spektralen Reflexionsbandbreite von DBR-Oberflächengittern ergaben eine Halbwertsbreite des Reflexionsmaximums von $\Delta\lambda = 0,45$ nm. Aufgrund dieses schmalen Reflexionsmaximums zeigten DBR-RWL und DBR-TPL-Bauelemente longitudinal einzelmodige Emission. Die Integration der wellenlängenselektiven Gitterstrukturen resultierte zudem in einer schmalen Linienbreite des Emissionsspektrums.

Durch die Ausführung des wellenlängenselektiven Elements als passive Sektion ist es möglich, unterschiedliche Konfigurationen von Kantenemittern (in dieser Arbeit DBR-RWL und DBR-TPL) mit einer spektralen Selektivität auszustatten, und so Anwendungen zu erschließen, die bislang die Nutzung von kohärenteren Strahlquellen als effizienten Diodenlasern verlangten.

So sind insbesondere DBR-RWL mit einer Frontfacetten-Reflektivität von $R_f = 32\%$ aufgrund ihrer hohen Resonatorgüte und daraus resultierender zeitlicher Kohärenz prädestiniert für zahlreiche spektroskopische (z.B. Raman-Spektroskopie) oder interferometrische Anwendungen, die bisher He-Ne-Laser nutzen. Diese neuartigen Emmitter ermöglichen zudem den Einsatz in Umgebungen, in denen die Robustheit eines monolithischen und die Baugröße eines miniaturisierten Bauelements benötigt werden.

DBR-TPL eignen sich aufgrund ihrer hohen spektralen Strahldichte besonders für Displayanwendungen (s. auch Ausblick in Kap. 7), insbesondere für holographische 3d-Bilderzeugung sowie als Pumpquelle für Frequenzverdopplung in den UV-Spektralbereich oder für Glasfaserkopplung.

Aufgrund der in dieser Arbeit entwickelten technologischen Realisierung von monolithisch integrierten DBR-Oberflächengittern zehnter Ordnung ist es nun erstmalig möglich, rot-emittierende Kantenemitter sowohl als DBR-RWL mit Linienbreiten $\Delta\nu < 1$ MHz [Fei13b] (i.e. $\Delta\lambda < 1,35$ fm), als auch als DBR-TPL mit hoher spektral stabiler Ausgangsleistung (bzw. hoher spektraler Strahldichte) herzustellen [Fei12c, Fei13c].

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden rot-emittierende Kantenemitter mit monolithisch integrierten, wellenlängenselektiven Modenfiltern versehen, um deren spektrale Selektivität und Stabilität zu verbessern. Die Integration der Wellenlängenselektivität und -stabilisierung in den Chip-Level-Prozeß bietet dabei einerseits eine potentielle Skalierbarkeit, andererseits eine Miniaturisierung, die weder He-Ne-Laser noch ECDL-Aufbauten erreichen können.

Rot-emittierende FP-Kantenemitter sind heutzutage ein gut-sichtbares, effizientes, robustes und miniaturisiertes Bauteil vieler Anwendungen in der Displaytechnik und Lasermetrologie, so daß zahlreiche Hersteller diese zuverlässigen Bauelemente als Breitstreifenlaser für hohe Ausgangsleistungen oder als Rippenwellenleiterlaser für eine gute laterale Strahlqualität im Portfolio haben (Kap. 2.7). Auch Sonderbauformen wie der Trapezlaser, der eine hohe Ausgangsleistung mit guter Strahlqualität kombiniert, sind seit Jahren Teil der Forschung am Ferdinand-Braun-Institut.

Während im nahinfraroten Emissionswellenlängenbereich gitterstabilisierte Halbleiterlaser heutzutage für viele Anwendungen genutzt werden, wurden die Entwicklungen im roten Spektralbereich eingestellt: Nachdem in den 1990er Jahren mit der Integration wellenlängenselektiver Gitterstrukturen in rot-emittierende Kantenemitter begonnen wurde, wurde die Weiterentwicklung nach circa zehn Jahren aufgegeben, ohne daß diese Bauelemente Einzug in Anwendungen gefunden hatten. Diese Gitter wiesen Strukturgrößen von circa 100 bis 200 nm auf und setzen folglich einen hohen technologischen Aufwand voraus (Kap. 3.2).

Mit der hier vorgestellten Arbeit konnten rot-emittierende gitterstabilisierte Kantenemitter neu etabliert werden: Dabei wurde mit DBR-Oberflächengittern hoher Gitterordnung ($m = 10$), die ein V-förmiges Profil aufweisen, erstmalig ein Ansatz gewählt, der es ermöglichte nach einer Ein-Schritt-Epitaxie mit Standard-Verfahren der Prozessierung wie i-line-Waferstepper-Lithographie und trockenchemischer CCP-Plasma-Ätzung monolithische Bauelemente, die longitudinal einzelmodig und schmalbandig im roten Spektralbereich emittieren, auch in Serie zu realisieren.

Eine besondere technologische Herausforderung bei der Entwicklung dieser Bauelemente stellten die für diesen Wellenlängenbereich verwendeten AlInGaP-haltigen Epitaxiestrukturen dar. Diese stellen besondere Anforderungen an den Strukturierungs-/Ätzprozeß wie z.B. höhere Prozeßtemperaturen. Durch die Wahl einer Epitaxiestruktur nach Ref. [Zor07] mit p-AlGaAs- und n-AlInP-Mantelschicht war die Basis für eine Strukturierung bei niedrigeren Ätztemperaturen geschaffen, und somit die Möglichkeit

gegeben, Standard-Verfahren wie photolackbasierte Lithographie und BCl_3 -Ar-CCP-RIE zu nutzen.

Numerische Berechnungen (in Kap. 4) ergaben, daß V-förmige DBR-Gitter zehnter Ordnung einen hohe Reflektivität besitzen können.

Indem die Redeposition der Ätzprodukte durch die Steuerung der Waferrückseitentemperatur definiert eingestellt werden konnte, konnte ein V-förmiges Ätzprofil realisiert werden. Die Aufweitung zur Waferoberfläche hin ermöglichte die Nutzung des i-line-Wafersteppers (Kap. 5).

Dieser technologische Lösungsansatz ließ eine konfliktfreie Integration in bestehende Bauelementprozesse zu, so daß DBR-Gittersektionen in vorhandene Bauelementkonfigurationen integriert werden konnten. Daher konnten in dieser Arbeit die elektro-optischen Eigenschaften im Dauerstrichbetrieb zweier rot-emittierender Kantenemitter-Konfigurationen mit monolithisch integrierten DBR-Gittern vorgestellt werden:

- DBR-RWL mit extrem schmaler Linienbreite unter 1 MHz, sehr guter Strahlqualität ($M_{\sigma\%}^2 = 1,7$, $M_{95\%}^2 < 2,5$) und optischen Ausgangsleistungen bis 100 mW (Kap. 6.3)
- DBR-TPL mit hoher spektraler Strahldichte (Kap. 6.4).

Die im Rahmen dieser Arbeit erreichten und publizierte Ergebnisse werden in Tab. 7.1 in einem Benchmark mit anderen Quellen verglichen.

Rot-emittierende Halbleiterlaser, die – wie die in dieser Arbeit vorgestellten – im Bereich von 630 bis 640 nm emittieren, weisen einen besonders geringen Ladungsträgereinschluß auf und sind daher sehr temperaturempfindlich. Trotzdem übertreffen die hier entwickelten Bauelemente die Ergebnisse, die anderweitig publiziert wurden, in puncto Reflektivität, Ausgangsleistung und Linienbreite, wie Tab. 7.1 zeigt. Die erfolgreiche Umsetzung der Integration von longitudinalen Modenfiltern in Bauelemente diesen Wellenlängenbereichs demonstriert zudem, daß ein Transfer zu anderen Emissionswellenlängen, die ebenfalls auf dieser Epitaxiestructur basieren, möglich ist:

So wurden bereits in der zweiten und dritten Bauelementgeneration DBR-RWL einer Emissionswellenlänge von 633 nm hergestellt, die explizit den He-Ne-Laser ersetzen sollen.

Desweiteren wurde eine Emissionswellenlänge von 626 nm angestrebt, um Anwendungen in der Atomspektroskopie und das Laserkühlen von Be-Ionen zu ermöglichen – s. auch im nachfolgenden Ausblick.

In Zukunft ist zudem die Verwendung der hier vorgestellten DBR-Oberflächengitter in Bauelementen für die Displaytechnologie bei einer Wellenlänge von 647 nm vorgesehen – s. ebenfalls im folgenden Ausblick.

Eigene Ref.	Ergebnis dieser Arbeit	externes Benchmarking	externe Ref.
Kap. 5.3; [Fei12a]	Reflektivität des DBR-Gitters: $R_{\text{DBR}} \approx 60\%$		[Pez00]
Kap. 6.3; [Fei12b]	DBR-RWL: $w_{\text{RW}} = 7,5 \mu\text{m};$ $\lambda = 635,2 \text{ nm};$ $P = 96 \text{ mW};$ $T = 15^\circ\text{C}$		[Pez96]
Kap. 6.4; [Fei12c]	Tapered: DBR-TPL: $\lambda = 637,6 \text{ nm};$ $P = 600 \text{ mW};$ $T = 15^\circ\text{C}$		[Pez97]
Kap. 6.3.8; [Fei13a] u. [Blu13c]	Linienbreite: monolithisch: $\lambda = 633 \text{ nm};$ $\Delta\nu < 1 \text{ MHz}$		[Baw11]
Kap. 7 (Ausblick); [Blu13b]	Atomspektroskopie; Laser-Kühlen von Be-Ionen: monolith. DBR-RWL: $\lambda = 626 \text{ nm};$ $\Delta\nu < 1 \text{ MHz}$ für Frequenzverdopplung		[Coz13]
		313 nm frequenzverdoppelter, schmalbandiger ECDL mit FP-RWL ($\lambda = 626 \text{ nm}$)	

Tabelle 7.1: Benchmark der Ergebnisse dieser Arbeit mit externen Referenzen

Ausblick

Im Rahmen der Arbeit wurden drei Bauelementgenerationen realisiert und untersucht. In Generation zwei und drei wurde bereits ein optimierter Lithographieprozeß genutzt sowie unter Zuhilfenahme eines optischen in-situ-Meßgeräts ein präziserer, angepaßter Ätzprozeß ausgeführt, mit dem schmalere Gitterfurchen erreicht werden konnten, die eine höhere Gitterreflektivität ermöglichen. Folgende, weitere Optimierungen und Designänderungen, die im Kontext der Bauelemententwicklung eine Überlegung wert sind, könnten in Zukunft verfolgt werden:

Durch die Trennung der Metallisierung von RW- und DBR-Gittersektion kann die Möglichkeit geschaffen werden, die Gittersektion mit einer separaten Spannung anzusteuern und durch die resultierende Brechungsindex-Änderung die Emissionswellenlänge zu steuern.¹

¹Um eine gute Entwärmung der temperaturempfindlichen Chips über die p-Seite zu ermöglichen, müßte ein mit entsprechenden Sektionen vorstrukturierter Wärmespreizer zum Einsatz kommen.

Wie aus numerischen Berechnungen (Abb. 4.13 in Kap. 4.7) sowie gepulsten Messungen bezüglich der Gitterlänge (Abb. 5.15 in Abb. 5.3.2) hervorging, sind für Gitterlängen von 300 bis 500 μm die höchste Reflektivität bzw. der höchste Anstieg der Kennlinie zu verzeichnen. Daher wäre die Verwendung kürzerer, 300 μm langer Gittersektionen mit beispielsweise einer 700 μm langen Gewinnsektion und gegebenenfalls einem 5 μm breiten RW eine lohnende Designänderung, die zu niedrigeren Schwellenströmen und einer höheren Effizienz der DBR-RWL führen sollte.

Die in dieser Arbeit entwickelten rot-emittierenden DBR-RWL eignen sich dazu, He-Ne-Laser in vielen Applikationen wie der Raman-Spektroskopie, in der Interferometrie und in der Holographie zu ersetzen. Zudem werden durch die gegenüber dem He-Ne-Laser deutlich kleinere Baugröße und größere Robustheit der monolithischen DBR-Diodenlaser weitere Anwendungen in Umgebungen möglich, in denen ein He-Ne-Laser aufgrund seines großen Formats und seiner Fragilität sowie der hohen Betriebsspannung nicht einsetzbar ist.

Neben den bereits genannten Anwendungen haben sich im Laufe der Arbeit weitere Anwendungsfelder ergeben, die rot-emittierende, wellenlängenselektive Bauelemente verwenden möchten:

So konnten durch eine Extrapolation der aus den Bauelementprozessen gewonnenen Emissionswellenlängen-Abhängigkeit von der Gitterperiode und der Temperaturabhängigkeit der Emissionswellenlänge von DBR-RWL eine Gitterperiode von $\Lambda = 960 \text{ nm}$ für eine Emissionswellenlänge von $\lambda = 626 \text{ nm}$ bestimmt werden, die bei einer Wärmesenktemperatur von $T = 0^\circ\text{C}$ erreicht wird. Die optische Ausgangsleistung betrug $P = 50 \text{ mW}$ in einer beugungsbegrenzten, longitudinalen Grundmode mit einer spektralen Linienbreite von $\Delta\nu < 1 \text{ MHz}$ (in einem TO3-Gehäuse) [Blu13b]. Diese Wellenlänge kann zur Atomspektroskopie oder z.B. zur Frequenzverdopplung genutzt werden, so daß Be-Ionen durch die Bestrahlung mit Laserlicht einer Wellenlänge von $\lambda = 313 \text{ nm}$ gekühlt werden können, wie dies vormals in Ref. [Coz13] mit einem ECDL-System realisiert wurde.

Rot-emittierende DBR-TPL sind aufgrund ihrer hohen spektralen Strahldichte² für Freistrahl-Bildgebungstechniken sowie für zukünftige Displays mit holographisch realisierter 3-dimensionaler Bildgebung [Fei13c] prädestiniert.

Um die Strahldichte über die eines Einzel-Bauelements hinaus zu erhöhen, ermöglichen die frei wählbaren Gitterperioden des integrierten DBR-Gitters, einen Laserbarren mit über den Laserriegel sukzessiv erhöhten Emissionswellenlängen herzustellen. Die Strahlen der Einzeldioden dieses Laserbarrens werden auf einem reflektivem Beugungsgitter überlagert und ermöglichen so durch spektrales Wellenlängenmultiplexen neben einer Erhöhung der Strahldichte einen höheren Speckle-Kontrast aufgrund der breitbandigen Emission [Blu13a].

²hohe schmalbandige Ausgangsleistung und gute Strahlqualität bei einer Wellenlänge mit hoher Visibilität

Die in der Displaytechnik gemeinhin verwendete Emissionswellenlänge von 647 nm ist über eine Anpassung der Gitterperiode der DBR-Gittersektion sowie der aktiven Zone der Epitaxiestruktur ohne grundlegende Änderungen realisierbar. Durch die Wahl der längeren Emissionswellenlänge verringert sich zwar die Empfindlichkeit des menschlichen Auges und somit die Visibilität der Laserstrahlung, allerdings vergrößert sich gleichzeitig der verfügbare RGB-Farbraum. Weiterhin verbessert sich das Temperaturverhalten der zugrundeliegenden Epitaxiestruktur durch die Anpassung der aktiven Zone an die längere Emissionswellenlänge (aufgrund des energetisch größeren Bandabstands zur Wellenleiterschicht), so daß bei Emissionswellenlängen von 647 statt 635 nm größere Ausgangsleistungen bei höheren Wärmesenktemperaturen erwartbar sind.

Anhang A

Wafer-Kenndaten

Es wurden 20 Wafer¹ mittels MOVPE mit der in Abb. 2.6 b) dargestellten Epitaxie-
struktur hergestellt, um damit Bauelemente der ersten (sieben Wafer), zweiten (sechs
Wafer) und dritten Generation (sieben Wafer) herzustellen. Zusätzlich sind die Wafer
des Kurzprozesses und der Wafer des Vergleichs-FP-TPL gelistet.

Gene- ration	Wafer	λ [nm]	I_{th} [mA]	s [W/A]	η_d [%]	η_i^* [%]	α_i^* [cm ⁻¹]	Γg_0^* [cm ⁻¹]	j_{TR}^* [A/cm ²]	θ_{vFF}^* [°]	T_0 [K]
Kurzproz. Kap. 5.3	A2290-6-2	638,1	376	0,58	57	75	1,9	28	375	33	41
	A2297-6-2	639,6	361	0,48	58	70	2	25	359	32	41
1. Kap. 6.3 und Kap. 6.4	A2442-6-1	636,3	494	0,48	49	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.
	A2442-6-2	637	447	0,53	55						
	A2442-6-3	637	450	0,52	53						
	A2443-6-1	636	486	0,44	46	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.
	A2443-6-2	636	437	0,49	50						
	A2443-6-3	636	461	0,48	k.A.						
A2416-6-2	634,1	407	0,54	55	70 [†]	2,6 [†]	32 [†]	549 [†]	30 [†]	38 [†]	
FP-Vgl.- Laser aus Kap. 6.4	A2121-6-2	638	327	0,56	k.A.	80 [†]	2,3 [†]	28,1 [†]	412 [†]	31	41 [†]
2.	A2559-6-1	636	342	0,57	58	74 [†]	1,5 [†]	26 [†]	415 [†]	31,7 [†]	38 [†]
	A2575-6-2	636	330	0,57	58	76 [†]	1,5 [†]	25 [†]	390 [†]	31,5 [†]	39 [†]
	A2576-6-1	633	376	0,52	53	65 [†]	2 [†]	25 [†]	473 [†]	31,3 [†]	36 [†]
	A2576-6-2	633	377	0,53	54						
	A2577-6-1	634	348	0,54	56	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.
	A2577-6-2	634	352	0,55	57						
3.	A2657-6-1	634	391	0,51	53	80 [†]	2,6 [†]	24 [†]	416 [†]	31,9 [†]	37 [†]
	A2657-6-2	634	386	0,52	53						
	A2659-6-1	634	381	0,51	52						
	A2659-6-2	635	361	0,52	54						
	A2660-6-2	634	372	0,52	54	80 [†]	2,1 [†]	27 [†]	444 [†]	31 [†]	37 [†]
	A2660-6-3	634	386	0,51	53						
	A2577-6-3	634	357	0,52	53						

k.A.[†]: Nachbar-Wafer von A2577-6-1/2

Tabelle A.1: Kenndaten von Teststrukturen: 2 mm lange BAL mit einer Streifenbreite von 30 μm (*: 1 mm $\times$ 100 μm), mit unbeschichteten Facetten, gepulst gemessen (1 μs ; 5 kHz; 20 °C): Emissionswellenlänge λ ; Laserschwelle I_{th} ; Anstieg der Kennlinie s ; diff. Eff. η_d ; int. Eff. η_i ; int. Verluste α_i ; Transparenzstromdichte j_{TR} ; vert. Fernfeldwinkel θ_{vFF} ; charakteristische Temperatur T_0 des Schwellenstroms ([†]: Nachbar-Wafer aus einem Epitaxieprozeß in 3 $\times$ 2-Zoll-Konfiguration MOVPE)

¹Substrat: 2 Zoll, 6°A, $\alpha = 0^\circ$, Mitsubishi Chemical

Anhang B

Bandstrukturberechnungen

Die in Abb. B.1 dargestellten Bandstrukturberechnungen wurden von H. Wenzel (Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik) unter Verwendung des Programms QIP erstellt [Wen].

Abb. B.1 zeigt **im linken Bereich** den Leitungsbandverlauf für Γ - und X-Band-Elektronen sowie den Valenzbandverlauf von Epitaxiestrukturen mit unterschiedlichen MS-Konfigurationen:

- a) p- und n-dotierte AlInP-MS (sym. AlInP; s. Abb. 2.6 a))
- b) p- und n-dotierte AlGaAs-MS (sym. AlGaAs)
- c) p-dotierte AlGaAs-MS und n-dotierte AlInP-MS (in dieser Arbeit genutzt; asym.; s. Abb. 2.6 b))

Zudem wird insbesondere in der Vergrößerung der Abb. B.1 **im rechten Bereich** für den Bereich der AZ deutlich, daß das Potential der GaInP-QWs für kürzere Emissionswellenlängen zunehmend flacher wird:

- a) 13 nm zugverspannter SQW für $\lambda = 635$ nm
- b) zweimal 5 nm druckverspannter DQW für $\lambda = 653$ nm
- c) 6 nm druckverspannter SQW für $\lambda = 685$ nm

Berücksichtigt wurden hier p- bzw. n-dotierte $(\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,16})_{0,52}\text{In}_{0,48}\text{P}$ -WL-Schichten.

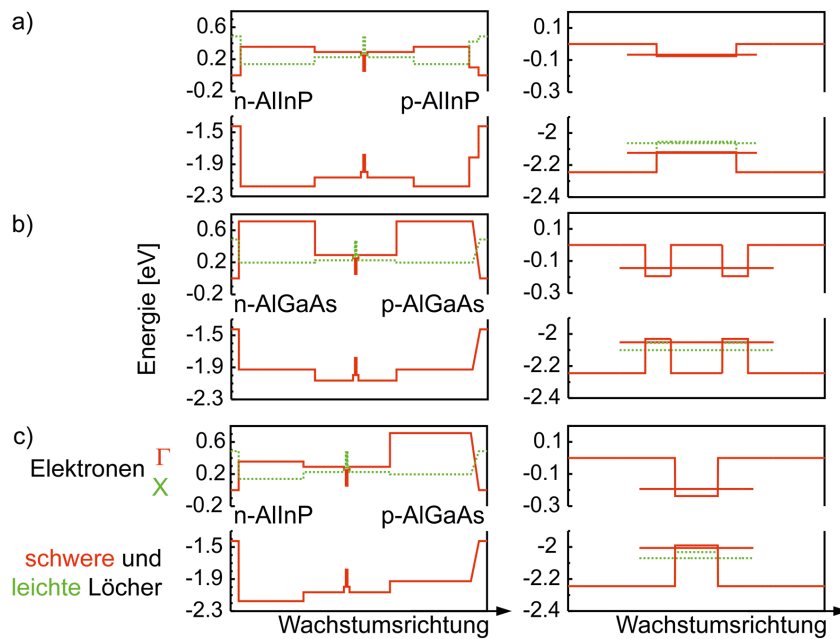


Abbildung B.1: Bandstrukturberechnungen unter Verwendung des Programms QIP von H. Wenzel [Wen]

links: Bandstruktur mit Leitungs- (oben) und Valenzband (unten) der Epitaxiestruktur mit verschiedenen MS-Konfigurationen (s. **a)**/**b)**/**c)**) (von Substrat bis Oberfläche),

rechts: Bandstrukturverlauf der AZ und angrenzender WL-Schichten mit erstem Energielevel für Elektronen, schwere und leichte Löcher

a) mit sym. AlInP-MS (zu Abb. 2.6 a)) mit 13 nm zugverspanntem SQW für $\lambda = 635$ nm,

b) mit sym. AlGaAs-MS mit zweimal 5 nm druckverspanntem DQW für $\lambda = 653$ nm

c) mit asym. AlGaAs-p-MS und AlInP-n-MS (in dieser Arbeit genutzt; zu Abb. 2.6 b)) mit 6 nm druckverspanntem SQW für $\lambda = 685$ nm

Anhang C

Kennlinien-Simulation für BAL

Berechnung Transparenzstromdichte

Um in Kap. 5.3.2 auf S. 82f. die Transparenzstromdichte j_{tr} der Leistungs-Stromstärke-Kennlinie (P - I -Kennlinie) für Tab. 5.6 und Fig. 5.16 zu bestimmen, sind folgende Größen bekannt:

- Schwellenstrom der P - I -Kennlinie: $I_{th}(T_a)$ aus Tab. 5.6
- interne Verluste: α_i aus Tab. 5.6 (aus längenabhängiger Messung)
- Auskoppelverluste: α_m nach Formel 5.1
- modaler Gewinnfaktor: Γg_0 aus Tab. 5.6 (aus längenabhängiger Messung)
- charakteristische Temperatur der Temperaturabhängigkeit der Schwellenstromdichte: T_0 aus Tab. 5.6 (mittels temperaturabhängiger Messungen)
- thermischer Widerstand des Diodenlaser und seiner Kontaktierung auf der Wärmesenke: R_{th}
- Einsatzspannung; Serienwiderstand: U_0 ; R_s aus Kennlinie
- interne Effizienz: η_i s. Tab. 5.6 (aus längenabhängiger Messung)
- Breite des Kontaktstreifens bzw. Chiplänge des BAL: w ; L

Unter Nutzung des exponentiellen Zusammenhangs zw. Ladungsträgerdichte und Gewinn [Col95, Kap. 2.6.2] wird zunächst der Transparenzstrom I_{tr} berechnet, dann durch Berücksichtigung der Temperaturdifferenz zw. AZ und Wärmesenke der Transparenzstrom bei Wärmesenkentemperatur $T_h = 300$ K, woraus unter Berücksichtigung der lateralen Abmessungen des BALs (w , L) die Transparenzstromdichte j_{tr} ermittelt wird:

$$I_{tr}(T_a) = I_{th}(T_a) / e^{\frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma g_0}} \quad (C.1)$$

$$I_{tr}(T_h = 300 \text{ K}) = I_{tr}(T_a) / e^{\frac{T_a - 300 \text{ K}}{T_0}} \quad (C.2)$$

$$\text{mit: } T_a - T_h = \Delta T = R_{th}(\Delta T) \cdot (P_{el} - P_{opt}(\Delta T)) \quad (C.3)$$

iterative Bestimmung der Temperatur der AZ T_a

$$\text{mit el. Leistung: } P_{el} \approx U_0(T_h) \cdot I + R_s(T_h) \cdot I^2 \quad (C.4)$$

und opt. Leistung: P_{opt} s. Formel C.6

$$j_{tr} = \frac{I_{tr}(T_h = 300 \text{ K}) \cdot \eta_i}{wL} \quad (C.5)$$

Bestimmung der Steigung der Leistungs-Stromstärke-Kennlinie

Das in Kap. 5.3.2 auf S. 82f. zur Bestimmung der DBR-Gitter-Reflektivität genutzte Kennlinien-Simulationsprogramm¹ basiert auf folgenden Zusammenhängen, die für gewinngeführte BAL (da eine laterale Modenfilterung nicht betrachtet wird) eine gute Übereinstimmung zwischen gemessener und berechneter Kennlinie erwartet lassen. Nach Ref. [Ebe92, Kap. 10.2.4] bestimmt sich die hier gesuchte Steigung der P - I -Kennlinie s durch:

$$P_{\text{opt}} = \underbrace{\frac{\hbar\omega}{q}}_{=s} \eta_d (I - I_{\text{th}}) \quad (\text{C.6})$$

mit $\eta_d = \eta_e \cdot \eta_i$ externe differentielle Quanteneffizienz
 η_e Extraktionseffizienz
 η_i interne Effizienz

Extraktionseffizienz η_e : Bruchteil der injizierten Elektronen, der oberhalb der Laserschwelle I_{th} in Photonen umgesetzt im Ausgangsleistung P der Mode erscheint.

$$\eta_e = \frac{\tau}{\tau_m} = \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (\text{C.7})$$

mit τ : Resonatorphotonenlebensdauer
 $1/\tau = \underbrace{1/\tau_i}_{\text{interne Verluste: } \alpha_i} + \underbrace{1/\tau_m}_{\text{Auskoppelverluste: } \alpha_m}$

interne Effizienz η_i : (aus längenabh. Messung bestimmt, s. Tab. 5.6)

- mit spontaner Emission befindet sich nur ein weiterer Bruchteil der insgesamt erzeugten Photonen in kohärenter Mode
- sowie abzüglich nichtstrahlender Übergänge und Leckströme

Somit ergibt sich:

$$s = \frac{dP_{\text{opt}}}{dI} = \frac{\hbar\omega}{q} \eta_d \quad (\text{C.8})$$

$$= \frac{\hbar\omega}{q} \eta_e \eta_i \quad (\text{C.9})$$

$$= \frac{\hbar\omega}{q} \frac{\alpha_m}{\underbrace{\alpha_i}_{\text{s. Tab. 5.6}} + \underbrace{\alpha_m}_{\text{s. Formel 5.1}}} \underbrace{\eta_i}_{\text{s. Tab. 5.6}} \quad (\text{C.10})$$

¹programmiert von B. Eppich, Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik

Formel C.10 wird in Verbindung mit Formel 5.1 und $R_f = 32\%$ (auf S. 82f.) genutzt, um durch Variation der Reflektivität des DBR-Gitters $R_{\text{DBR}} = R_r$ die Steigung s an die experimentell bestimmte Kennlinie anzupassen – s. Fig. 5.16.

Ergänzende Anmerkung:

In Abb. 6.6 ist die Konversionseffizienz von DBR-RWL angegeben, die wie folgt definiert ist:

Konversionswirkungsgrad η_c : Anteil der elektrischen Pumpleistung, der in kohärente Ausgangsleistung umgesetzt wird:

$$\eta_c = \frac{P_{\text{opt}}}{P_{\text{el}}} \quad \text{mit Formel C.6 und C.4} \quad (\text{C.11})$$

Literaturverzeichnis

- [Alf69] Z. I. Alferov, V. M. Andreev, V. I. Korolkov, E. L. Portnoi und D. N. Tretyako, *Coherent radiation of epitaxial heterojunction structures in AlAs-GaAs system*, Soviet Physics-Semiconductors USSR **2** (10), 1289 (1969).
- [Baw11] A. Bawamia, G. Blume, B. Eppich, A. Ginolas, S. Spießberger, M. Thomas, B. Sumpf und G. Erbert, *Miniaturized Tunable External Cavity Diode Laser with Single-Mode Operation and a Narrow Linewidth at 633 nm*, IEEE Photonics Technology Letters **23** (22), 1676 (2011), ISSN 1041-1135.
- [Bie01a] P. Bienstman, *Rigorous and efficient modelling of wavelength scale photonic components*, Doktorarbeit, Universiteit Gent (2001).
[<http://www.photonics.intec.ugent.be/publications/phd.asp?ID=104>]
- [Bie01b] P. Bienstman und R. Baets, *Optical modelling of photonic crystals and VCSELs using eigenmode expansion and perfectly matched layers*, Optical and Quantum Electronics **33**, 327 (2001), ISSN 0306-8919.
- [Bie07] P. Bienstman, *CAMFR manual*, Technischer Report 1.3, Universiteit Gent (2007). [<http://camfr.sourceforge.net/docs/camfr.pdf>]
- [Bim99] D. Bimberg, M. Grundmann und N. N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, John Wiley & Sons (1999).
- [Blu09] G. Blume, C. Fiebig, D. Feise, C. Kaspari, A. Sahm, K. Paschke und G. Erbert, *Room temperature 633 nm tapered diode lasers with external wavelength stabilisation*, IET Optoelectronics **3** (6), 320 (2009).
- [Blu10] G. Blume, D. Feise, H. Dittrich, C. Kaspari, K. Paschke und G. Erbert, *Red-emitting tapered diode lasers for display applications*, in K. Panajotov, M. Sciamanna, A. A. Valle und R. Michalzik (Herausgeber), *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IV, Proc. SPIE*, Volume 7720, S. 77201B–1–12, SPIE (2010). [<http://dx.doi.org/10.1117/12.853720>]
- [Blu12a] G. Blume, D. Feise, C. Kaspari, A. Sahm und K. Paschke, *High luminance tapered diode lasers for flying-spot display applications*, in L.-C. Chien, S.-D. Lee und M. H. Wu (Herausgeber), *Advances in Display Technologies II, Proc. SPIE*, Volume 8280, S. 82800E–1–10, SPIE, San Francisco, California, USA (2012). [<http://dx.doi.org/10.1117/12.906308>]

- [Blu12b] G. Blume, C. Kaspari, D. Feise, A. Sahm, B. Sumpf, B. Eppich und K. Paschke, *Tapered diode lasers and laser modules near 635 nm with efficient fiber coupling for flying-spot display applications*, Optical Review **19** (6), 395 (2012), ISSN 1340-6000.
- [Blu13a] G. Blume, D. Feise, A. Sahm, B. Eppich und K. Paschke, *Increasing the luminance of a red emitting laser light source by spectral beam combining*, in *The European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-IQEC)* (2013). [<http://dx.doi.org/10.1109/CLEOE-IQEC.2013.6800738>]
- [Blu13b] G. Blume, O. Nedow, D. Feise, J. Pohl und K. Paschke, *Monolithic 626 nm single-mode AlGaInP DBR diode laser*, Optics Express **21** (18), 21677 (2013).
- [Blu13c] G. Blume, M. Schiemangk, J. Pohl, D. Feise, P. Ressel, B. Sumpf, A. Wicht und K. Paschke, *Narrow Linewidth of 633-nm DBR Ridge-Waveguide Lasers*, IEEE Photonics Technology Letters **25** (6), 550 (2013), ISSN 1041-1135.
- [Bou92a] D. Bour, D. Treat, R. Thornton, T. Paoli, R. Bringans, B. Krusor, R. Geels, D. Welch und T. Wang, *Low threshold $Ga_xIn_{1-x}P/(Al_yGa_{1-y})_{0.5}In_{0.5}P$ strained quantum well lasers*, Journal of Crystal Growth **124** (1-4), 751 (1992), ISSN 0022-0248.
- [Bou92b] D. P. Bour, D. W. Treat, R. L. Thornton, T. L. Paoli, R. D. Bringans, B. S. Krusor, R. S. Geels, D. F. Welch und T. Y. Wang, *Low threshold, 633 nm, single tensile-strained quantum well $Ga_{0.6}In_{0.4}P/(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ laser*, Applied Physics Letters **60** (16), 1927 (1992).
- [Bou93] D. P. Bour, T. L. Paoli, R. L. Thornton, D. W. Treat, Y. S. Park und P. S. Zory, *Polarized electroluminescence spectra of $Ga_xIn_{1-x}P/(Al_{0.6}Ga_{0.4})_{0.5}In_{0.5}P$ quantum wells*, Applied Physics Letters **62** (26), 3458 (1993).
- [Bou94a] D. Bour, R. Geels, D. Treat, T. Paoli, F. Ponce, R. Thornton, B. Krusor, R. Bringans und D. Welch, *Strained $Ga_xIn_{1-x}P/(AlGa)_{0.5}In_{0.5}P$ heterostructures and quantum-well laser diodes*, IEEE Journal of Quantum Electronics **30** (2), 593 (1994), ISSN 0018-9197.
- [Bou94b] D. Bour, D. Treat, K. Beernink, B. Krusor, R. Geels und D. Welch, *610-nm band AlGaInP single quantum well laser diode*, IEEE Photonics Technology Letters **6** (2), 128 (1994), ISSN 1041-1135.
- [Bra01] F. Braun, *Drahtlose Telegraphie durch Wasser und Luft*, Veit & Comp, Leipzig (1901).

- [Bra00] U. Brauch, P. Loosen und H. Opower, *High-Power Diode Lasers*, Kapitel High-Power Diode Lasers for Direct Applications, S. 302–368, Springer (2000).
- [Cha05] I. Charamisinau, G. Happawana, G. Evans, J. Kirk, D. Bour, A. Rosen und R. Hsi, *High-power semiconductor red laser arrays for use in photodynamic therapy*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **11** (4), 881 (2005), ISSN 1077-260X.
- [Che95] A. Chelnokov, J.-M. Lourtioz und P. Gavrilovic, *Numerical modeling of the spatial and spectro-temporal behavior of wide-aperture unstable resonator semiconductor lasers*, IEEE Photonics Technology Letters **7** (8), 863 (1995), ISSN 1041-1135.
- [Cho88] T. Chong und K. Kishino, *660 nm wavelength GaInAsP/AlGaAs distributed feedback lasers*, Electronics Letters **24** (7), 416 (1988), ISSN 0013-5194.
- [Cho99] W. W. Chow und S. W. Koch, *Semiconductor-Laser Fundamentals*, Springer (1999).
- [Col95] L. Coldren und S. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, John Wiley & Sons, 1. Ausgabe (1995).
- [Coz13] F. Cozijn, J. Biesheuvel, A. S. Flores, W. Ubachs, G. Blume, A. Wicht, K. Paschke, G. Erbert und J. C. J. Koelemeij, *Laser cooling of beryllium ions using a frequency-doubled 626 nm diode laser*, Optics Letters **38** (13), 2370 (2013).
- [Cru12] P. Crump, O. Brox, F. Bugge, J. Fricke, C. Schultz, M. Spreemann, B. Sumpf, H. Wenzel und G. Erbert, *Advances in Semiconductor Lasers*, Volume 86 von *Semiconductors and Semimetals*, Kapitel High-Power, High-Efficiency Monolithic Edge-Emitting GaAs-Based Lasers with Narrow Spectral Widths, S. 49 – 91, Elsevier (2012).
[<http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-391066-0.00002-2>]
- [Cty02] J. Ctyroky, S. Helfert, R. Pregla, P. Bienstman, R. Baets, R. De Ridder, R. Stoffer, G. Klaasse, J. Petracek, P. Lalanne, J. P. Hugonin und R. M. De La Rue, *Bragg waveguide grating as a 1D photonic band gap structure: COST 268 modelling task*, Optical and Quantum Electronics **34** (5), 455 (2002).
- [Ebe92] K. J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik*, Springer, 2. Ausgabe (1992).
- [Edw06] G. T. Edwards, D. I. Westwood und P. M. Smowton, *Selective etching of AlGaInP laser structures in a BCl₃/Cl₂ inductively coupled plasma*,

- Semiconductor Science and Technology **21** (4), 513 (2006), ISSN 0268-1242.
- [Edw07] G. T. Edwards, A. Sobiesierski, D. I. Westwood und P. M. Smowton, *Fabrication of high-aspect-ratio, sub-micron gratings in AlGaInP/GaAs laser structures using a BCl₃/Cl₂/Ar inductively coupled plasma*, Semiconductor Science and Technology **22** (9), 1010 (2007), ISSN 0268-1242.
- [Edw08] G. Edwards, P. Smowton und D. Westwood, *Dry Etching of Anisotropic Microstructures for Distributed Bragg Reflectors in AlGaInP/GaAs Laser Structures*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **14** (4), 1098 (2008), ISSN 1077-260X.
- [Eic10] J. Eichler und H. J. Eichler, *Laser – Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*, Springer, 7. Ausgabe (2010).
- [Ein16] A. Einstein, *Strahlungs-Emission und -Absorption nach der Quantentheorie*, in *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Berlin*, Volume 18, S. 318–323, DPG (1916).
- [Ein17] Einstein, *Zur Quantentheorie der Strahlung*, Physikalische Zeitschrift **18**, 121 (1917).
- [Ell06] S. N. Elliott, P. M. Smowton und G. Berry, *Optimisation of high power AlGaInP laser diodes for optical storage applications*, IEE Proceedings of Optoelectronics **153** (6), 321 (2006).
- [Ell10] S. N. Elliott, P. M. Smowton, M. Ziegler, J. W. Tamm und U. Zeimer, *Time resolved studies of catastrophic optical mirror damage in red-emitting laser diodes*, Journal of Applied Physics **107**, 123116 (2010).
- [Erb00] G. Erbert, A. Bärwolff, J. Sebastian und J. Tamm, *High-Power Diode Lasers*, Kapitel High-Power Broad-Area Diode Lasers and Laser Bars, S. 172–223, Springer (2000).
- [Fei06] D. Feise, *Quantenpunktstrukturen für zukünftige Speicherbauelemente*, Diplomarbeit, Technische Universität Berlin (2006).
- [Fei10] D. Feise, G. Blume, H. Dittrich, C. Kaspari, K. Paschke und G. Erbert, *High-brightness 635-nm tapered diode lasers with optimized index guiding*, in M. S. Zediker (Herausgeber), *High-Power Diode Laser Technology and Applications VIII, Proc. SPIE*, Volume 7583, S. 75830V–1–12, SPIE, San Francisco, California, USA (2010).

- [Fei11] D. Feise, G. Blume, C. Kaspari, K. Paschke und G. Erbert, *Variation of refractive index step of 635 nm ridge waveguide lasers for optimized index guiding*, in S. Zediker (Herausgeber), *High-Power Diode Laser Technology and Applications IX, Proc. SPIE*, Volume 7918, S. 791812–1–9, SPIE, San Francisco, California, USA (2011). [<http://dx.doi.org/10.1117/12.873397>]
- [Fei12a] D. Feise, W. John, G. Blume, C. Kaspari, J. Fricke, K. Paschke und G. Erbert, *Red-emitting diode lasers with internal surface DBR gratings*, in A. A. Belyanin und P. M. Smowton (Herausgeber), *Novel In-Plane Semiconductor Lasers XI, Proc. SPIE*, Volume 8277, S. 827708–1–11, SPIE, San Francisco, California, USA (2012). [<http://dx.doi.org/10.1117/12.906737>]
- [Fei12b] D. Feise, W. John, F. Bugge, G. Blume, T. Hassoun, J. Fricke, K. Paschke und G. Erbert, *96 mW longitudinal single mode red-emitting DBR ridge waveguide laser with tenth order surface gratings*, *Optics Letters* **37** (9), 1532 (2012).
- [Fei12c] D. Feise, W. John, F. Bugge, C. Fiebig, G. Blume und K. Paschke, *High-spectral-radiance, red-emitting tapered diode lasers with monolithically integrated distributed Bragg reflector surface gratings*, *Optics Express* **20** (21), 23374 (2012).
- [Fei13a] D. Feise, G. Blume, W. John, J. Pohl, B. Sumpf, H. Thiem, M. Reggentin, J. Wiedmann und K. Paschke, *Investigation of design parameters of 633 nm diode lasers with internal surface gratings for narrow spectral linewidth*, in *The European Conference on Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-IQEC)* (2013). [<http://dx.doi.org/10.1109/CLEOE-IQEC.2013.6800744>]
- [Fei13b] D. Feise, G. Blume, J. Pohl, B. Sumpf, H. Thiem, M. Reggentin, J. Wiedmann und K. Paschke, *Sub-MHz linewidth of 633 nm diode lasers with internal surface DBR gratings*, in A. A. Belyanin und P. M. Smowton (Herausgeber), *Novel In-Plane Semiconductor Lasers XII, Proc. SPIE*, Volume 8640, S. 86400A–1–9, SPIE, San Francisco, California, USA (2013). [<http://dx.doi.org/10.1117/12.2002474>]
- [Fei13c] D. Feise, C. Fiebig, G. Blume, J. Pohl, B. Eppich und K. Paschke, *High-power, red-emitting DBR-TPL for possible 3d holographic or volumetric displays*, in L.-C. Chien, S.-D. Lee und M. H. Wu (Herausgeber), *Advances in Display Technologies III, Proc. SPIE*, Volume 8643, S. 864307–1–9, SPIE, San Francisco, California, USA (2013).

[<http://dx.doi.org/10.1117/12.2002468>]

- [Fie10] C. Fiebig, V. Z. Tronciu, M. Lichtner, K. Paschke und H. Wenzel, *Experimental and numerical study of Distributed-Bragg-Reflector tapered lasers*, Applied Physics B: Lasers and Optics **99** (1-2), 209 (2010).
- [Fie13] C. Fiebig, *Diodenlaser mit Trapezstruktur und hoher Brillanz für die Realisierung einer Frequenzkonversion auf einer mikro-optischen Bank*, Doktorarbeit, Technische Universität Berlin (2013).
[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn:nbn:de:kobv:83-opus4-44928>]
- [Fou11] H. Fouckhardt, *Halbleiterlaser*, Vieweg+Teubner Verlag, 1. Ausgabe (2011).
- [Fra01] G. Franz, *Damage in III/V semiconductors caused by hard- and soft-etching plasmas*, Journal of Vacuum Science and Technology A **19** (3), 762 (2001).
- [Fri12] J. Fricke, W. John, A. Klehr, P. Ressel, L. Weixelbaum, H. Wenzel und G. Erbert, *Properties and fabrication of high-order Bragg gratings for wavelength stabilization of diode lasers*, Semiconductor Science and Technology **27** (5), 055009 (2012), ISSN 0268-1242.
- [Gau95] H.-P. Gauggel, C. Geng, H. Schweizer, F. Barth, J. Hommel, R. Winterhoff und F. Scholz, *Fabrication and operation of first-order GaInP/AlGaInP DFB lasers at room temperature*, Electronics Letters **31** (5), 367 (1995), ISSN 0013-5194.
- [Gau97a] H.-P. Gauggel, H. Artmann, C. Geng, F. Scholz und H. Schweizer, *Wide-range tunability of GaInP-AlGaInP DFB lasers with superstructure gratings*, IEEE Photonics Technology Letters **9** (1), 14 (1997), ISSN 1041-1135.
- [Gau97b] H.-P. Gauggel, J. Kuhn, C. Jerichow, C. Geng, F. Scholz und H. Schweizer, *Low threshold CW operation of GaInP/AlGaInP DFB lasers at 680 nm*, Electronics Letters **33** (16), 1385 (1997), ISSN 0013-5194.
- [Gau97c] H.-P. Gauggel, R. Winterhoff, J. Kuhn, F. Scholz und H. Schweizer, *Room temperature operation of single-mode DBR lasers at 635 nm*, Electronics Letters **33** (17), 1466 (1997), ISSN 0013-5194.
- [Gor54] J. P. Gordon, H. J. Zeiger und C. H. Townes, *Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH₃*, Physical Review **95** (1), 282 (1954).
- [Hag99] M. Hagberg, B. Pezeshki, S. Zou, M. Zelinski und E. Kolev, *90 mW 660 nm distributed feedback lasers*, Electronics Letters **35** (12), 980 (1999), ISSN 0013-5194.

- [Hal62] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys und R. O. Carlson, *Coherent Light Emission From GaAs Junctions*, Physical Review Letters **9** (9), 366 (1962).
- [Hay70] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy und S. Sumski, *Junction lasers which operate continuously at room temperature*, Applied Physics Letters **17** (3), 109 (1970).
- [Hen82] C. Henry, *Theory of the linewidth of semiconductor lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics **18** (2), 259 (1982), ISSN 0018-9197.
- [Her88] H. R. Hertz, *Über Strahlen elektrischer Kraft*, in *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin* (1888).
- [Her05] E. Hering, *Photonik: Grundlagen, Technologie und Anwendung*, Springer, 1. Ausgabe (2005).
- [Hol62] N. Holonyak, Jr. und S. F. Bevacqua, *Coherent (Visible) Light Emission from Ga(As_{1-x}P_x) Junctions*, Applied Physics Letters **1** (4), 82 (1962).
- [Ima05] D. Imanishi, Y. Sato, K. Naganuma, S. Ito und S. Hirata, *7 W operation of 644 nm wavelength laser diode arrays with index-guided structure*, Electronics Letters **41** (21), 1172 (2005), ISSN 0013-5194.
- [Jae93] H. Jaeckel, G. Bona, H. Richard, P. Roentgen und P. Unger, *Reliable 1.2 W CW red-emitting (Al)GaInP diode laser array with AlGaAs cladding layers*, Electronics Letters **29** (1), 101 (1993), ISSN 0013-5194.
- [Jan92] D.-H. Jang, Y. Kaneko und K. Kishino, *Shortest wavelength (607 nm) operations of GaInP/AlInP distributed Bragg reflector lasers*, Electronics Letters **28** (4), 428 (1992), ISSN 0013-5194.
- [Jan06] M. Jansen, B. D. Cantos, G. P. Carey, R. Dato, G. Giaretta, S. Hallstein, W. R. Hitchens, D. Lee, A. Mooradian, R. F. Nabiev, G. Niven, A. V. Shchegrov, A. Umbrasas und J. P. Watson, *Visible Laser and Laser Array Sources for Projection Displays*, in L.-C. Chien (Herausgeber), *Liquid Crystal Materials, Devices, and Applications XI, Proc. SPIE*, Volume 6135, S. 61350T–1–6, SPIE, SPIE (2006). [<http://dx.doi.org/10.1117/12.651157>]
- [Jav61] A. Javan, J. Bennett, W. R. und D. R. Herriott, *Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture*, Physical Review Letters **6** (3), 106 (1961).
- [Kas08] C. Kaspari, M. Zorn, M. Weyers und G. Erbert, *Growth parameter optimization of the GaInP/AlGaInP active zone of 635 nm red laser diodes*, Journal of Crystal Growth **310**, 5175 (2008).

- [Kaw87] S. Kawata, H. Fujii, K. Kobayashi, A. Gomyo, I. Hino und T. Suzuki, *Room-temperature continuous-wave operation of a 640 nm AlGaInP visible-light semiconductor laser*, Electronics Letters **23** (24), 1327 (1987), ISSN 0013-5194.
- [Kin02] T. Kinder und K.-D. Salewski, *Absolute distance interferometer with grating-stabilized tunable diode laser at 633 nm*, Journal of Optics A: Pure and Applied Optics **4** (6), S364 (2002), ISSN 1464-4258.
- [Koc12] S. Koch, W. Garen, F. Hegedüs, W. Neu, R. Reuter und U. Teubner, *Time-resolved measurements of shock-induced cavitation bubbles in liquids*, Applied Physics B **108** (2), 345 (2012), ISSN 0946-2171.
- [Kor90] M. Korn, T. Korfer, A. Forchel und P. Roentgen, *Fabrication and optical characterisation of first order DFB GaInP/AlGaInP laser structures at 639 nm*, Electronics Letters **26** (9), 614 (1990), ISSN 0013-5194.
- [Kro63] H. Kroemer, *A proposed class of hetero-junction injection lasers*, Proceedings of the IEEE **51** (12), 1782 (1963), ISSN 0018-9219.
- [Lam94] R. M. Lammert, T. Cockerill, D. Forbes, G. Smith und J. Coleman, *Submilliampere threshold buried-heterostructure InGaAs/GaAs single quantum well lasers grown by selective-area epitaxy*, IEEE Photonics Technology Letters **6** (9), 1073 (1994), ISSN 1041-1135.
- [Lei08] N. Leister, A. Schwerdtner, G. Fütterer, S. Buschbeck, J.-C. Olaya und S. Flon, *Full-color interactive holographic projection system for large 3D scene reconstruction*, in L.-C. Chien (Herausgeber), *Emerging Liquid Crystal Technologies III, Proc. SPIE*, Volume 6911, S. 69110V, SPIE (2008). [<http://dx.doi.org/10.1117/12.761713>]
- [Lic97] N. Lichtenstein, H.-P. Gauggel, C. Geng, F. Scholz und H. Schweizer, *Monolithically integrated DFB-MOPA at 670 nm wavelength*, in *Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1997. LEOS '97 10th Annual Meeting. Conference Proceedings., IEEE*, Volume 1, S. 83–84 (1997). [<http://dx.doi.org/10.1109/LEOS.1997.630528>]
- [Lin04] N. Linder, R. Butendeich, C. Karnutsch, W. Schmid, S. Tautz, K. Streubel, S. Rurlander, H. Schweizer und F. Scholz, *900 mW continuous wave operation of AlInGaP tapered lasers and superluminescent diodes at 640 nm*, in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), CMJ1, OSA*, OSA (2004), 18. - 20.05.2004, San Francisco.

[<http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=CLEO-2004-CMJ1>]

- [Lu97] B. Lu, J. Osinski und R. Lang, *400 mW continuous-wave diffraction limited flared unstable resonator laser diode at 635 nm*, Electronics Letters **33** (19), 1633 (1997), ISSN 0013-5194.
- [Mai60] T. H. Maiman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187** (4736), 493 (1960).
- [Mai09] M. Maiwald, H. Schmidt, B. Sumpf, G. Erbert, H.-D. Kronfeldt und G. Tränkle, *Microsystem 671 nm light source for shifted excitation Raman difference spectroscopy*, Applied Optics **48** (15), 2789 (2009).
- [Mai13] M. Maiwald, J. Fricke, A. Ginolas, J. Pohl, B. Sumpf, G. Erbert und G. Tränkle, *Dual-wavelength monolithic Y-branch distributed Bragg reflection diode laser at 671 nm suitable for shifted excitation Raman difference spectroscopy*, Laser & Photonics Reviews **7** (2013), ISSN 1863-8899.
- [Maw98] L. Mawst, H. Yang, M. Nesnidal, A. Al-Muhanna, D. Botez, T. Vang, F. Alvarez, und R. Johnson, *High-power, single-mode, Al-free InGaAs(P)/InGaP/GaAs distributed feedback diode lasers*, Journal of Crystal Growth **195** (1-4), 609 (1998), ISSN 0022-0248.
- [Max65] J. C. Maxwell, *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London **155**, 459 (1865).
- [McN86] S. C. McNevin, *Chemical etching of GaAs and InP by chlorine: The thermodynamically predicted dependence on Cl₂ pressure and temperature*, Journal of Vacuum Science and Technology B **4** (5), 1216 (1986).
- [Mer91] L. Mercer, *1/f frequency noise effects on self-heterodyne linewidth measurements*, Journal of Lightwave Technology **9** (4), 485 (1991), ISSN 0733-8724.
- [Mes08] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, Vieweg+Teubner Verlag, 3. Ausgabe (2008).
- [Mil88] P. W. Milonni und J. H. Eberly, *Laser Physics*, John Wiley & Sons (1988).
- [Mos92] A. Moser und E. E. Latta, *Arrhenius parameters for the rate process leading to catastrophic damage of AlGaAs-GaAs laser facets*, Journal of Applied Physics **71** (10), 4848 (1992).
- [Nis10] T. Nishida, N. Shimada, K. Ono, T. Yagi und A. Shima, *Highly Reliable 637-639 nm Red High-Power LDs for Displays*, in M. S. Zediker (Herausgeber), *High-Power Diode Laser Technology and Applications*

- VIII, *Proc. SPIE*, Volume 7583, S. 758303–1—9, SPIE (2010).
[<http://dx.doi.org/10.1117/12.842812>]
- [Ohn10] T. Ohno, M. Takiguchi, K. Wakabayashi, H. Uchida, K. Naganuma, M. Ohara, S. Ito und S. Hirata, *Characteristics of red-emitting broad area stripe laser diodes with zinc diffused window structures*, in M. S. Zediker (Herausgeber), *High-Power Diode Laser Technology and Applications VIII, Proc. SPIE*, Volume 7583, S. 75830W–1–11 (2010).
[<http://dx.doi.org/10.1117/12.840818>]
- [OI05] Ondax-Inc., *Volume Holographic Gratings (VHG)*, whitepaper (2005).
[<http://www.ondax.com/Downloads/Publications/whitepaper-VHG.pdf>]
- [Osi98] J. S. Osinski, B. Lu, H. Zhao und B. Schmitt, *High power continuous-wave operation of 630 nm-band laser diode arrays*, *Electronics Letters* **34** (24), 2336 (1998).
- [Pet79] K. Petermann, *Calculated Spontaneous Emission Factor for Double-Heterostructure Injection Lasers with Gain-Induces Waveguiding*, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **15** (7), 566 (1979).
- [Pez96] B. Pezeshki, J. Osinski, H. Zhao, A. Mathur und T. Koch, *GaInP/AlGaInP 670 nm singlemode DBR laser*, *Electronics Letters* **32** (24), 2241 (1996), ISSN 0013-5194.
- [Pez97] B. Pezeshki, S. Osinski, M. Zelinski, S. O'Brien und A. Mathur, *660 nm 250 mW GaInP/AlInP monolithically integrated master oscillator power amplifier*, *Electronics Letters* **33** (15), 1314 (1997), ISSN 0013-5194.
- [Pez98] B. Pezeshki, M. Zelinski, H. Zhao und V. Agrawal, *40-mW 650-nm distributed feedback lasers*, *IEEE Photonics Technology Letters* **10** (1), 36 (1998), ISSN 1041-1135.
- [Pez99] B. Pezeshki, M. Hagberg, M. Zelinski, S. DeMars, E. Kolev und R. Lang, *400-mW single-frequency 660-nm semiconductor laser*, *IEEE Photonics Technology Letters* **11** (7), 791 (1999), ISSN 1041-1135.
- [Pez00] B. Pezeshki, M. Hagberg, B. Lu, M. Zelinski, S. Zou und E. I. Kolev, *High-power and diffraction-limited red lasers*, in L. J. Mawst und R. U. Martinelli (Herausgeber), *In-Plane Semiconductor Lasers IV, Proc. SPIE*, Volume 3947, S. 80–90, SPIE, San Jose, CA, USA (2000).
[<http://dx.doi.org/10.1117/12.382085>]
- [Poh05] U. W. Pohl und D. Bimberg, *Encyclopedia of Physics*, Kapitel Quantum Structures in Semiconductors, S. 2138, Wiley-VCH, 3. Ausgabe (2005).

- [Rad11] M. Radziunas, K.-H. Hasler, B. Sumpf, T. Q. Tien und H. Wenzel, *Mode transitions in distributed Bragg reflector semiconductor lasers: experiments, simulations and analysis*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **44** (10), 105401 (2011), ISSN 0953-4075.
- [Res02] P. Ressel und G. Erbert, *Verfahren zur Passivierung der Spiegelflächen von optischen Halbleiterbauelementen* (2002), Patent DE10221952.
- [Res05] P. Ressel, G. Erbert, U. Zeimer, K. Häusler, G. Beister, B. Sumpf, A. Klehr und G. Tränkle, *Novel passivation process for the mirror facets of Al-free active-region high-power semiconductor diode lasers*, IEEE Photonics Technology Letters **17** (5), 962 (2005), ISSN 1041-1135.
- [Rus09] P. Russer, *Ferdinand Braun – A pioneer in wireless technology and electronics*, in *European Microwave Conference, 2009; EuMC 2009*, S. 547–554 (2009). [<http://ieeexplore.ieee.org/xpl/articleDetails.jsp?arnumber=5296324>]
- [Sch58] A. L. Schawlow und C. H. Townes, *Infrared and Optical Masers*, Physical Review **112** (6), 1940 (1958).
- [Sch01] R. Schreiner, M. Mulet, H. Guggel, H. Schweizer, C. Laue und R. Wallenstein, *Dynamic and spectral properties of red DFB lasers*, in *Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO '01*, S. 81–82 (2001). [<http://dx.doi.org/10.1109/CLEO.2001.947498>]
- [Sen03] D. Sengupta und T. Sarkar, *Maxwell, Hertz, the Maxwellians, and the early history of electromagnetic waves*, IEEE Antennas and Propagation Magazine **45** (2), 13 (2003), ISSN 1045-9243.
- [Shi05] K. Shibata, Y. Yoshida, M. Sasaki, K. Ono, J.-I. Horie, T. Yagi und T. Nishimura, *High-power 660-nm laser diodes for recordable dual layer DVDs*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **11** (5), 1193 (2005), ISSN 1077-260X.
- [Shi11] D. Shin und B. Kim, *A laser interferometer encoder with two micromachined gratings generating phase-shifted quadrature*, Journal of Micromechanics and Microengineering **21** (8), 085036 (2011).
- [Smi31] T. Smith und J. Guild, *The C.I.E. colorimetric standards and their use*, Transactions of the Optical Society **33** (3), 73 (1931), ISSN 1475-4878.
- [Spi11] S. Spießberger, *Compact Semiconductor-Based Laser Sources with Narrow Linewidth and High Output Power*, Doktorarbeit, Technische Universität Berlin (2011). [<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn:nbn:de:kobv:83-opus-36604>]

- [Sum07a] H. Sumitomo, S. Kajiyama, H. Oguri, T. Sakashita, T. Yamamoto, K. Nakao, S. Domoto, M. Ueda, H. Amano, H. Satoyoshi, T. Kita und S. Izumi, *Uniform and High-Power Characteristics of AlGaInP-Based Laser Diodes With 4-Inch-Wafer Process Technology*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **13** (5), 1170 (2007), ISSN 1077-260X.
- [Sum07b] B. Sumpf, M. Zorn, R. Staske, J. Fricke, A. Ginolas, K. Häusler, W. Pittroff, P. Ressel, G. Erbert, M. Weyers und G. Tränkle, *650-nm InGaP Broad Area Lasers With 5000-h Reliable Operation at 600 mW*, IEEE Photonics Technology Letters **19** (2), 118 (2007), ISSN 1041-1135.
- [Sum07c] B. Sumpf, M. Zorn, R. Staske, J. Fricke, P. Ressel, A. Ginolas, K. Paschke, G. Erbert, M. Weyers und G. Tränkle, *3-W Broad Area Lasers and 12-W Bars With Conversion Efficiencies up to 40% at 650 nm*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **13** (5), 1188 (2007).
- [Sum11] B. Sumpf, J. Fricke, P. Ressel, M. Zorn, G. Erbert und G. Tränkle, *20 000 h reliable operation of 100 μ m stripe width 650 nm broad area lasers at more than 1.1 W output power*, Semiconductor Science and Technology **26** (10), 105011 (2011).
- [Sze07] S. M. Sze und K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, 3. Ausgabe (2007).
- [Ung92] P. Unger, P. Roentgen und G. Bona, *Junction-side up operation of (Al)GaInP lasers with very low threshold currents*, Electronics Letters **28** (16), 1531 (1992), ISSN 0013-5194.
- [Ung93] P. Unger, G.-L. Bona, R. Germann, P. Roentgen und D. Webb, *Low-threshold strained GaInP quantum-well ridge lasers with AlGaAs cladding layers*, IEEE Journal of Quantum Electronics **29** (6), 1880 (1993), ISSN 0018-9197.
- [Ung00] P. Unger, *High-Power Diode Lasers*, Kapitel Introduction to Power Diode Lasers, S. 1–54, Springer (2000).
- [Ver92] M. Vernon, T. R. Hayes und V. M. Donnelly, *Intrinsic Mechanism Of Smooth And Rough Morphology In Etching Of InP By Cl₂ Determined By Infrared-Laser Interferometry*, Journal of Vacuum Science and Technology A **10** (6), 3499 (1992).
- [Wea] S. Weart, *Bright Idea: The First Lasers*. [<http://www.aip.org/history/exhibits/laser/>]
- [Wen] H. Wenzel, *Bandstrukturberechnungen von rot-emittierenden Epitaxistrukturen*, unveröffentlicht.

- [Wen06] H. Wenzel, R. Güther, A. Shams-Zadeh-Amiri und P. Bienstman, *A comparative study of higher order Bragg gratings: coupled-mode theory versus mode expansion modeling*, IEEE Journal of Quantum Electronics **42** (1), 64 (2006).
- [Wey00] M. Weyers, A. Bhattacharya, F. Bugge und A. Knauer, *High-Power Diode Lasers*, Kapitel Epitaxy of High-Power Diode Laser Structures, S. 82–120, Springer (2000).
- [Whi62] A. D. White und J. D. Rigden, *Continuous Gas Maser Operation In Visible*, in *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, Volume 50, S. 1697 (1962).
- [Whi66] A. D. White, E. I. Gordon und J. D. Rigden, *Output Power of A 6328-Å Gas Maser*, IEEE Journal of Quantum Electronics **2** (3), 62 (1966).
- [Yag03] T. Yagi, H. Nishiguchi, Y. Yoshida, M. Miyashita, M. Sasaki, Y. Sakamoto, K.-I. Ono und Y. Mitsui, *High-Power High-Efficiency 660-nm Laser Diodes for DVD-R/RW*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **9** (5), 1260 (2003).
- [Zor99] M. Zorn, P. Kurpas, A. I. Shkrebtii, B. Junno, A. Bhattacharya, K. Knorr, M. Weyers, L. Samuelson, J. T. Zettler und W. Richter, *Correlation of InGaP(001) surface structure during growth and bulk ordering*, Physical Review B **60** (11), 8185 (1999).
- [Zor07] M. Zorn, H. Wenzel, U. Zeimer, B. Sumpf, G. Erbert und M. Weyers, *High-power red laser diodes grown by MOVPE*, Journal of Crystal Growth **298**, 667 (2007).

Abbildungsnachweis

Die nachfolgenden Abbildungen sind in Kooperation mit folgenden Kollegen entstanden und folgendermaßen markiert:

① G. Blume (Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik)

- Abb. 5.12: Spektrum von 7,5 μm breiten DBR-RWL mit 700 μm langen Gittersektionen mit Gitterperioden $\Lambda = 968, 972, 976, 980 \text{ nm}$ bei einer Temperatur von 15 °C unter gepulster Anregung (100 μs ; 250 kHz); Wafer A2297-6-2; sowie deren P - I -Kennlinie bei einer Temperatur von 20 °C unter gepulster Anregung (1 μs ; 5 kHz)
- Abb. 6.3: Leistungs-Stromstärke-Kennlinien von DBR-RWL mit $\Lambda = 976 \text{ nm}$ und $R_f = 1; 32\%$ sowie RW-Breiten $w_{\text{RW}} = 5; 7,5 \mu\text{m}$ bei $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$
- Abb. 6.6: P - U - I -Kennlinien von 7,5 μm breiten RWL ($R_f = 32\%$) mit 500 μm langen DBR-Gittersektionen der ersten; zweiten und dritten Generation (Gitterperioden $\Lambda = 976; 973; 973 \text{ nm}$)
- Abb. 6.7: Nah- und Fernfeldverteilung zweier DBR-RWL ($R_f = 1\%$) mit unterschiedlichen RW-Breiten
- Abb. 6.8: Spektrum der Spontanemission eines FP-Lasers unterhalb der Laserschwelle, Bestimmung der Zentralwellenlänge über einen Gauß-Fit sowie Intensitätspeaks dreier DBR-RWL ($w_{\text{RW}} = 7,5 \mu\text{m}$) mit Gitterperiode $\Lambda = 972; 976; 980 \text{ nm}$ und Frontfacetten-Reflektivität $R_f = 1\%$ bei $I_{\text{RW}} = 300 \text{ mA}$ sowie farbcodierte Darstellung der opt. Ausgangsintensität dreier DBR-RWL mit Gitterperiode $\Lambda = 972; 976; 980 \text{ nm}$ über Emissionswellenlänge und RW-Stromstärke ($R_f = 1\%$)
- Abb. 6.9: Spektrum der Spontanemission eines FP-Lasers unterhalb der Laserschwelle sowie Intensitätspeaks dreier DBR-RWL ($w_{\text{RW}} = 7,5 \mu\text{m}$) mit Gitterperiode $\Lambda = 967; 970; 973 \text{ nm}$ und Frontfacetten-Reflektivität $R_f = 32\%$ bei $I_{\text{RW}} = 120 \text{ mA}$ sowie farbcodierte Darstellung der Ausgangsintensität dreier DBR-RWL mit Gitterperiode $\Lambda = 967; 970; 973 \text{ nm}$ über Emissionswellenlänge und RW-Stromstärke ($R_f = 32\%$)
- Abb. 6.10: Spektrum eines DBR-RWL ($R_f = 32\%$) mit einer Gitterperiode von $\Lambda = 973 \text{ nm}$ bei einem Pumpstrom von $I = 120 \text{ mA}$ bei $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$ zur Bestimmung der Seitenmodenunterdrückung

- ② M. Reggentin, H. Thiem (eagleyard Photonics GmbH) und G. Blume
(Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik)

Abb. 6.11: Schwebungssignal zweier DBR-RWL ($R_f = 32\%$; montiert auf AlN) mit $\Lambda = 967; 973$ nm bei Pumpströmen zwischen 100 und 160 mA

- ③ Chr. Fiebig, G. Blume (Ferdinand-Braun-Institut, Leibniz-Institut für Höchstfrequenztechnik)

Abb. 6.12: Leistungs-TA-Stromstärke-Kennlinie eines DBR- ($\Lambda = 976$ nm; $\lambda = 637,6$ nm; $I_{RW} = 80$ mA) und FP-TPL ($I_{RW} = 20$ mA) bei $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$ sowie Leistungs-TA-Stromstärke-Kennlinien des gleichen DBR-TPLs bei verschiedenen Wärmesenkentemperaturen

Abb. 6.13: Spektraler Verlauf der farbcodierten Ausgangsintensität über Emissionswellenlänge und TA-Strom eines FP-TPL bei $I_{RW} = 20$ mW sowie eines DBR-TPL mit $\Lambda = 972; 976; 980$ nm bei $I_{RW} = 80$ mW und $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$

Abb. 6.14: Spektrum von drei DBR-TPL mit $\Lambda = 972; 976; 980$ nm und einem FP-TPL bei 15°C

Abb. 6.15: Laterale Intensitätsverteilung von Nahfeld; Strahltaile; Fernfeld (v.l.n.r.) eines DBR-TPL mit $\Lambda = 976$ nm bei $I_{TA} = 2,3$ A und $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$; entspricht $P = 1$ W (AP1.1) und $M_{1/e^2}^2 = 1,2$ und $M_\sigma^2 = 4,6$

Abb. 6.16: Laterale Intensitätsverteilung in der Strahltaile des DBR-TPL mit $\Lambda = 976$ nm bei $I_{TA} = 1,3; 1,7; 2,2$ A (AP1.2) und des FP-TPL bei $I_{TA} = 1; 1,4$ (AP2.1); $1,7$ A (AP2.2) bei $T_{\text{Wärmesenke}} = 15^\circ\text{C}$

Danksagung

Dieses Manuskript ist, ebenso wie die zahlreichen Proben dieser Arbeit, durch viele Hände gegangen – ich bin all jenen, die sich damit beschäftigt haben und so zum Gelingen beigetragen haben, sehr dankbar. Die nachfolgend aufgeführten Personen waren am stärksten involviert, aber ich möchte mich auch bei allen anderen Unterstützern am Ferdinand-Braun-Institut, an der Technischen Universität Berlin und bei eagleyard Photonics bedanken für gute Gespräche, Tipps und beste Wünsche.

Ich bedanke mich sehr bei PROF. DR. MICHAEL KNEISSL für die langjährige, umfangreiche Betreuung, die freundliche Förderung und die Beratungen, die mir sehr geholfen haben, sowie die Begutachtung dieser Arbeit.

Mein aufrichtiger Dank geht an PROF. DR. GÜNTHER TRÄNKLE einerseits für sein großes Engagement, am FBH eine umfangreiche Infrastruktur zu schaffen, die diese Arbeit ermöglichte, andererseits für die vielen Jours fixes seiner interessierten Betreuung und für sein detailliertes Feedback zu dieser Arbeit sowie für das abschließende Gutachten.

PROF. DR. MARTIN R. HOFMANN danke ich für seine Bereitschaft, ebenfalls diese Arbeit zu begutachten, und für die weite und späte Reise, die er auf sich nahm.

Bei DR. GÖTZ ERBERT möchte ich mich für viele wertvolle Hinweise zu meiner Arbeit und diesem Manuskript bedanken.

Mein herzlicher Dank gilt insbesondere DR. BERND SUMPFF für seine Bereitschaft, sich dieses Manuskriptes anzunehmen, die hilfreichen Hinweise und auch sonst manch launiges Gespräch dies- und jenseits des Atlantiks.

Den *Epitaktikern* DR. FRANK BUGGE, JOHANNES POHL und DR. CHRISTIAN KASPARI bin ich dankbar für die vielen Epitaxieproben, die ich verarbeitet habe. Ich weiß, wieviel Arbeit drinsteckt.

DR. JÖRG FRICKE danke ich für die hilfreichen Tipps zu Oberflächengittern. Vielen in der Abteilung Prozeßtechnologie bin ich zu großem Dank verpflichtet, da dort ein Großteil meiner Arbeit stattgefunden hat. Ich danke dem Abteilungsleiter DR. OLAF KRÜGER für die engagierte Organisation des komplexen Reinraumbetriebes. Viele Mitarbeiter der Lithographie waren beteiligt, insbesondere MATHIAS MATALLA, KARINA ICKERT und JEAN-MARTELL KOCH – ihnen gilt mein Dank für ihre großartige Einsatzfreude. Ganz besonders dankbar bin ich allen in der Plasmatechnik, allen voran DR. WILFRED JOHN für die angenehme und unkomplizierte Zusammenarbeit. Die meisten der zahlreichen Ätzungen haben ADRIAN RUNGE, NATALIA SABELFELD und MARTIN THIEMANN durchgeführt –

vielen Dank für die zuverlässige Zusammenarbeit, die die Ergebnisse dieser Arbeit möglich machten.

HENDRICK THIEM, MATTHIAS REGGENTIN und DR. JÖRG WIEDMANN von eagleyard Photonics danke ich für die sympathische Kooperation beim HeNe-Ersatz-Projekt.

Meiner Gruppenleiterin, DR. KATRIN PASCHKE, danke ich sehr für Ihre tägliche Unterstützung, fast nie versiegende gute Laune und das Teambuilding der *BlueWomanGroup*.

Ganz besonders danke ich DR. GUNNAR BLUME für die angenehme Zusammenarbeit, die unzähligen Messungen an Laser *mitohne* Gittern, Tipps, Erklärungen und die chilligen Segeltörns und Grillabende.

Zudem danke ich dem *amateur de musique*, DR. CHRISTIAN FIEBIG, der jeden, auch rote DBR-Trapezlaser zum Laufen brachte und der weiteren Besetzung von Raum 314: DR. DANIEL JĘDRZEJCZYK und MIRKO FISCHER sowie allen aktuellen und ehemaligen Mitglieder der *BlueWomanGroup*. Wir hatten doch auch viel Spaß *along the way*.

Ich danke dem Sonderforschungsbereich 787 für die großzügige Unterstützung und die Mitgliedschaft im Graduiertenkolleg (*a.k.a.* School of Nanophotonics). Zu guter Letzt danke ich meiner Familie für die fortwährende Unterstützung – meinen Eltern, Brüdern und Schwiegereltern, die mich auch an Feiertagen oft hinter der *Klimperkiste* fanden.

Zuallermeist möchte ich mich bei meiner Frau MARION bedanken, deren Geduld ich oft auf eine harte Probe stellte. Danke für Deinen Rückhalt. Jetzt aber: „Isch over.“

Berlin im Juli 2015, David Feise