

Hochleistungsdiiodenlaser hoher spektraler Strahldichte mit geneigtem BRAGG-Gitter als Modenfilter (α -DFB-Laser)

vorgelegt von
Diplom-Physikerin
Katrin Paschke

von der Fakultät IV - Elektrotechnik und Informatik -
der Technischen Universität Berlin

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Christian Boit

Berichter: Prof. Dr. rer. nat. Günther Tränkle

Berichter: Prof. Dr.-Ing. Klaus Petermann

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 04. Januar 2006

Berlin 2006

D 83

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Ferdinand–Braun–Institut für Höchstfrequenztechnik in Berlin unter der Leitung von Prof. Dr. G. Tränkle angefertigt.

Zuallererst möchte ich mich bei Prof. Dr. G. Tränkle bedanken, der mich zu dieser Arbeit anregte und durch fachliche Anteilnahme und ausgiebige sowie kritische Diskussionen in vielen fachlichen Fragen unterstützte.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. K. Petermann für die Bereitschaft, die Aufgabe des Zweitberichters zu übernehmen.

Ausdrücklich bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. habil. R. Güther für die hervorragende Zusammenarbeit und die ständigen Denkanstöße, besonders zu neuartigen Lösungen, die entscheidend die Arbeit vorantrieben. Jederzeit stand er mir mit Rat und Tat in der Vielfalt der Themenbearbeitung, wie Theorie, Design, Interpretation der Resultate und deren Präsentation, zur Seite.

Herr Dr. J. Fricke lotete bereitwillig alle Möglichkeiten der Prozesstechnologie aus, um die vielen ausgefallenen Designwünsche zu erfüllen.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. A. Bogatov, Dr. A. Drakin und Herrn A. Strattonnikov vom Lebedev–Institut in Moskau, die einen großen Anteil an der Entwicklung des nichtlinearen Modells der α -DFB–Laser hatten.

Herrn Dr. H. Wenzel danke ich für die Ratschläge zur Gestaltung der Wellenleiterstrukturen und die Erläuterung physikalischer Prozesse in der aktiven Zone.

Herr Dr. G. Erbert und Herr Dr. J. Sebastian trugen mit ihren Erfahrungen über die Auswirkungen von Parameteränderungen und mit fördernder Einordnung in den technologischen Ablauf wesentlich zum Gelingen der Arbeit bei.

Allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Ferdinand Braun Institutes, die bisher unerwähnt blieben, mich aber in meiner Arbeit unterstützten, gilt ebenfalls mein herzlicher Dank. Nicht unerwähnt seien an dieser Stelle die Epitaxeure Herr Dr. A. Knauer und Herr Dr. F. Bugge, die durch ihren unermüdlichen Einsatz die Vertikalstrukturen der Laser zur Verfügung stellten, die später zu den erfreulichen Ergebnissen führten. Auch den Mitarbeitern der Abteilung Optoelektronik möchte ich für die persönliche und fachliche Unterstützung danken. Über Optimismus–Minima halfen sie mir mitunter mit Schokoriegeln hinweg. Jederzeit konnte ich auf ihre Hilfe zählen, unabhängig davon, ob es sich um die Analyse theoretischer Details, bestimmter Messungen oder um Reparaturen an meinem Auto handelte.

Schließlich gilt mein Dank meinen Kindern, die mir durch ihre Selbständigkeit Raum zum Arbeiten ließen.

Die Arbeiten zum α -DFB–Laser wurden von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unter dem Kennzeichen SE 954/1-(1+2) gefördert.

Zusammenfassung

Die Arbeit behandelt Hochleistungsdiodenlaser mit verteilter Rückkopplung für Wellenlängen im Bereich von $1\ \mu\text{m}$. In den Lasern ist ein BRAGG-Gitter integriert, dessen Gitterfurchen um einen kleinen Winkel α_G gegen die Facetten-Normale geneigt sind (α -DFB-Laser) und das sowohl als lateraler als auch als longitudinaler Modenfilter wirkt.

Zwei neu entwickelte Modellierungsverfahren für α -DFB-Laser werden dargestellt. Mit Hilfe des zweidimensionalen Vierwellen-Modells können optimale Varianten der Laser bestimmt werden. Das zweidimensionale nichtlineare Modell der Wellenausbreitung im α -DFB-Laser unter Einbeziehung der Ladungsträgerbilanz und der Wärme führt zum vollständigen Laserdesign, aus dem sämtliche Messgrößen berechnet werden können. In das Design fließen grundsätzlich neue Erkenntnisse ein, wie beispielsweise die Verluste der Moden höherer Ordnung in Abhängigkeit der Designparameter, tiefe Implantation in den Wellenleiter oder die Optimierung der Reflexionskoeffizienten an den Facetten der Laser.

Die speziell für den α -DFB-Laser entwickelten Herstellungstechnologien sowie die notwendige Aufbautechnik werden erläutert. Die Messtechnik wird an die Eigenschaften des α -DFB-Lasers angepasst, um die Messergebnisse wie Ausgangsleistung, Wirkungsgrad und spektrale sowie laterale Strahleigenschaften, mit den Modellierungsergebnissen zu vergleichen.

Die durch Modellierung gestützten systematischen experimentellen Untersuchungen des Einflusses der Designparameter, wie Resonatorlänge, Kontaktstreifenbreite, Reflexionskoeffizienten, Gitterperiode und Furchentiefe des integrierten BRAGG-Gitters auf die Lasereigenschaften führen zu optimalen Konfigurationen der Laser.

Die Beugungsmaßzahlen (M^2), der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Laser von beispielsweise $M^2 = 1,1$ bei einer emittierten optischen Leistung von einem Watt, sind mit den Angaben in der Literatur vergleichbar. Eine maximal erreichte Ausgangsleistung von $3\ \text{W}$ ($M^2 = 3,3$) der elektrisch gepumpten α -DFB-Laser für eine Wellenlänge von $1060\ \text{nm}$ entspricht einer Verdoppelung der bisher bekannten Werte. Die Filterung mittels geneigter BRAGG-Gitter führt bei anschwingenden höheren Moden im Hochleistungsbereich immer noch zu Emission sehr nahe an der Beugungsbegrenzung.

Die spektrale Strahldichte der entwickelten α -DFB-Laser von $14\ \text{GW} / (\text{cm}^2\ \text{sr}\ \text{nm})$ übertrifft die vergleichbarer Hochleistungslaser um mehr als eine Größenordnung. Die gemessene Halbwertsbreite des Spektrums von $6\ \text{pm}$ entspricht der Auflösungsgrenze des Spektrumanalysators.

Komplexere Laserstrukturen, wie der völlig neuartige Kreuzgitterlaser und der hybride „master oscillator power amplifier“ mit einem α -DFB-Laser als Pumplaser, zeigen ebenfalls beugungsbegrenzte Emission.

Executive Summary

This PhD thesis work treats high power laser diodes with distributed feed-back for wave lengths close to $1\mu\text{m}$. A Bragg grating is integrated into the lasers; the grooves of the grating are slanted towards the normal to the facet by an angle α_G (' α -DFB- laser'). The grating hereby acts as a mode filter both in the lateral and the longitudinal direction.

I present two modelling techniques for α -DFB lasers. With the help of the two-dimensional four wave model optimal variants of the lasers can be determined. The two-dimensional non-linear model for wave propagation in α -DFB lasers takes the balance of the carriers and the heat into account. It leads to the complete laser design from which all measured quantities can be computed. The basic new understanding includes for example of the damping of the higher order modes in dependence of the design parameters, the deep implantation into the wave guide, or reflection coefficients at the facets of the laser enter into the design.

The production technologies developed (particularly for this laser) and the necessary mounting techniques are described. The measuring technique is adapted to the properties of the α -DFB laser in order to compare the measurements such as optical power, efficiency, and spectral and lateral beam properties, to the modelling results.

Optimal configurations of the laser are achieved through a systematic, modelling-based experimental investigation of the influence of design parameters such as resonator length, width of the contact stripe, reflection coefficient, grating period, and groove depth of the Bragg-grating.

The lasers produced within the framework of this PhD thesis work reach a beam propagation ratio of e.g. $M^2 = 1.1$ at an emitted optical power of one Watt and are comparable to those in the literature. The maximum output power of 3 W ($M^2 = 3.3$) of the electrically pumped α -DFB lasers for a wave length of 1060 nm represents a doubling of the previously known values. The finding that the filtration through slanted Bragg gratings at higher order modes in the high power range still leads to emission close to the diffraction limit is of particular interest.

The spectral brightness of 14 GW/($\text{cm}^2\text{sr nm}$) for the α -DFB lasers developed here exceeds the comparable high power lasers by more than one order of magnitude. The measured half width of the spectrum of 6 pm is at the resolution limit of the spectral analyser.

More complex laser structures such as new lasers with cross grating and the hybrid master oscillator power amplifier with an α -DFB laser as a pumping laser also show diffraction limited emission.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Halbleiterlaser hoher Leistung und Strahldichte	11
2.1	Grundlegende Prinzipien von Halbleiterlaserdioden	11
2.1.1	Funktionsweise von Halbleiterlaserdioden	11
2.1.2	Grundzusammenhänge für einen Quantum-Well-Laser mit FABRY-PEROT-Resonator	13
2.2	Strahlqualität - Einführung der Beugungsmaßzahl und der spektralen Strahldichte .	16
2.3	Verschiedene Prinzipien für Hochleistungslaser hoher Strahlqualität	17
3	Modellierung des α-DFB-Lasers	21
3.1	Prinzip des α -DFB-Lasers	21
3.2	Zweidimensionales lineares Vierwellen-Modell	22
3.2.1	Modellbeschreibung	22
3.2.2	Laterale Modenverteilungen	26
3.2.3	Laterale Verluste für die longitudinale Modenausbreitung	27
3.2.4	Schwebungs-Verluste	28
3.2.5	Ermittlung von Design-Parametern des α -DFB-Lasers mit dem Vierwellen-Modell	29
3.2.5.1	Kontaktstreifenbreite	29
3.2.5.2	Neigungswinkel des Gitters	30
3.2.5.3	Koppelkoeffizient und Länge des Lasers	30
3.2.5.4	Zusammenfassung der Bestimmung der Geometrieparameter der α -DFB-Laserdiode aus dem Vierwellen-Modell	32
3.2.6	Ausbreitung der „Verlust“-Wellen	33
3.3	Zweidimensionales nichtlineares Modell der Wellenausbreitung im α -DFB-Laser unter Einbeziehung der Ladungsträgerbilanz und der Wärme	34
3.3.1	Berechnung der elektromagnetischen Feldverteilung durch Resonatorumläufe von gekoppelten Wellenpaaren	34
3.3.2	Quellterme zur Einbeziehung der Ladungsträger und Berücksichtigung der Wärme	37
3.3.3	Berechnung spektraler Eigenschaften	38
3.3.4	Vollständiges Design mit Hilfe des nichtlinearen Modells	40
3.3.4.1	Facettenbeschichtung	40

3.3.4.2	Erhöhung der Verluste außerhalb des Kontaktstreifens	41
4	α-DFB-Laser: Struktur, Herstellungstechnologie und Aufbau	43
4.1	Epitaxie und Materialcharakterisierung	43
4.1.1	Anforderung an die Epitaxiestrukturen und ihre Optimierung	43
4.1.2	Realisierte Epitaxiestrukturen	44
4.1.3	Materialcharakterisierung	45
4.2	Prozessierung	47
4.2.1	Gittererzeugung	49
4.2.1.1	Gitterformen	49
4.2.1.2	Übersicht der Gittererzeugung	49
4.2.1.3	Wafervorbehandlungen und Lackbeschichtung	50
4.2.1.4	Belichtung und Entwicklung	50
4.2.1.5	Übertragung der Struktur in den Halbleiter durch nasschemisches Ätzen	51
4.2.1.6	Lackentfernung und Reinigung	52
4.2.2	Technologische Schritte nach der zweiten Epitaxie	52
4.3	Montage	53
5	Messmethoden zur Charakterisierung der α-DFB-Laserdioden	55
5.1	Strahlcharakterisierung	55
5.1.1	Bestimmung der Ausbreitungseigenschaften der emittierten Strahlung	55
5.1.2	Experimenteller Aufbau und Messverfahren zur Bestimmung des Strahlausbreitungsparameters	59
5.1.3	Auflösungsvermögen und Fehlerabschätzung	61
5.1.3.1	Laterales Fernfeld	61
5.1.3.2	Laterales Nahfeld	62
5.1.3.3	Fehlerabschätzung des Strahlparameterproduktes	62
5.2	Leistungs-Strom-Charakteristik	63
5.3	Longitudinale Modenspektren	63
6	Lasereigenschaften: Vergleich zwischen Experiment und Theorie	65
6.1	Vergleich eines α -DFB-Lasers mit einem Broad-Area-Laser	65
6.2	Design-Parameter im Vergleich zwischen Modell und Experiment	68
6.2.1	Einfluss der Kontaktstreifenbreite	68
6.2.2	Variation des BRAGG-Winkels des Gitters	70
6.2.3	Einfluss des Koppelkoeffizienten auf die Lasereigenschaften	72
6.2.3.1	Änderung der Ätztiefe	72
6.2.3.2	Ergebnisse aus der Variation der Vertikalstruktur	74
6.2.4	Resonatorlänge	76
6.2.5	Variation der Facettenbeschichtung	79

6.2.6	Unterdrückung der Nebenmaxima im Nahfeld durch Implantation seitlich des Kontaktstreifens	81
6.2.7	Auswertung und Diskussion der Ergebnisse	86
6.3	Untersuchungen von Nichtlinearitäten und Kinks in den Kennlinien der α -DFB-Laser	87
6.4	Spektrales Verhalten der α -DFB-Laser in Abhängigkeit vom Strom und den Laserparametern	93
7	Weiterführende Laserstrukturen und Ausblick	99
7.1	α -DFB-Laser als „master oscillator“ in einem hybriden MOPA	99
7.2	Kreuzgitter-Laser	102
7.2.1	Wellenausbreitung und Verluste im Kreuzgitter-Laser	102
7.2.2	Design und Technologie des Kreuzgitter-Lasers	103
7.2.3	Ergebnisse zum Kreuzgitter-Laser	104
8	Zusammenfassung	109
	Häufig verwendete Abkürzungen und Symbole	110
	Literaturverzeichnis	113

Kapitel 1

Einleitung

Für viele Anwendungen in Medizin, Materialbearbeitung und Informationstechnik sind Halbleiterlaser mit hoher Leistung im Wattbereich und guten Fokussiereigenschaften erforderlich. Hochleistungs-Diodenlaser (HLDL) haben Vorteile durch hohen Wirkungsgrad, geringe Baugröße und einfache Ansteuerung.

Um gute Fokussiereigenschaften zu erhalten, liegt ein Schwerpunkt bei der Entwicklung von HLDL in der Erhöhung der emittierten Leistung und in der Verbesserung ihrer Feldverteilung im Querschnitt des Laserstrahls. Den optimalen Querschnitt hat dabei eine Grundmode-Verteilung, die einer GAUSSschen Form möglichst nahe kommt. Dann wird ein fast beugungsbegrenzter Strahl emittiert.

Laser mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlung sind zum Beispiel Laser mit Rippenwellenleiterstruktur (RW-Laser). Die Breite des aktiven Gebietes („Rippe“) ergibt sich hier aus der „cut-off“ Bedingung für lateral höhere Moden und beträgt in Abhängigkeit von der Höhe der „Rippe“ und der Laserwellenlänge ca. 2-4 μm . Bei diesen Lasern ist jedoch die maximale Ausgangsleistung im Grundmodebereich durch den Effekt der katastrophalen Facettendegradation (COD: Catastrophical Optical Damage) oder durch thermisches „roll over“ mit der heute verfügbaren Technologie auf gegenwärtig ca. 1 W begrenzt [1, 2].

Höhere Ausgangsleistungen können daher nur erreicht werden, wenn eine möglichst große Lichtaustrittsfläche (Facette) angestrebt wird, d.h. der Wellenleiter muß lateral verbreitert werden. Mit Breitstreifenlasern konnten bereits Ausgangsleistungen von über 10 W bei einer Streifenbreite von 100 μm erreicht werden [3]. Jedoch steht dieser hohen Leistung die Neigung zum Anschwingen unerwünschter Obermoden und zu lokalen Intensitätserhöhungen (Filamentbildung) entgegen. Es besteht daher die Aufgabe, die Emission möglichst monomodig zu gestalten.

Um also möglichst hohe Leistungsdichten zu erreichen und die Einkoppelverluste in Fasern und optische Elemente zu minimieren, wird für Hochleistungslaser eine geringe Facettenbelastung und gleichzeitig eine effiziente Obermodenunterdrückung angestrebt.

Zusätzlich ist oft die spektrale Monomodigkeit für viele Anwendungen, wie z.B. der Frequenzverdopplung, notwendig. Diese spektrale Monomodigkeit erhält man in „distributed feedback“- (DFB-) oder in „distributed BRAGG reflection“ (DBR-) Lasern durch den Einbau von Gittern als Modenfilter in die Wellenleiter. Dabei sind die Gitterfurchen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung angeordnet [4, 5].

Wird dieses BRAGG-Gitter so eingebracht, dass die Gitterfurchen fast parallel zur Ausbreitungsrichtung nur um einen kleinen Winkel geneigt sind und wird die Kontaktstreifenbreite auf mehrere hundert Mikrometer erweitert, so ist das Ergebnis der „angled grating distributed feedback laser“ (α -DFB-Laser) mit Leistungen im Watt-Bereich, hoher Strahlqualität und spektral monomodiger

Emission [6]. Die zu diesem Laser vorliegenden wenigen theoretischen Arbeiten lassen eine zielgerichtete Auswahl aus dem großen Bereich der für das Design verfügbaren Parameter nicht zu. Das schlägt sich auch in den Leistungen der Laser nieder, über die bisher berichtet wurde.

In dieser Arbeit werden erstmalig die Einflüsse von Designparametern auf die Eigenschaften der α -DFB-Laser systematisch untersucht und optimale Konfigurationen gefunden. Dafür werden die erforderlichen Modellierungsverfahren, Herstellungstechnologien und die notwendige Aufbautechnik erarbeitet. Die Messtechnik wird an die Eigenschaften des α -DFB-Lasers angepasst, um die Messergebnisse wie Ausgangsleistung, Wirkungsgrad und spektrale sowie laterale Strahleigenschaften mit den Modellierungsergebnissen zu vergleichen.

Gliederung: Kapitel 2 führt kurz in die Prinzipien der Halbleiterlaserdioden ein und Kapitel 3 stellt die Modellierungsverfahren zur Optimierung der Designparameter von α -DFB-Lasern vor. Kapitel 4 befaßt sich mit der Herstellungstechnologie und dem strukturellen Aufbau der verwendeten Laserdioden und Kapitel 5 mit den eingesetzten Meßverfahren zur Charakterisierung der Laser. Experimentelle Ergebnisse werden in Kapitel 6 mit den theoretischen Überlegungen aus Kapitel 3 verglichen und bewertet. Hier werden Schlussfolgerungen aus den Ergebnissen der Arbeit gezogen und offene Probleme erwähnt. Einen Ausblick auf weitere neuartige Ansätze für Hochleistungslaser hoher Strahlqualität, als eine Erweiterung der vorliegenden Konzepte, zeigt Kapitel 7 auf. Das 8. Kapitel der Arbeit enthält eine Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse.

Kapitel 2

Halbleiterlaser hoher Leistung und Strahldichte

2.1 Grundlegende Prinzipien von Halbleiterlaserdioden

2.1.1 Funktionsweise von Halbleiterlaserdioden

Im Allgemeinen sind bei einem Laser folgende drei Voraussetzungen notwendig [7]:

1. ein zur Besetzungsinversion geeignetes aktives Medium,
2. ein optischer Resonator und
3. eine Energiequelle, die dem System von außen Energie zur Erreichung der Besetzungsinversion zuführt und allgemein als „Pumpe“ bezeichnet wird.

Als *aktives Medium* für Halbleiterlaser werden direkte Halbleitermaterialien verwendet. Besonders wichtig sind die III–V Verbindungshalbleiter, d.h. die Verbindungen bestehen aus den Elementen der dritten Hauptgruppe (z.B. Gallium (Ga), Indium (In) oder Aluminium (Al)) sowie der fünften Hauptgruppe (z.B. Arsen (As) oder Phosphor (P)). Man unterscheidet bei den Halbleitern zwischen binären (z.B. GaAs), ternären (z.B. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) und quaternären (z.B. $(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x})(\text{As}_y\text{P}_{1-y})$) Materialien. In $(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x})(\text{As}_y\text{P}_{1-y})$ ist der Bruchteil x der Ga-Atome durch In-Atome und der Bruchteil y der P-Atome durch As-Atome ersetzt.

Die III–V Halbleitermaterialien sind für optoelektronische Bauelemente besonders geeignet, weil für die strahlende Rekombination infolge der direkten Bandlücke eine hohe Effizienz vorliegt und weil der Bandabstand durch die Wahl der Zusammensetzung der ternären und quaternären Mischkristalle in einem weiten Rahmen zweckmäßig beeinflusst werden kann.

Die für das Anschwingen des Lasers notwendige *Besetzungsinversion* zwischen zwei Zuständen mit den Energien E_1 und E_2 wird im Halbleiterlaser zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband erzeugt. Rekombinieren Elektronen im Leitungsband mit Löchern aus dem Valenzband, so findet - abgesehen von Störprozessen- Emission von Licht statt. Diese Emission kann spontan oder stimuliert erfolgen. Für die stimulierte Emission ist die Relation:

$$E_g \leq h\nu = E_2 - E_1 \leq E_{FC} - E_{FV} \quad (\text{BERNARD-DURAFFOURG Bedingung [8]}) \quad (2.1)$$

notwendig. Dabei ist E_g der Bandabstand zwischen Leitungs- und Valenzband, h das PLANCKSche Wirkungsquantum, ν die Frequenz des emittierten Lichtes, E_1 und E_2 die beiden Energien für den

Grundzustand (1) bzw. für den angeregten Zustand (2). E_{FC} und E_{FV} sind die Quasi-FERMI-Niveaus. Diese entsprechen bei $T_{AZ}=0$ K der Energie, bis zu der das Leitungsband mit Elektronen gefüllt ist bzw. der Energie, bis zu der das Valenzband unbesetzt ist. Stimulierte Emission besteht nun darin, dass Photonen mit der Energie $h\nu = E_2 - E_1$ die Emission neuer Photonen derselben Energie und Phase der zugehörigen elektromagnetischen Welle stimulieren.

Der Bandabstand bestimmt also die Emissionswellenlänge. Die üblichen Wellenlängen für Halbleiterdiodenlaser reichen von ca. 300 nm (UV) bis 2000 nm (IR).

Bei herkömmlichen Laserdioden wird die Besetzungsinversion durch die Injektion von Minoritätsträgern („Pumpe“) über einen pn -Übergang erzielt. Durch Anlegen einer äußeren Spannung in Durchlassrichtung der Diode von ähnlicher Größe wie die Energiebandlücke, d.h. zum Beispiel $U = E_g(\text{GaAs})/e \approx 1,45$ V, entsteht ein Fluss von Elektronen der n -Region und ein Fluss von Löchern der p -Region in den pn -Übergang. Ist eine intrinsische Schicht zwischen dem p - und n -Material mit kleinerer Bandlücke und gleicher Kristallstruktur wie die umgebenen Schichten eingebracht (Doppel-Heterostruktur), so wird die Raumladungszone (aktive Zone) vergrößert, wodurch die stimulierte Emission begünstigt wird und Laserdioden bereits bei Raumtemperatur mit vergleichsweise kleinem Pumpstrom arbeiten können.

Wird die aktive Zone auf die Größenordnung der DE-BROGLIE-Wellenlänge der Elektronen (≤ 30 nm) reduziert (Quantum-Well), so ist der Impuls der Ladungsträger senkrecht zu den Schichtebenen quantisiert [9]. Es ergeben sich für die möglichen Energieniveaus der Ladungsträger diskrete Werte entsprechend der Quantenmechanik. Durch das kleinere Volumen in der aktiven Zone und dem hohen Träger-Einschließungsvermögen kann die Schwellenstromdichte der Laser im Vergleich zum Doppel-Heterostruktur-Laser noch weiter gesenkt werden.

Der schematische Aufbau einer Breitstreifen-Laserdiode ist in der Abbildung 2.1 gezeigt. Der Bre-

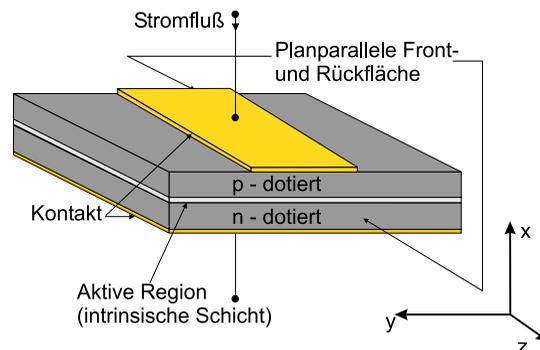


Abbildung 2.1: Grundlegender Aufbau einer Breitstreifen-Laserdiode mit FABRY-PEROT-Resonator [10]

chungsindex des Wellenleiters ist größer als der der umgebenen Schichten (Mantelschichten). An den Grenzen tritt Totalreflexion auf. Die Lichtwelle wird so vertikal zur Lichtausbreitung und parallel zur aktiven Zone geführt (x -Richtung). Lateral (y -Richtung) erfolgt die Wellenführung der in dieser Arbeit optimierten Laser durch ein Verstärkungsprofil, das durch laterale Ladungsträgerverteilung entsteht (gewinngeführter Laser). In Ausbreitungsrichtung (longitudinal, z -Richtung) wird der *optische Resonator* durch die beiden planparallelen Stirnflächen abgeschlossen (Facetten). Diese entstehen meist, indem der Kristall entlang von Kristallebenen gespalten wird. Auf Grund des Brechzahlssprunges zwischen Halbleiter und Luft bilden sich die Reflektoren mit den Reflexionskoeffizienten nach den FRESNELSchen Formeln für den senkrechten Lichteinfall mit ca. 30% Reflexionsvermögen. Damit ist gewährleistet, dass ein Teil des Lichtes in den Resonator zurückgekoppelt wird. Es findet kohärente Verstärkung statt. Durch zusätzliche Beschichtung kann das Reflexionsvermögen bei Bedarf erhöht oder reduziert werden. Diese einfache Struktur wird als FABRY-PEROT-Resonator

(FP-Laser) bezeichnet.

2.1.2 Grundzusammenhänge für einen Quantum-Well-Laser mit FABRY-PEROT-Resonator

Wird eine Spannung an die Diode angelegt, rekombinieren die Elektronen und Löcher in der aktiven Zone zunächst spontan, d.h. ohne Verstärkung mit ungerichteter Emission. Wie in jedem anderen Material tritt im Halbleiter auch Absorption auf. In diesem Fall wird unter Vernichtung eines Photons ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Absorption und spontane Emission überwiegen bei kleinen Pumpströmen die stimulierte Emission. Bei Erhöhung der angelegten Spannung besteht die Möglichkeit, genau die Stromdichte zu erreichen, bei der die stimulierte Emission genauso groß ist, wie die Absorption. Bei dieser Stromdichte, der sogenannten Transparenzstromdichte J_{tr} , gilt für die optische Verstärkung g folglich:

$$g(J_{tr}) = 0 \quad \text{für Wellenlängen } \lambda = \lambda_G \quad (2.2)$$

wobei λ_G die Wellenlänge ist, die der Energielücke entspricht. Erhöht man die Stromdichte weiter, überwiegt die stimulierte Emission die Absorption, und es kann die Laserschwelle erreicht werden, bei der die Summe der Dämpfungsverluste im Innern des aktiven Materials (α_i) und der Auskoppelverluste an den Facetten (α_m) kompensiert werden. Die Dämpfungsverluste beinhalten hauptsächlich freie Ladungsträgerabsorption, Beugungsverluste am Rand des gepumpten Gebietes und Streuverluste. Diese Stromdichte wird als Schwellenstromdichte (J_{th}) bezeichnet. Es gilt die Schwellenbedingung [11]:

$$\alpha_i + \alpha_m = \Gamma \cdot g(J_{th}) \quad (2.3)$$

mit der Schwellenverstärkung $g(J_{th})$. Der Confinement-Faktor Γ gibt den Leistungsanteil der Welle an, der in der aktiven Zone mit der Breite d geführt wird im Verhältnis zur Leistung der gesamten Welle [12]:

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E_y(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_y(x)|^2 dx}. \quad (2.4)$$

Die Auskoppelverluste α_m an den Facetten sind gegeben durch:

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \cdot \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_f R_r}} \right), \quad (2.5)$$

wobei R_f und R_r die Reflektivitäten an der Front- (Emissions-Facette) bzw. Rückfacette und L die Resonatorlänge des Lasers sind.

Erhöht man die Stromdichte weiter, wird optischer Gewinn erzielt und der Laser schwingt oberhalb des Schwellenstromes I_{th} an. Die Laserstrahlung tritt aus dem Resonator durch die Facetten aus. Die Leistungs-Strom- (PI) Charakteristik kann in einfachster (linearer) Näherung für $T_{AZ} = const.$ als

$$P_{opt}(I) = \begin{cases} 0, & I \leq I_{th}, \\ S \cdot (I - I_{th}), & I > I_{th} \end{cases} \quad (2.6)$$

beschrieben werden. Dabei bedeutet P_{opt} die emittierte Leistung und I der injizierte Strom. Die Steilheit S der Laserkennlinie für die emittierte Strahlung an der Emissions-Facette mit dem Reflexionskoeffizienten R_f oberhalb des Schwellenstromes I_{th} ergibt sich aus:

$$S = \frac{h\nu}{q} \cdot \eta_{ext} \cdot \frac{1}{1+x} \cdot \eta_i \quad (2.7)$$

mit $x = \frac{1-R_r}{1-R_f} \cdot \sqrt{\frac{R_f}{R_r}}$ [13] und q der Elementarladung. Der interne Wirkungsgrad η_i berücksichtigt, dass in einem realen Laser nicht alle oberhalb der Schwelle zusätzlich injizierten Elektron-Loch-Paare

in Photonen umgewandelt werden. η_{ext} ist die gesamte differentielle externe Quantenausbeute und wird aus dem Verhältnis der ausgekoppelten zur intern erzeugten optischen Leistung [5] bestimmt:

$$\eta_{ext} = \frac{\alpha_m}{\Gamma g(J_{th})} = \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m}. \quad (2.8)$$

Geht man von der Approximation des logarithmischen Gewinn-Modells aus [11]:

$$g(J) = g_0 \cdot \ln \frac{J}{J_{tr}} \quad (2.9)$$

wird der Schwellenstrom I_{th} über die Gleichung:

$$I_{th} = J_{tr} L w \cdot \exp \frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma g_0}, \quad (2.10)$$

bestimmt. Hierbei beschreibt w die Breite der gepumpten Fläche. Der Gewinnparameter Γg_0 ist das Produkt aus Confinement-Faktor Γ und differentiellen Gewinn g_0 .

Die Längenabhängigkeit von Schwellenstrom und Steilheit der Laser gestatten es, aus Messungen auf wichtige Materialparameter der Laser zu schließen. Aus den Gleichungen (2.3), (2.5) und (2.9) wird abgeleitet:

$$\begin{aligned} \Gamma g_0 \cdot \ln \frac{J_{th}(L)}{J_{tr}} &= \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_f R_r} \\ \ln J_{th}(L) &= \ln J_{tr} + \frac{\alpha_i}{\Gamma g_0} + \frac{1}{\Gamma g_0} \ln \frac{1}{\sqrt{R_f \cdot R_r}} \cdot \frac{1}{L} \end{aligned} \quad (2.11)$$

bzw. aus den Gleichungen (2.5), (2.7) und (2.8):

$$\begin{aligned} S(L) &= \frac{h\nu}{q} \cdot \eta_i \frac{\frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_f R_r}}}{\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_f R_r}}} \\ \frac{q}{h\nu} \cdot \frac{1}{S(L)} &= \frac{1}{\eta_i} \cdot \frac{\alpha_i}{\ln \frac{1}{\sqrt{R_f R_r}}} \cdot L + \frac{1}{\eta_i}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

In Abschnitt 4.1.3 wird auf diese Zusammenhänge zurückgegriffen.

Der Konversionswirkungsgrad η_c ist das Verhältnis aus emittierter optischer zu aufgewendeter elektrischer Leistung:

$$\eta_c(I) = \frac{P_{opt}(I)}{I \cdot U}. \quad (2.13)$$

U ist die angelegte elektrische Spannung.

Berücksichtigt man, dass sowohl der Schwellenstrom, als auch die externe Effizienz und damit die Steilheit von der Temperatur abhängen, wird aus der Gleichung (2.6):

$$P_{opt}(I, T_{AZ}) = \begin{cases} 0, & I \leq I_{th}(T_{AZ}), \\ S(T_{AZ}) \cdot (I - I_{th}(T_{AZ})), & I > I_{th}(T_{AZ}) \end{cases} \quad (2.14)$$

mit [11]

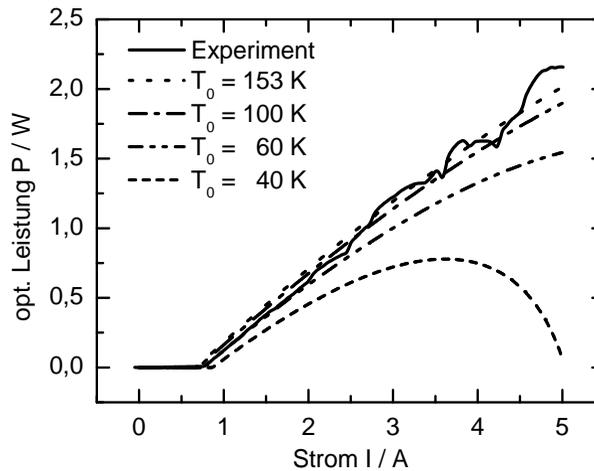
$$\eta_{ext}(T_{AZ}) = \eta_{ext}(300K) \cdot e^{-\frac{\Delta T_{AZ} - 300K}{T_1}} \quad (2.15)$$

$$I_{th}(T_{AZ}) = I_{th}(300K) \cdot e^{\frac{\Delta T_{AZ} - 300K}{T_0}} \quad (2.16)$$

T_1 und T_0 sind charakteristische Temperaturkonstanten, die angeben, inwieweit der Schwellenstrom bzw. die externe Effizienz der PI -Kennlinie des Lasers von der Temperatur abhängen. Für die Temperaturerhöhung im Laser ΔT_{AZ} gilt näherungsweise für $I > I_{th}$ [14]:

$$\Delta T_{AZ}(I, T_{AZ}) = R_{th} \left(\frac{h\nu}{q} I_{th}(T_{AZ}) + \frac{h\nu}{q} (1 - \eta_{ext}(T_{AZ})) (I - I_{th}(T_{AZ})) + R_s I^2 \right) \quad (2.17)$$

wobei die Größen $I_{th}(300K)$ und $S(300K)$ bei 300 K zu nehmen sind. Der thermische Widerstand R_{th} ergibt sich aus der thermischen Leitfähigkeit der einzelnen Materialien des aufgebauten Laserchips und R_s ist der Serienwiderstand der Laserdiode, der sich aus Kontakt- und Bahnwiderstand der Ladungsträger ergibt.



Abbildungung 2.2: Experimentelle Kennlinie (cw-Betrieb bei Raumtemperatur) und simulierte Kennlinien in Abhängigkeit der Temperaturkonstanten T_0 eines typischen α -DFB-Lasers mit den Parametern: $L=2$ mm, $\alpha_G=15^\circ$, $w=160\mu\text{m}$, $\kappa=95\text{cm}^{-1}$, $\lambda=1060\text{nm}$ der Struktur A (siehe Abschnitt 4.1.2), $R_f \approx 0,01$ und $R_r=0,95$. In die Simulation gingen folgende experimentell bestimmten Parameter ein: $R_{th} = 12,3$ K/W, $R_s = 0,034$ Ω , $\eta_i = 0,8$, $\Gamma g_0 = 19$ cm^{-1} und $J_{tr} = 68$ A/cm². α_i wurde nach Gl. (3.38) zu $7,2$ cm^{-1} berechnet und T_1 mit 300 K angenommen.

In Abb. 2.2 ist eine simulierte (gepunktete Linie) Kennlinie verglichen mit einer gemessenen (durchgezogene Linie) eines typischen α -DFB-Lasers, allerdings unter Benutzung von Parameterwerten, die erst in den Kapiteln 3 und 4 diskutiert werden. Die geometrischen Parameter des Lasers sind: Resonatorlänge $L = 2$ mm, Neigungswinkel der Gitterfurchen zur Ausbreitungsrichtung $\alpha_G = 15^\circ$, Kontaktstreifenbreite $w = 160$ μm , Koppelkoeffizient $\kappa = 95$ cm^{-1} , emittierte Laserwellenlänge $\lambda = 1060\text{nm}$, Struktur A (siehe Abschnitt 4.1.2 in Kapitel 4) und die Reflexionskoeffizienten $R_f \approx 0,01$ und $R_r = 0,95$. Die simulierte Kennlinie wurde mit Hilfe der Gleichungen (2.7) – (2.10) und (2.14) – (2.17) bestimmt. Die internen Verluste eines α -DFB-Lasers $\alpha_i = 7,2$ cm^{-1} ergeben sich wie in Abschnitt 3.2 noch ausgeführt wird, durch Gleichung (3.38). Außerdem gingen in die Simulation die Materialparameter des dem Laser zugeordneten Wafers aus Kapitel 4 der Tabelle 4.2, die mit Hilfe der Gleichungen (2.11) und (2.12) ermittelt wurden, und $T_0 = 153$ K aus der Tabelle 4.3 ein. $R_{th} = 12,3$ K/W wurde an einem Breitstreifenlaser derselben Charge und $R_s = 0,034$ Ω am gemessenen Laser bestimmt. Die Temperaturkonstante T_1 wurde mit 300 K angenommen.

Man erkennt die gute Übereinstimmung der gemessenen mit den simulierten Werten für die experimentell ermittelte Temperaturkonstante $T_0 = 153$ K. Sinkt der Wert T_0 unter 40 K (bei Beibehaltung aller anderen Parameter), ist kein Lasern im cw-Betrieb möglich. Der Schwellenstrom ist für die berechnete Kennlinie etwas geringer. Das liegt daran, dass die Transparenzstromdichte an einem BA-Laser bestimmt wurde und nicht exakt auf einen α -DFB-Laser übertragen werden kann.

2.2 Strahlqualität - Einführung der Beugungsmaßzahl und der spektralen Strahldichte

Die Anwendungen von Halbleiterlasern erfordern häufig eine hohe Bestrahlungsdichte. Die erreichbare Bestrahlungsdichte ist einmal bestimmt durch die Strahlfokussierungsoptik, aber auch von der Feldverteilung im Querschnitt des Laserstrahls. Angestrebt werden dabei Laserdioden mit beugungsbegrenzter Strahlung. Die GAUSS-förmige Grundmode besitzt einen optimalen Querschnitt der Feldverteilungen des Laserstrahls und wird als beugungsbegrenzt bezeichnet.

Abb. 2.3 skizziert den prinzipiellen Aufbau einer Halbleiterlaserdiode, hier als Breitstreifen-Laser, und die Grundform der emittierten Strahlung. Die Abmessungen des Wellenleiters, der die Strah-

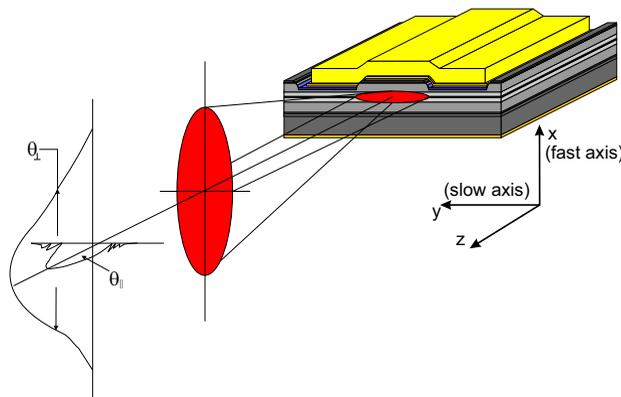


Abbildung 2.3: „Breitstreifen“-Laserdiode

lung erzeugt, sind beispielsweise 2 mm Länge und 100 bis 300 μm Breite entlang der lateralen Richtung (y-Achse, „slow axis“) und etwa 1 μm entlang der vertikalen Richtung (x-Achse, „fast axis“). Entsprechend der Beugungsoptik ergibt sich für die kohärente Strahlung aus den Abmessungen des Nahfeldes, welches durch den Querschnitt des Wellenleiters gegeben ist, durch FOURIER-Transformation das Fernfeld. Daher führt die etwa 1 μm große Struktur entlang der Vertikalrichtung an der Emissions-Facette zu einer hohen Divergenz mit dem „fast axis“-Divergenzwinkel θ_{\perp} . Die vertikale Feldverteilung der Strahlung für die hier behandelten Halbleiterlaser ist nahezu beugungsbegrenzt, also fast ideal GAUSS-förmig.

Der slow-axis-Divergenzwinkel θ_{\parallel} ist auf Grund der breiteren Strahlteile im Vergleich zur fast-axis weitaus geringer. Die breite Strahlteile entlang der „slow axis“ eines Breitstreifen-Lasers hat im Vergleich zur schmalen Strahlteile (w : 3...5 μm) eines Lasers mit Rippenwellenleiterstruktur („ridge waveguide“-Laser) den Vorteil, dass bei hohen Ausgangsleistungen die Facette durch optische Absorption bei hoher Leistungsdichte nicht zerstört wird. Allerdings können bei Streifenbreiten oberhalb von 3...5 μm laterale Obermoden anschwingen, die durch geringfügige unterschiedliche Ausbreitungsrichtungen gekennzeichnet sind. Die Ausbreitungsrichtung der Strahlung enthält eine laterale Komponente.

Eine charakterisierende Maßzahl für die Abweichung der von einem Laser emittierten Strahlung vom idealen GAUSS-Strahl ist die Beugungsmaßzahl M^2 (DIN-Bezeichnung [15, 16]), die auch als Strahlausbreitungsparameter [17] bezeichnet wird. Es ist $M^2 \geq 1$, wobei das Gleichheitszeichen für den idealen GAUSS-Strahl gilt. Die Vergrößerung von M^2 über eins hinaus zeigt an, dass die Laserstrahlung Obermoden enthält oder dass es sich um eine nicht-GAUSS-förmige Mode handelt (vergl. Kap. 5.1.1 Gl. (5.2)).

Neben einer hohen Bestrahlungsdichte wird mitunter auch eine Strahlung mit stark eingeg-

tem Spektralintervall benötigt (z.B. zur Frequenzverdopplung). Dieses berücksichtigt die spektrale Strahldichte β_λ , welche sich aus der emittierten Leistung P_{opt} , den Beugungsmaßzahlen in vertikaler M_\perp^2 und lateraler Richtung M_\parallel^2 bei dieser Leistung, der Linienbreite $\Delta\lambda_{FWHM}$ und der Wellenlänge λ ergibt [18]:

$$\beta_\lambda = \frac{P_{opt}}{M_\perp^2 M_\parallel^2 \Delta\lambda_{FWHM} \lambda^2}. \quad (2.18)$$

Den maßgeblichen Einfluss auf die Größe der spektralen Strahldichte hat neben der Linienbreite die Beugungsmaßzahl in lateraler Richtung M_\parallel^2 . Um eine einzige Richtung und damit eine einzige laterale Mode zu bevorzugen ($M_\parallel^2 \rightarrow 1$), sind für breite Kontaktstreifen besondere Maßnahmen zur räumlichen Modenfilterung erforderlich.

2.3 Verschiedene Prinzipien für Hochleistungslaser hoher Strahlqualität

Prinzipiell können Hochleistungshalbleiterlaser hoher Strahlqualität hybrid oder monolithisch gestaltet werden. Das Ziel dieser Arbeit ist Fortschritte auf dem Gebiet monolithischer Hochleistungslaser zu erreichen. Daher werden die *hybriden* Lösungen nur kurz erwähnt.

Eine Variante zur Realisierung von Hochleistungslasern mit hoher Strahlqualität ist ein Aufbau, bei dem die emittierte Strahlung eines „master oscillators“ (MO) mit hoher Strahlqualität, aber niedriger Leistung in einen Verstärker („power amplifier“: PA) eingekoppelt und in ihm verstärkt wird. Beispiele sind ein MOPA mit einem α -DFB-Laser als MO und einem Breitstreifen-(BA) Laser als Verstärker [19] oder DFB- oder RW-Laser als MO und Trapezverstärker als PA [20, 21]. Eine andere hybride Variante sind Laser mit externen Resonatoren. Bei hybriden MOPAs wurden bereits Leistungen bis 3,6 W mit fast beugungsbegrenzter Strahlung im cw-Betrieb für 930 nm Wellenlänge erreicht und bei Lasern mit externen Resonatoren konnten 5 W (gepulst; $T_s = 15^\circ\text{C}$) für 970 nm [20] erzielt werden.

Ausführlicher werden nun *monolithische* Lösungen von Hochleistungsdiodenlasern beschrieben:

„Slab-coupled“-Laser

Dieser Laser ist eine völlig *neue* Variante mit Leistungen im Watt-Bereich und Strahleigenschaften, die sich zur Einkopplung in Fasern besonders eignen [22], da der emittierte Strahl fast rotations-symmetrisch ist.

- **Prinzip**

Es handelt sich um einen „ridge waveguide“-Laser, bei dem die „Rippe“ (Breite des aktiven Gebietes, die sich aus der „cut-off“ Bedingung für lateral höhere Moden ergibt) erzeugt wird, indem man in den Wellenleiter hinein und noch durch die aktive Zone hindurch ätzt.

- **Elektro-optische Eigenschaften**

Für eine Wellenlänge $\lambda = 980$ nm konnten mit dem Materialsystem AlGaAs-InGaAs Laser hergestellt werden, die Leistungen im Bereich $P_{opt} \geq 1,25$ W bei 16°C cw mit einem räumlich fast monomodigen und rotationssymmetrischen Strahlprofil emittieren. Die Laser sind 1 cm lang und 10% / 95% ent- bzw. verspiegelt. Fernfeldbreiten oder die Beugungsmaßzahl sind in der Literatur nicht angegeben. Wegen der Neuartigkeit dieser Laser existieren bislang nur wenige Untersuchungen zu diesem Lasertyp.

- **Nachteil**

Es läßt sich vermuten, dass es auf Grund der freien Oberflächen seitlich des Quantenwells zu Schwierigkeiten bei der Zuverlässigkeit des Bauelementes kommen könnte. Für praktische Realisierungen sind große Resonatorlängen und kleine Confinement-Faktoren notwendig. Letztere führen wiederum zu Fragen der Temperaturstabilität.

Bewährte Hochleistungslaser-Strukturen mit guter Strahlqualität sind:

Trapezlasers

- **Prinzip**

Der Trapezlaser besteht aus einem Einmoden-RW-Laserteil, manchmal mit DBR-Korrugation, in dem Strahlung mit guter Strahlqualität generiert wird, und einem trapezförmigen Teil, in dem diese Strahlung verstärkt wird. Teilweise wird eine zusätzliche Filterung durch geeignet geätzte Gräben erreicht (Beam-Spoiler). Die Hinzunahme einer endlichen, wenn auch kleinen Reflektivität der Austrittsfläche führt dazu, dass RW-Teil und Trapez-Teil zusammen als ein einziger Laser mit instabilem Resonator arbeiten, so dass Ausgangsleistungen im Wattbereich entstehen können.

- **Elektro-optische Eigenschaften**

Aus der Literatur sind hierzu Arbeiten zu Lasern im Spektralbereich von 635 bis 2050 nm [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29] bekannt. Die bisherige Spitzenleistung von 5 W in [23] gilt für den Impulsbetrieb dieser Laser, d.h. für Bedingungen, bei denen die volle Wärmeentwicklung über längere Zeit keine Rolle spielt. Für den stationären Betrieb (cw-Betrieb) ist die Abführung der ständig entstehenden Wärme ein Problem. Für diesen Fall stellt die Abfolge der Veröffentlichungen von [24] bis [29] den Entwicklungs-Fortschritt von 1 bis zu 3 bzw. 4 W dar. Die Beugungsmaßzahl M^2 liegt für die oberen Leistungsbereiche des Trapezlasers bisher etwa zwischen 1,2 (@3 W, 1040 nm) [27] und $\leq 1,5$ (@3 W, 735 nm) [29]. Trapezlaser ohne DBR-Korrugation können in einem einzigen Epitaxie-Schritt realisiert werden.

- **Nachteil**

Da die Filterung im Wesentlichen durch die modenselektierende Wirkung des RW-Teils bestimmt wird, ist ein Leistungsfortschritt über eine angepasste Gestaltung der Gain-Führung im Trapez-Teil zu erreichen. Es zeigt sich, dass mit steigender Leistung die Filamentierung (nichtlineare Effekte im Laser-Resonator) der an der Emissions-Facette vorliegenden Intensitätsverteilung stark zunimmt, was zu einer Verminderung der Strahlqualität führt. Problematisch ist auch der Astigmatismus des Lasers. Dazu kann die laterale Strahltaile äußerst empfindlich von dem jeweiligen Arbeitspunkt abhängen. Bei Anwendungen des Trapezlasers ohne Korrugation im RW-Teil muss auf die spektrale Reinheit verzichtet werden.

Monolithischer „master oscillator power amplifier“ (M-MOPA).

Eine bereits seit längerer Zeit verfolgte Variante, Leistungen im Watt-Bereich und darüber hinaus mit hoher Strahlqualität und kleinen Abmessungen zu erzeugen, sind M-MOPAs.

- **Prinzip**

Ein Grundmodellaser als MO und ein zugehöriger Leistungsverstärker (PA) sind auf demselben Chip integriert. Als Grundmodellaser wird ein DBR (distributed BRAGG reflection)- oder DFB-Laser verwendet. Das Ergebnis ist ein Hochleistungslaser, der auf Grund der wellenlängenselektiven Rückkopplung des DBR- bzw. DFB-Lasers, sowohl lateral als auch longitudinal monomodig ist (monolithisch active region - MAR-MOPA) [20, 30]. Als Verstärker können BA-Strukturen eingesetzt werden (MBA-MOPA) [31] oder Trapez-Strukturen (monolithically integrated flared amplifier master oscillator power amplifier - MFA-MOPA) [32], um die Strahlqualität des Oscillators besser zu erhalten. Wenn die Divergenz der Strahlung des MO auf den Trapez-Winkel abgestimmt ist, so erfolgt aus dem Verstärker die Emission [32] über die hoch entspiegelte Trapez-Austritts-Facette.

- **Elektro-optische Eigenschaften**

Mit diesen MOPAs wurden bisher etwa ≥ 2 Watt Ausgangsleistungen für unterschiedliche Wellenlängen erzielt, wie beispielsweise 2 Watt für eine Wellenlänge von 970 nm [33] (bei 5°C) oder 2,2 W von 854 nm [32] mit nahezu beugungsbegrenzten lateralen Fernfeldbreiten von $0,21^\circ$ [33].

- **Nachteil**

Solche Laser mit integriertem trapezförmigen Verstärkern erfordern allerdings große Resona-

torlängen. Ein weiterer Nachteil dieser Integration auf einem Chip ist, dass die aktiven Schichten beider Laser nicht getrennt optimiert werden können. In der praktischen Realisierung zeigte sich, dass für M-MOPAs mit BRAGG-Reflektoren die Problematik des nicht stationären Verhaltens, der dynamischen Instabilitäten und des daraus folgenden Mehrmodenbetriebs nicht gelöst werden konnte. Es entstehen Rückkopplungen durch nichtverschwindene Frontfacetten-Reflektivitäten. Nachteilig ist auch der Astigmatismus der emittierten Strahlung, bei dem die laterale bzw. vertikale Strahltaile an verschiedenen Stellen des Lasers auftritt, wodurch eine komplizierte Optik zur Strahlformung erforderlich ist. Die Realisierung von DFB- bzw. DBR-Strukturen macht zudem eine Unterbrechung des Epitaxieprozesses zur Gitterherstellung notwendig.

„Angled grating distributed feedback laser“ (α -DFB-Laser)

Das ist ein leistungsstarker Grundmodelaser, der sowohl longitudinal (spektral), als auch lateral monomodig ist. Dieser Laser ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

- **Prinzip** Die beugungsbegrenzte Ausgangsstrahlung wird durch modenselektive Rückkopplung von Gittern erreicht, deren Gitterfurchen beispielsweise um 10° bis 20° zur Facettennormalen geneigt sind. Sowohl in Vorwärts- als auch in Rückwärts-Richtung breitet sich entlang dieses Streifens ein Paar über die BRAGG-Reflexion gekoppelter Wellen aus. Die fortgesetzten BRAGG-Reflexionen gewährleisten Winkel- und Wellenlängen-Selektivität für die emittierte Strahlung. Ein weiterer Vorteil ist der relativ schmale Divergenzwinkel in der slow-axis von zum Teil $\leq 0.5^\circ$ in der Halbwertsbreite [34, 35], um Einkoppelverluste zu minimieren und hohe Leistungsdichten zu erreichen.
- **Elektro-optische Eigenschaften**
Die Arbeiten [36, 37, 34, 38, 39, 40] belegen sowohl die Leistungsentwicklung (cw-Betrieb) von 0.65 W bis zu 1.6 W für die Emission eines Einzellasers mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlung (im Wellenlängenbereich von 650 nm bis 1060 nm), als auch die Realisierung von Arrays von α -DFB-Lasern. In [41, 42] sind Lasereigenschaften für optisch gepumpte α -DFB-Laser im mittleren infraroten Wellenlängenbereich gezeigt.
- **Nachteil**
Durch die Gitterstrukturen, die realisiert werden müssen, ist bisher auch hier eine Unterbrechung des Epitaxieprozesses für den Prozess der Gitterherstellung notwendig. Bisherige Realisierungen zeigen häufig Kinks in der Kennlinie und eine verhältnismäßig geringe Effizienz [43].

Die bisherigen wenigen theoretische Arbeiten zum α -DFB-Laser [44], [45] behandeln nur einfache Modelle mit passiven Resonator, die eine zielgerichtete Auswahl, aus dem großen Bereich der für das Design verfügbaren Parameter, um möglichst hohe Leistungen mit guter Strahlqualität und hoher spektraler Selektivität zu erreichen, nicht zulassen.

Mit der vorliegenden Arbeit werden mit Hilfe von weiterentwickelten und neu erarbeiteten Modellierungsverfahren Konfigurationen optimiert und die Einflüsse verschiedener Geometrien der Laser auf die Lasereigenschaften systematisch untersucht.

Kapitel 3

Modellierung des α -DFB-Lasers

3.1 Prinzip des α -DFB-Lasers

Ein α -DFB-Laser ist wie in Abb. 3.1 schematisch dargestellt ein Breitstreifenlaser in den Abmessungen von z.B. $500\ \mu\text{m}$ Chipbreite und $2000\ \mu\text{m}$ Chiplänge mit Kontaktstreifenbreiten w zwischen 50 und $200\ \mu\text{m}$, in den ein unter dem Winkel α_G zur Facettennormalen geneigtes BRAGG-Gitter mit der Gitterkonstanten Λ eingebracht ist. Im Unterschied zu einem gewöhnlichen DFB-Laser sind die Gitterfurchen nicht senkrecht zur Facettennormalen, sondern fast parallel lediglich um einen kleinen Winkel zwischen 5 und 25° gekippt. Im α -DFB-Laser ist der Kontaktstreifen bevorzugt parallel zu den Gitterfurchen.

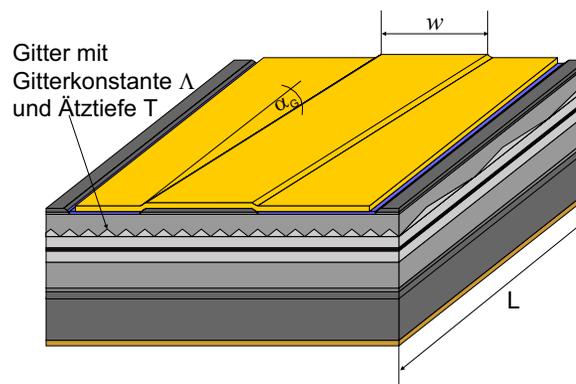


Abbildung 3.1: Schema eines α -DFB-Lasers als Frontansicht. Hierbei sind: L Resonatorlänge, w Kontaktstreifenbreite und α_G Neigungswinkel des Gitters zur Facettennormalen. Der Kontaktstreifen ist parallel zu den Gitterfurchen.

Das Prinzip wurde erstmals 1994 in [36] veröffentlicht und in [6] bzw. [46] patentiert. Eine sich senkrecht zur Facette ausbreitende Welle wird mehrmals an diesem BRAGG-Gitter gebeugt. Wellen, die keiner BRAGG-Reflexion während eines Resonatorumlaufes unterliegen, werden in den ungepumpten Gebieten absorbiert und gelangen damit nicht zu den Facetten. Das verdeutlicht der in Abb. 3.2 gestrichelt gezeichnete Pfeil E_{irr}^+ .

In [47] wurde erstmalig die Ausbreitung eines gekoppelten Modenpaares im α -DFB-Laser berechnet und prinzipiell die wichtige Rolle der späterhin als „Beat-Verluste“ bezeichneten Verluste oder auch sogenannte „Schwebungs“-Verluste bei Facettenreflexion geklärt. Die Vorwärtswelle und die Rückwärtswelle des normalen FABRY-PEROT-Resonators sind hier zu dem gekoppelten Vorwärts-

Wellenpaar E_0^+ und E_1^+ und zu dem gekoppelten Rückwärts-Wellenpaar E_0^- und E_1^- zu verallgemeinern (Abb. 3.2). Bei einem Resonatorumlauf soll beispielsweise die ebene Welle E_0^+ an der linken Facette mit dem Reflexionskoeffizienten R_r starten. Sie erfährt wiederholte BRAGG-Reflexionen am Gitter G in der Reihenfolge $E_0^+ \rightarrow E_1^+ \rightarrow E_0^+$ usw., bis sie auf die zweite Facette mit dem Reflexionskoeffizienten R_f trifft und in der Reihenfolge $E_0^- \rightarrow E_1^- \rightarrow E_0^-$ usw. zurückläuft (Abb. 3.2). Das ist ein vollständiger Resonatorumlauf im Sinne eines FABRY-PEROT-Laserresonators nach FOX-LI [48], verallgemeinert auf die Anwesenheit eines BRAGG-Gitters.

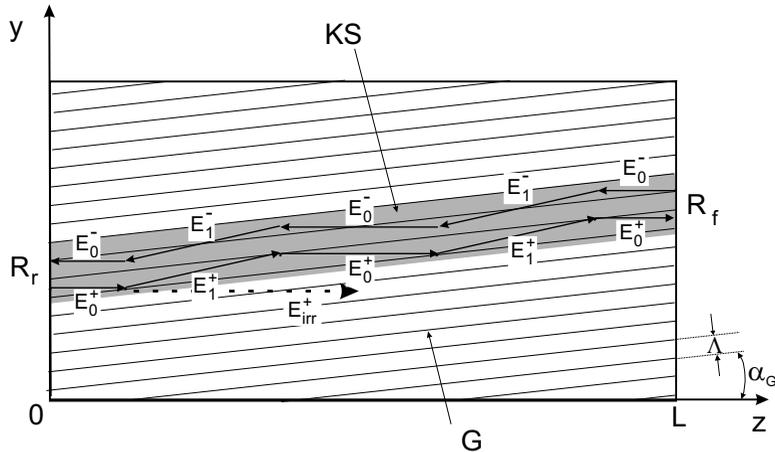


Abbildung 3.2: Grundprinzip des α -DFB-Lasers: Das Wellenpaar E_0^+ und E_1^+ breitet sich unter fortwährenden BRAGG-Reflexionen am Gitter G mit der Gitterperiode Λ entlang der Streifenelektrode KS in Vorwärtsrichtung aus. Das entsprechende gekoppelte Wellenpaar in Rückwärtsrichtung ist E_0^- und E_1^- . Die Reflexivitäten R_r an der Rückfacette und R_f an der Frontfacette wirken sich unterschiedlich auf die Teile der Wellenpaare aus.

Die unter dem Kontaktstreifen KS in der aktiven Zone erzeugte Welle E_0^+ trifft senkrecht auf die Facette mit dem Reflexionskoeffizienten R_f bei $z = L$ (Resonatorlänge). Ein Teil von E_0^+ durchdringt die Frontfacette und der andere Teil wird daran mit dem Reflexionskoeffizienten R_f reflektiert. Die Welle E_1^+ trifft die Frontfacette unter einem Einfallswinkel, der in der Nähe des doppelten Neigungswinkels des BRAGG-Gitters liegt. Dort wird sie durch Totalreflexion in den ungepumpten, absorbierenden Bereich des Lasers gelenkt.

Nach Darlegung des Grundprinzips des α -DFB-Lasers werden im Folgenden die theoretischen Modelle beschrieben, die entwickelt wurden, um eine Optimierung der Designparameter des α -DFB-Lasers zu erzielen.

3.2 Zweidimensionales lineares Vierwellen-Modell

3.2.1 Modellbeschreibung

Ein *eindimensionales* Modell der Wellenlängen- und Winkelselektivität für ein geneigtes BRAGG-Gitter in einem FABRY-PEROT-Resonator wurde in [47, 49] und [50] diskutiert. Die Asymmetrie der Fernfeldverteilung eines α -DFB-Lasers, wie sie z.B. in [34] zu sehen ist, kann, wie in [51] gezeigt wurde, aus einer Asymmetrie der Beugung ebener Wellen an BRAGG-Gittern in einem Wellenleiter mit Gewinn verstanden werden. Dieses Modell rechnet mit quer zur Ausbreitungsrichtung unendlich ausgedehnten ebenen Wellen. Es fehlt die Berechnung der seitlichen Modenbegrenzung. Die für die

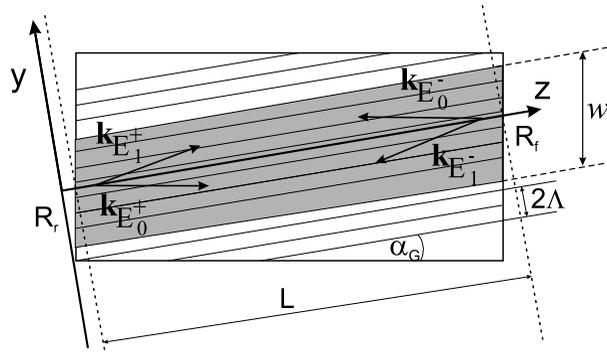


Abbildung 3.3: Vierwellen-Modell mit den vier Wellenausbreitungsrichtungen zur Beschreibung des Wellenfeldes in einem α -DFB-Laser: Im yz -Koordinatensystem sind die zu dem Vorwärtswellenpaar E_0^+ und E_1^+ gehörenden Wellenzahlvektoren $\mathbf{k}_{E_0^+}$ und $\mathbf{k}_{E_1^+}$ eingezeichnet. Die entsprechenden Wellenzahlvektoren des Rückwärtswellenpaares E_0^- und E_1^- sind $\mathbf{k}_{E_0^-}$ und $\mathbf{k}_{E_1^-}$.

Berechnung der optimalen Design-Parameter notwendige Dämpfung der Grundmode und Moden höherer Ordnung sind ebenfalls nicht enthalten.

Die Modellbildung für den α -DFB-Laser erfordert prinzipiell eine *zweidimensionale* Behandlung der Wellenausbreitung in der yz -Ebene von Abb. 3.2. Für den zweidimensionalen Fall der Modenausbreitung existiert ein analytischer Ansatz [45] für die Modenfelder im Bereich des Kontaktstreifens KS . Das lineare Modell eignet sich zur Berechnung eines passiven Resonators. Es gilt aber auch noch in der Nähe der Laserschwelle für kleine Leistungen. Ein Nachteil dieses Modells ist die Tatsache, dass nur die sich im Bereich des Streifens ausbreitende Grundmode berechnet wird. Eine Theorie für das Laserdesign erfordert aber Aussagen über das Vermeiden des Anschlingens von Obermoden. Daher war es erforderlich, das Modell zu erweitern, um die höheren Moden für das sich ausbreitende Wellenpaar zu berechnen. Durch die Berechnung von deren Verlusten ist es erst möglich, zu Aussagen über das eigentliche Laserdesign zu kommen. Der Vorteil eines linearen Modells liegt darin, dass für kleine Leistungen die bestimmenden Parameter aus grundlegenden Formeln und Graphiken entnommen werden können. Dies führt zu einem Überblick über die grundsätzlichen Begrenzungen für die Parameter des α -DFB-Lasers.

Die Abb. 3.3 zeigt die Draufsicht in Richtung der Flächennormalen auf einen α -DFB-Laser, bei dem die y - bzw. z -Achse so gelegt wurde, dass sie senkrecht bzw. parallel zum Gitter verlaufen. Diese Lage der z -Achse parallel zu den Gitterfurchen ist hier besonders zweckmäßig, da die Modenverluste bei Ausbreitung in dieser Richtung die wesentlichen Größen zum Laserdesign sein werden. Ausgangspunkt des linearen zweidimensionalen Vierwellen-Modells ist die skalare HELMHOLTZ-Gleichung:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(y, z) E = 0, \quad (3.1)$$

wobei $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ der Wellenzahl-Vektor ist und λ die Vakuum-Wellenlänge. Die Funktion $n(y, z)$ beschreibt die Verteilung des effektiven Brechungsindex in der yz -Ebene. Der Ansatz für $n(y, z)$ beinhaltet das BRAGG-Gitter als sinus-förmige Verteilung und den modalen optischen Gewinn \tilde{g} :

$$n(y, z) = n_{\text{eff}} + \frac{\kappa}{2k_0} \sin(Ky) + i \frac{\tilde{g}}{2k_0} \quad (3.2)$$

mit $\tilde{g} = \Gamma \cdot g - \alpha$. α ist der modale Absorptionskoeffizient. Der Koppelkoeffizient κ ist ein Maß für den Energieaustausch zwischen den beiden durch BRAGG-Reflexion gekoppelten Wellen pro Längeneinheit. Die Modulation des BRAGG-Gitter-Vektors wird beschrieben durch den Betrag des Gitter-Vektors $K = 2\pi/\Lambda$, wobei Λ die Gitterperiode ist. Der effektive Brechungsindex des vertikalen Wellenleiters ohne Berücksichtigung des Gitters und der Verstärkung wird mit n_{eff} bezeichnet.

Für das elektrische Feld wird zunächst ein zeitlich stationärer Ansatz für einen sich in positive z -Richtung ausbreitenden Anteil E^+ und einen sich in negative z -Richtung ausbreitenden Anteil E^- gemacht, d.h. das elektrische Feld wird in Komponenten aus den vorwärts und rückwärts laufenden Wellen zerlegt:

$$E = E^+(y, z)e^{-i\beta z} + E^-(y, z)e^{i\beta z} \quad (3.3)$$

Danach wird für die beiden Anteile E^+ und E^- eine analoge Richtungstrennung entlang der y -Achse angesetzt, nämlich eine Welle in Richtung der y -Achse und eine Welle entgegengesetzt zur y -Achsenrichtung:

$$E^+(y, z) = E_1^+(y, z)e^{-ik_y y} + E_0^+(y, z)e^{ik_y y} \quad (3.4)$$

$$E^-(y, z) = E_1^-(y, z)e^{ik_y y} + E_0^-(y, z)e^{-ik_y y} \quad (3.5)$$

Hierbei bedeuten $k_y = k \sin \alpha_G$ die laterale bzw. $\beta = k \cos \alpha_G$ die longitudinale Ausbreitungskonstante mit $k = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}}$.

Die für Wellenausbreitungs- und Kopplungsprobleme übliche Näherung der langsam veränderlichen Amplitude [7] wird auch hier verwendet:

$$\begin{aligned} \left| \frac{\partial^2 E_{0,1}^\pm(y, z)}{\partial z^2} \right| &\ll \left| \beta \frac{\partial E_{0,1}^\pm(y, z)}{\partial z} \right| \\ \left| \frac{\partial^2 E_{0,1}^\pm(y, z)}{\partial y^2} \right| &\ll \left| k_y \frac{\partial E_{0,1}^\pm(y, z)}{\partial y} \right| \end{aligned} \quad (3.6)$$

Diese Näherung bedeutet, dass die zweite Ableitung gegen die erste Ableitung vernachlässigt wird. Der dabei stehende Faktor β verdeutlicht, dass sich die Amplituden lokal langsam gegen die Größenordnung der Lichtwellenlänge ändern sollen. Andererseits soll gelten, dass der Kopplungskoeffizient κ und der modale optische Gewinn \tilde{g} kleine Störungen der Modenausbreitungskonstante darstellen:

$$\frac{\kappa}{k_0} \ll n_{\text{eff}} \quad (3.7)$$

$$\frac{\tilde{g}}{2k_0} \ll n_{\text{eff}}, \quad (3.8)$$

da κ in der Größenordnung von 100 cm^{-1} , $k_0 \approx 10^5 \text{ cm}^{-1}$, $\tilde{g} \approx 100 \text{ cm}^{-1}$ und n_{eff} ca. 3,5 ist. Der Betrag des Ausbreitungsvektors ist aus seinen Komponenten zusammengesetzt:

$$k_y^2 + \beta^2 = n_{\text{eff}}^2 \cdot k_0^2 \quad (3.9)$$

Es ergeben sich vier gekoppelte Wellendifferentialgleichungen 1. Ordnung für die vier langsam veränderlichen Amplituden E_0^+ , E_1^+ , E_0^- und E_1^- :

$$k_y \frac{\partial E_1^+(y, z)}{\partial y} + \beta \frac{\partial E_1^+(y, z)}{\partial z} - BE_1^+(y, z) = Ce^{i2\delta \cdot y} E_0^+(y, z) \quad (3.10)$$

$$k_y \frac{\partial E_0^+(y, z)}{\partial y} - \beta \frac{\partial E_0^+(y, z)}{\partial z} + BE_0^+(y, z) = Ce^{-i2\delta \cdot y} E_1^+(y, z) \quad (3.11)$$

$$k_y \frac{\partial E_1^-(y, z)}{\partial y} + \beta \frac{\partial E_1^-(y, z)}{\partial z} + BE_1^-(y, z) = Ce^{-i2\delta \cdot y} E_0^-(y, z) \quad (3.12)$$

$$k_y \frac{\partial E_0^-(y, z)}{\partial y} - \beta \frac{\partial E_0^-(y, z)}{\partial z} - BE_0^-(y, z) = Ce^{i2\delta \cdot y} E_1^-(y, z) \quad (3.13)$$

mit

$$B = \frac{\sqrt{k_y^2 + \beta^2} \cdot \tilde{g}}{2} \quad (3.14)$$

$$C = \sqrt{k_y^2 + \beta^2} \cdot \kappa \quad (3.15)$$

Die Größe δ in den Exponentialfunktionen der rechten Seite von (3.10) - (3.13) enthält mögliche Abweichungen von der exakten Erfüllung der BRAGG-Bedingung $\delta = k_y - K/2$ (Fehlanpassung). Die zusätzliche Phase $\delta \cdot y$ bewirkt eine kleine Änderung der Wellenausbreitungsrichtung:

$$\delta \ll \frac{k\tilde{g}}{2k_y} \quad (3.16)$$

Die Kopplung wirkt nicht wie bei einem DFB-Laser, zwischen der hin- und rücklaufenden Welle. Sondern die Ausbreitung des in Vorwärtsrichtung gekoppelten Wellenpaares E_0^+ , E_1^+ ist von der Ausbreitung des in Rückwärtsrichtung gekoppelten Wellenpaares E_0^- , E_1^- lokal entkoppelt bei Nichtberücksichtigung der Kopplung der elektromagnetischen Wellen über die Ladungsträger. Allerdings sind diese Wellenpaare ebenfalls über die Randbedingungen an den Facetten gekoppelt:

$$\begin{aligned} E_1^+(y, y \tan \alpha_G) &= 0 \\ E_1^-(y, L + y \tan \alpha_G) &= 0 \\ E_0^+(y, y \tan \alpha_G) &= \sqrt{R_r} E_0^-(y, y \tan \alpha_G) \\ E_0^-(y, L + y \tan \alpha_G) &= \sqrt{R_f} E_0^+(y, L + y \tan \alpha_G) \end{aligned} \quad (3.17)$$

Diese Bedingungen ergeben sich wie folgt: Die Welle E_0^- ist die Umkehrung der Welle E_0^+ (Abb. 3.3 und Abb. 3.2). Sie breiten sich senkrecht zu den Facetten aus und werden entsprechend der Randbedingungen reflektiert. E_1^- ist die richtungsinvertierte Welle von E_1^+ . Diese Reflexionsbedingungen entsprechen den Randbedingungen des FABRY-PEROT-Resonators. An den Facetten kann E_1^- nicht durch E_1^+ erzeugt werden, weil die Richtung der reflektierten Welle von E_1^- nicht der Richtung der Welle E_1^+ entspricht und umgekehrt, d.h. die zwei Wellen, die sich nicht senkrecht zu den reflektierenden Facetten ausbreiten, müssen an den Facetten Null sein, weil sie durch keine Reflexion entstanden sein können. Für diese beiden Wellen sind gegenüber des FABRY-PEROT-Resonators abweichende Bedingungen erforderlich. Die reflektierten Wellen von E_1^- und E_1^+ breiten sich in Richtung der absorbierenden Gebiete außerhalb des Kontaktstreifens aus.

Die Lösung des Gleichungssystems (3.10) - (3.13) im Bereich des Kontaktstreifens erfolgt dadurch, dass aus (3.10) und (3.11) E_1^+ oder E_0^+ eliminiert werden. Es entstehen zwei entkoppelte partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung für E_1^+ und E_0^+ . Aus (3.12) und (3.13) können analog zwei entkoppelte partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung für E_1^- und E_0^- abgeleitet werden. Alle vier partiellen Differentialgleichungen werden durch Separation bezüglich der beiden Variablen y und z gelöst [52]. Beispielsweise lautet die partielle Differentialgleichung für die vorwärtslaufende, ausgekoppelte Welle E_0^+ :

$$\begin{aligned} k_y^2 \frac{\partial^2 E_0^+(y, z)}{\partial y^2} - i2\delta k_y^2 \frac{\partial E_0^+(y, z)}{\partial y} \\ - \beta^2 \frac{\partial^2 E_0^+(y, z)}{\partial z^2} - [i2\delta\beta k_y - \beta k\tilde{g}] \frac{\partial E_0^+(y, z)}{\partial z} + [-D] E_0^+ = 0 \end{aligned} \quad (3.18)$$

mit

$$D = k^2 \kappa^2 + \frac{k^2 \tilde{g}^2}{4} - i\delta k\tilde{g} k_y. \quad (3.19)$$

Zur Separation wird eine Separationskonstante χ in die Gleichung eingeführt:

$$\left\{ k_y^2 \frac{\partial^2 E_0^+(y, z)}{\partial y^2} - i2\delta k_y^2 \frac{\partial E_0^+(y, z)}{\partial y} + \chi D E_0^+ \right\} - \left[\beta^2 \frac{\partial^2 E_0^+(y, z)}{\partial z^2} + [i2\delta\beta k_y - \beta k\tilde{g}] \frac{\partial E_0^+(y, z)}{\partial z} + (\chi + 1) D E_0^+ \right] = 0. \quad (3.20)$$

Bei der Separation der Variablen ist zunächst die Funktion $E_0^+(y, z)$ als Produkt zweier Funktionen in der Form $E_0^+(y, z) = Y_0^+(y)Z_0^+(z)$ anzusetzen. Damit werden die partiellen Differentialgleichungen zu gewöhnlichen Differentialgleichungen. Aus der Gleichung (3.20) entstehen dann zwei gewöhnliche Differentialgleichungen, nämlich eine Differentialgleichung bezüglich der unabhängigen Variablen y (geschweifte Klammer der Gl. (3.20) wird Null gesetzt) und eine Differentialgleichung bezüglich der unabhängigen Variablen z (eckige Klammer wird Null gesetzt). Es zeigt sich, dass mit dem Ansatz $e^{i\gamma y}$ für $Y_0^+(y)$ und mit dem Ansatz $e^{i\alpha z}$ für $Z_0^+(z)$ mit zu bestimmenden komplexen Größen γ und α und vorerst freien Koeffizienten für die Exponentialanteile alle Randbedingungen erfüllt werden können. Ist α bestimmt, so gibt später der Imaginärteil von α die Verluste der sich ausbreitenden Moden an.

Wesentlich sind folgende Bedingungen für die sich ausbreitenden Felder am Rande des Kontaktstreifens ($y = \pm w/2$)

$$E_{0,1}^\pm(-w/2, z) = 0 \quad (3.21)$$

$$E_{0,1}^\pm(+w/2, z) = 0. \quad (3.22)$$

Diese Bedingungen fordern, dass es von Gebieten außerhalb des Kontaktstreifens keine einfallenden Wellen in das Gebiet des Kontaktstreifens gibt. Die Bedingungen sind hinreichend, um sich in positiver oder negativer z -Richtung ausbreitende Modenverteilungen zu berechnen, da sie auf eine Eigenwertgleichung für die Separationskonstante χ aus Gl. (3.20) führen. Entscheidend für diese Berechnung ist die transzendente Eigenwertgleichung für die oben erwähnte Separationskonstante χ . Entsprechend der am Anfang dieses Kapitels erläuterten Notwendigkeit, die Verluste der höheren Moden ebenfalls zu berechnen, müssen im Unterschied zu [45] die höheren Eigenwerte ebenfalls gesucht werden. Hierbei werden neben der Grundmode maximal die erste und die zweite Ordnung berechnet. Wie im Folgenden zu sehen sein wird, sind die höheren Eigenwerte für das Laserdesign wichtig.

3.2.2 Laterale Modenverteilungen

Um den höheren Eigenwerten die sich in Gl. (3.30) ergeben werden, Rechnung zu tragen, wird an alle relevanten Größen der Moden-Index N angefügt. Für die sich entlang der positiven z -Richtung ausbreitenden Moden mit den Indizes $N = 0, 1, 2$ ergibt sich letztlich die folgende Feldverteilung:

$$E_N^+ = E_{0,N}^+ + E_{1,N}^+ \quad (3.23)$$

mit

$$E_{0,N}^+ = [\mathcal{D}_{1,N}(y)e^{i\alpha_{1,N}z} + \mathcal{D}_{2,N}(y)e^{-j\alpha_{2,N}z}] e^{-i(K/2)y} e^{[(k\tilde{g}/2\beta) - i(\beta + \delta(k_y/\beta))]z}, \quad (3.24)$$

$$E_{1,N}^+ = [\mathcal{C}_{1,N}(y)e^{i\alpha_{1,N}z} + \mathcal{C}_{2,N}(y)e^{-j\alpha_{2,N}z}] e^{i(K/2)y} e^{[(k\tilde{g}/2\beta) - i(\beta + \delta(k_y/\beta))]z} \quad (3.25)$$

und

$$\mathcal{C}_{1,N}(y) = ir_{1,N}C [e^{-i\gamma_{1,N}(y+w)} - e^{i\gamma_{1,N}y}], \quad (3.26)$$

$$\mathcal{D}_{1,N}(y) = C [e^{i\gamma_{1,N}y} - r_{1,N}^2 e^{-i\gamma_{1,N}(y+w)}], \quad (3.27)$$

$$\mathcal{C}_{2,N}(y) = ir_{2,N}D [e^{-i\gamma_{2,N}y} - e^{i\gamma_{2,N}(y+w)}] \quad (3.28)$$

$$\mathcal{D}_{2,N}(y) = D [e^{-i\gamma_{2,N}y} - r_{2,N}^2 e^{i\gamma_{2,N}(y+w)}]. \quad (3.29)$$

C und D sind konstant und durch die Anfangsbedingungen an der Facette gegeben. Die laterale Resonanzbedingung, d.h. die letztlich für die Separationskonstante $\chi_{1,N}$ zu lösende Eigenwertgleichung, lautet:

$$r_{1,N}^2 = e^{i4\gamma_{1,N}w} \quad (3.30)$$

mit dem komplexen lateralen Reflexionskoeffizienten:

$$r_{1,N} = \frac{k\kappa}{\gamma_{1,N}k_y + \alpha_{1,N}\beta}, \quad (3.31)$$

dem Zusatz zum lateralen Ausbreitungsparameter

$$\gamma_{1,N} = \frac{1}{k_y} \sqrt{\delta^2 k_y^2 + \chi_{1,N} \left(\kappa^2 k^2 + \frac{k^2 \tilde{g}^2}{4} - j\delta k \tilde{g} k_y \right)}, \quad (3.32)$$

und dem Zusatz zum Ausbreitungsparameter für die longitudinale Ausbreitung

$$\alpha_{1,N} = \frac{1}{\beta} \sqrt{\delta^2 k_y^2 + (1 + \chi_{1,N}) \kappa^2 k^2 + \chi_{1,N} \left(\frac{k^2 \tilde{g}^2}{4} - j\delta k \tilde{g} k_y \right)}. \quad (3.33)$$

Entsprechendes gilt auch für $r_{2,N}$, $\gamma_{2,N}$ und $\alpha_{2,N}$, wobei sich herausgestellt hat, dass $\alpha_2 = \alpha_1^*$, $\gamma_2 = \gamma_1^*$, $r_2 = r_1^*$ ist. Aus Gleichung (3.30) ergeben sich komplexe Eigenwerte $\chi_{1,N}$ und damit die komplexen Größen $\chi_{2,N} = \chi_{1,N}^*$. Hierbei bezeichnet $\chi_{1,0}$ den komplexen Eigenwert für die Grundmode und $\chi_{1,1}$ den komplexen Eigenwert für die erste angeregte Mode usw.. Aus $\chi_{1,N}$ ergibt sich die Ausbreitungskonstante (Realteil) und die Dämpfung der Welle (Imaginärteil).

3.2.3 Laterale Verluste für die longitudinale Modenausbreitung

Der Imaginärteil der zusätzlichen Ausbreitungskonstanten $\alpha_{1,N}$ in (3.33) gibt die Dämpfung der N -ten lateralen Mode in Vorwärtsrichtung an. Der Verlust dieser Mode bezieht sich auf die Intensität:

$$\alpha_{lat,N} = 2 \operatorname{Im}(\alpha_{1,N}) \quad (3.34)$$

Als Beispiel für die lateralen Moden verschiedener Ordnungen N entsprechend den Gleichungen (3.23) - (3.34) sind in Abb. 3.4 die drei Moden $N=0,1,2$ dargestellt. Die gewählten Parameter sind typisch für die hergestellten, vermessenen und in Kap. 6 diskutierten α -DFB-Laser. Es wurden die Intensitäten der Grundmode $|E_0^+|^2$, sowie der ersten $|E_1^+|^2$ und zweiten angeregten Mode $|E_2^+|^2$ für die angegebenen Parameter nach Gleichung (3.23) mit den Anfangsbedingungen $C = 1$, $D = 1$ berechnet. Man sieht, dass die Intensität in Vorwärtsrichtung gedämpft wird. Es ergibt sich aus den modellierten Intensitätsverteilungen eine Zunahme der Verluste mit höherer Ordnung der Mode: 1 cm^{-1} für (a), 8 cm^{-1} für (b), und 17 cm^{-1} für (c).

Die Erweiterung des Modells [45] auf $N > 0$ ermöglicht folgende Aussagen: Die Strahlqualität der α -DFB-Laser hängt wesentlich von der Diskriminierung zwischen der Grundmode und den höheren Moden ab. Als Diskriminierung wird hier die Differenz der Dämpfung zwischen der Grundmode und den Moden höherer Ordnung verstanden. Diese Modendiskriminierung wird von den Parametern, wie:

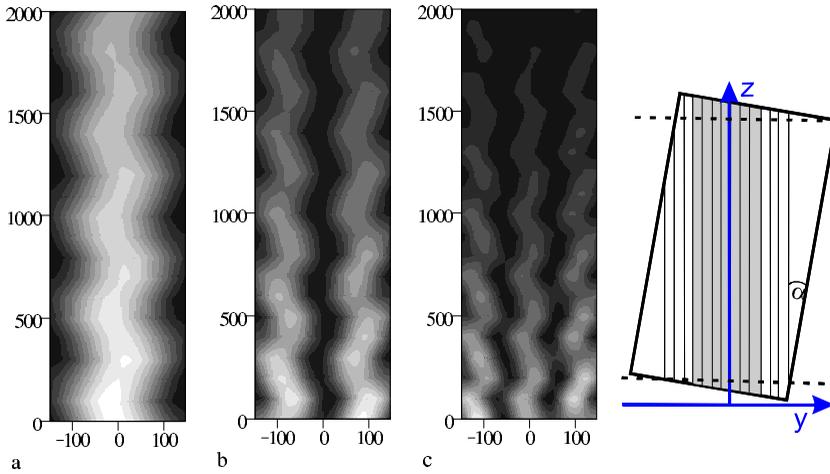


Abbildung 3.4: Intensitätsverteilung (a) der Grundmode $|E_0^+|^2$, (b) der ersten angeregten Mode $|E_1^+|^2$ und (c) der zweiten angeregten Mode $|E_2^+|^2$ für folgende Parameter: $L=2$ mm, $w=160$ m, $\Lambda=594$ nm, $\alpha_G=15^\circ$, $\tilde{g}=0$, $\lambda=1060$ nm, $\kappa=70$ cm $^{-1}$, $n_{\text{eff}}=3.46$. Längs der Abzisse ist die Kontaktstreifenbreite und längs der Ordinate die Furchenrichtung des BRAGG-Gitters dargestellt. Die Längeneinheiten sind μm .

- Gitterneigung gegen die Facettennormalen (BRAGG-Winkel) α_G ,
- Gitterperiode Λ ,
- Resonatorlänge L ,
- Kontaktstreifenbreite (Breite des gepumpten Gebietes) w und
- Koppelkoeffizienten κ

bestimmt. Liegt eine besonders hohe Diskriminierung vor, so ist eine Beugungsmaßzahl M^2 von nahe Eins zu erwarten. Der theoretische Einfluss der Design-Parameter auf die Modendiskriminierung wird in den Abschnitten 3.2.5.1 bis 3.2.5.3 noch detailliert untersucht und im Kap. 6 mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

3.2.4 Schwebungs-Verluste

Entsprechend der Abb. 3.2 wird die Leistung durch BRAGG-Reflexionen zwischen beiden Wellen E_0^+ und E_1^+ periodisch gekoppelt, d.h. die Energie wechselt periodisch zwischen beiden Wellen (beating). Führt das „Beaten“ dazu, dass die Welle E_0^+ an der Emissions-Facette optimale Leistung enthält, so sind die Verluste durch Totalreflexion von E_1^+ (vgl. Abb. 3.11) minimal. Sind die „Beatperioden“ in Abhängigkeit von dem Koppelkoeffizienten κ so gestaltet, dass an der Emissions-Facette die Leistung in der Welle E_1^+ dominiert, so sind infolge von Totalreflexion von E_1^+ die Verluste sehr hoch. Diese „beat“-Einflüsse sind im ersten Faktor der linken Seite der in [45] abgeleiteten Resonanzbedingung für die Grundmode:

$$[(1 + \cos(2\alpha_r L))/2] \cdot [e^{-\alpha_{1at,0}L}] \cdot [\mathcal{R}_v^2 R_f R_r] \cdot [e^{[(k\tilde{g}/2\beta) - j(\beta + \delta(k_y/\beta))]2L}] = 1 \quad (3.35)$$

enthalten. Dabei ist α_r der Realteil von $\alpha_{1,0}$. \mathcal{R}_v^2 ist der Reflexionsfaktor. Zu einem „Beat“-Verlust α_{beat} kommt man, indem man diesen Beat-Faktor der linken Seite als einen Verlustfaktor $e^{-\alpha_{beat}L}$ schreibt:

$$[(1 + \cos(2\alpha_r L))/2] = e^{-\alpha_{beat}L} \quad (3.36)$$

Damit ist der Beat-Verlust α_{beat} über α_r und die Länge L des Resonators berechenbar. Der Einfluss der

- Resonatorlänge und
- des Koppelkoeffizienten

auf die Beat-Verluste und damit auf die Eigenschaften des Bauelementes werden im Abschnitt 3.2.5.3 näher betrachtet und in Kap. 6 mit den Messergebnissen verglichen.

3.2.5 Ermittlung von Design-Parametern des α -DFB-Lasers mit dem Vierwellen-Modell

3.2.5.1 Kontaktstreifenbreite

In Abb. 3.5 ist die Modendämpfung der Grundmode $\alpha_{lat,0}$ und der ersten angeregten Mode $\alpha_{lat,1}$ (Gl. 3.34) in Abhängigkeit von der Kontaktstreifenbreite nach der in dieser Arbeit entwickelten Erweiterung des linearen Modells dargestellt. Die Berechnung erfolgte für $\alpha_G = 15^\circ$, $L = 2$ mm und

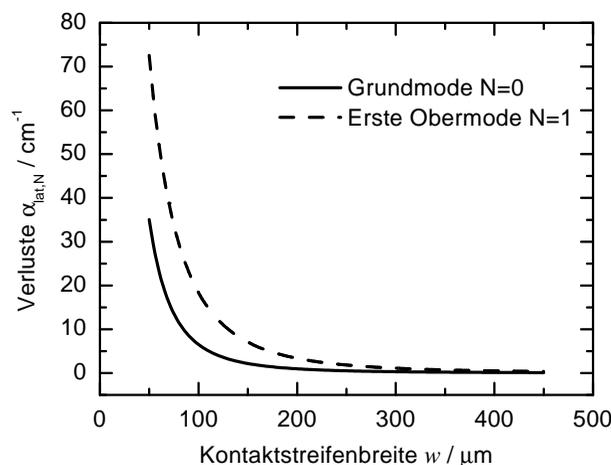


Abbildung 3.5: Verluste in Abhängigkeit von der Kontaktstreifenbreite für die Grundmode und die erste angeregte Mode. Konstante Parameter sind: $\alpha_G = 15^\circ$, $L = 2$ mm und $\kappa = 70 \text{ cm}^{-1}$.

$\kappa = 70 \text{ cm}^{-1}$ (wie in Abb. 3.4). Die Modenselektion ergibt sich aus den unterschiedlichen Verlusten für die Grundmode und für die erste angeregte Obermode. Bei Kontaktstreifenbreiten größer als $200 \mu\text{m}$ sind die Verluste der Grundmode kleiner als $0,5 \text{ cm}^{-1}$, aber die Modendiskriminierung liegt auch nur bei 1 cm^{-1} . Die Modendiskriminierung wird größer, wenn der Kontaktstreifen schmaler gewählt wird. Bei einer Kontaktstreifenbreite von $160 \mu\text{m}$ ist die Diskriminierung etwa 5 cm^{-1} . Allerdings wird die Dämpfung der Grundmode größer (5 cm^{-1}). Deshalb muss ein Kompromiss zwischen einer effizienten Modenunterdrückung und einem möglichst kleinen Verlust der Grundmode gefunden werden.

Bei Ridge-Waveguide- (RW-) Lasern sind für eine hinreichende Diskriminierung zwischen der Grundmode und der ersten angeregten Mode Streifenbreiten unter $5 \mu\text{m}$ erforderlich. Im Vergleich dazu ist aus Abbildung 3.5 zu entnehmen, dass die Streifenbreite bei α -DFB-Lasern auf beispielsweise $160 \mu\text{m}$ vergrößert werden kann, und trotzdem liegt eine hinreichende Diskriminierung zur Auswahl der lateralen Grundmode für den Laserbetrieb vor. Mit der Streifenverbreiterung bei den α -DFB-Lasern verringert sich entsprechend die Facettenbelastung. Somit können höhere Leistungen als beim RW-Laser erreicht werden.

3.2.5.2 Neigungswinkel des Gitters

Wenn der BRAGG-Winkel α_G geändert wird, so ist die Gitterkonstante Λ entsprechend der BRAGG-Bedingung

$$\sin \alpha_G = \frac{\lambda}{\Lambda \cdot 2n_{\text{eff}}} \quad (3.37)$$

zu ändern, wobei λ die Vakuumwellenlänge des Lichtes und n_{eff} den effektiven Brechungsindex bedeuten. Abb. 3.6 zeigt die berechnete Modendämpfung $\alpha_{\text{lat},0}$ und $\alpha_{\text{lat},1}$ in Abhängigkeit vom

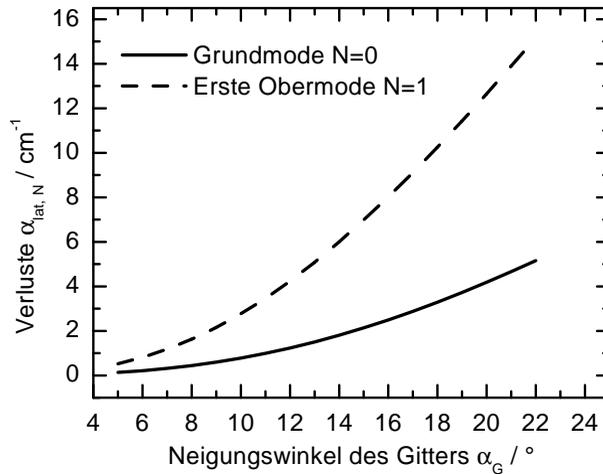


Abbildung 3.6: Verluste in Abhängigkeit des Neigungswinkels der Gitterfurchen zur Facettennormalen für die Grundmode und die erste angeregte Mode. Konstante Parameter sind: $w = 160 \mu\text{m}$, $L = 2 \text{ mm}$ und $\kappa = 70 \text{ cm}^{-1}$.

BRAGG-Winkel der Gitterfurchen zur Facettennormalen. Die Parameter w , L und κ waren konstant: $w = 160 \mu\text{m}$, $L = 2 \text{ mm}$ und $\kappa = 70 \text{ cm}^{-1}$. Die Modendiskriminierung ist für den Winkel von $\alpha_G = 5^\circ$ sehr klein ($0,5 \text{ cm}^{-1}$). Für größere Winkel (20°) ist die Modendiskriminierung besser, aber die Verluste der Grundmode sind auch deutlich höher (4 cm^{-1}). Ein Kompromiss zwischen einer ausreichenden Modendiskriminierung und niedrigen Verlusten der Grundmode liegt im Bereich zwischen 10° und 15° .

3.2.5.3 Koppelkoeffizient und Länge des Lasers

Der Koppelkoeffizient und die Resonatorlänge beeinflussen einerseits die lateralen Verluste für die longitudinale Modenausbreitung und andererseits hängen die Beat-Verluste entscheidend vom Koppelkoeffizienten und der Resonatorlänge ab.

Zunächst werden die lateralen Verluste betrachtet: Abb. 3.7 zeigt die berechnete Modendämpfung der Grundmode und der ersten angeregten Mode und die Modendiskriminierung in Abhängigkeit vom Koppelkoeffizienten. Die Modendiskriminierung $\alpha_{\text{lat},0} - \alpha_{\text{lat},1}$ zeigt die Verlustdifferenz zwischen Grundmode und erster angeregten Mode an.

Die Diskriminierung zwischen der Grundmode und der ersten angeregten Obermode vergrößert sich mit durchlaufener Entfernung im Resonator. Deshalb ist die Diskriminierung $\alpha_{\text{lat},0} - \alpha_{\text{lat},1}$ nach dem Multiplizieren mit der Resonatorlänge als eine dimensionslose Modenselektion $(\alpha_{\text{lat},0} - \alpha_{\text{lat},1}) \cdot L$ in Abbildung 3.8 dargestellt. Die Abb. 3.8 zeigt die Abhängigkeit der Modenselektion vom Koppelkoeffizienten und der Resonatorlänge. Man erkennt, dass mit kleiner werdendem Koppelkoeffizienten und zunehmender Resonatorlänge die Modenselektion zunimmt. Der Bereich für eine Resonatorlänge

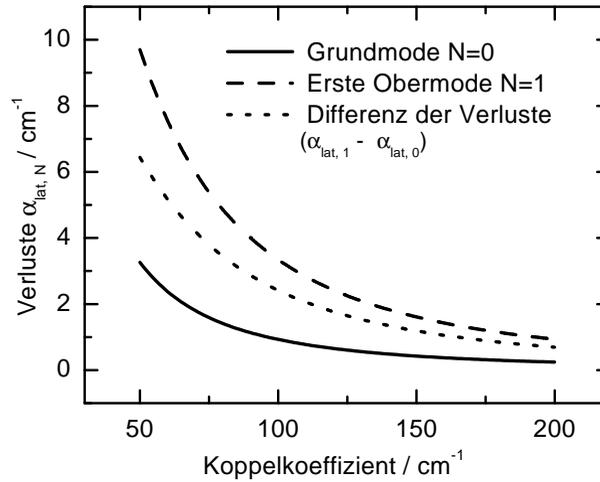


Abbildung 3.7: Verluste der Grundmode und der ersten angeregten Mode und die Modendiskriminierung zwischen beiden in Abhängigkeit vom Koppelkoeffizienten. Konstante Parameter sind: $\alpha_G = 15^\circ$, $w = 160 \mu\text{m}$ und $L = 2 \text{ mm}$.

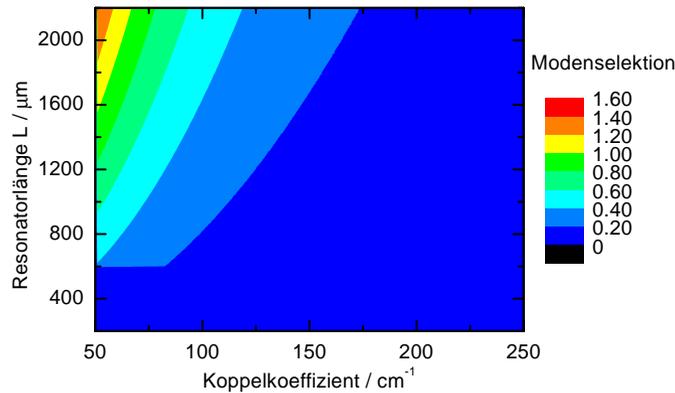


Abbildung 3.8: Modenselektion in Abhängigkeit von der Resonatorlänge und des Koppelkoeffizienten eines α -DFB-Lasers mit einem Neigungswinkel von $\alpha_G = 15^\circ$ und einer Kontaktstreifenbreite von $w=160 \mu\text{m}$. Für $L \leq 600 \mu\text{m}$ wurde die Modenselektion Null angenommen, weil sich dann die beiden Facetten teilweise direkt gegenüberstehen.

$\leq 600 \mu\text{m}$ wurde mit einer Modenselektion Null angenommen, weil sich dann die beiden Facetten teilweise direkt gegenüberstehen. Die Wellenausbreitung kann damit senkrecht zu den Facetten anschwingen, was einem üblichen Breitstreifenlaser entspricht.

Die Betrachtung des Einflusses der Design-Parameter auf die bisher diskutierten Verluste werden ergänzt durch den Einfluss von Resonatorlänge und Koppelkoeffizient auf die Beat-Verluste und damit auf die Lasereigenschaften der Dioden. Die Grundzusammenhänge für Quantum-Well-Laser mit FABRY - PEROT-Resonator aus dem Abschnitt 2.1.1 wurden zumeist für einfache Berechnungen an BA-Lasern verwendet. Speziell können aus den Gleichungen (2.7) bis (2.10) Steilheit und Schwellenstrom berechnet werden, da man folgende Größen aus längenabhängigen Messungen an Lasern im Riegelverband erhalten kann: interne Verluste $\alpha_i^{BA-Laser}$, interner Wirkungsgrad η_i , Transparenzstromdichte J_{tr} und modaler Gewinn Γg_0 (das wird noch ausführlicher dargestellt in Abschnitt 4.1.3). Aus den Facettenreflektivitäten sind die Spiegelverluste α_m bekannt. Diese Rechnungen lassen sich für den α -DFB-Laser durchführen, wenn der interne Verlust $\alpha_i^{\alpha-DFB-Laser}$ berechnet wird aus dem internen Verlust des zugehörigen BA-Lasers $\alpha_i^{BA-Laser}$ (Messwert), dem berechne-

ten Beat-Verlust α_{beat} und dem berechneten Verlust $\alpha_{lat,0}$ der Grundmode bei Führung durch das BRAGG-Gitter:

$$\alpha_i^{\alpha-DFB-Laser} = \alpha_i^{BA-Laser} + \alpha_{beat} + \alpha_{lat,0}. \quad (3.38)$$

Dieser Ausdruck wird in das Gleichungssystem (2.7) bis (2.10) eingesetzt. Für einen Neigungswinkel von 15° und einer Kontaktstreifenbreite von $160 \mu\text{m}$ ergeben sich für Schwellenstrom und Steilheit in Abhängigkeit von der Resonatorlänge und des Koppelkoeffizienten die Ergebnisse von Abb. 3.9. Es zeigt sich, dass sich die Periodizität der Beat-Verluste in Abhängigkeit von der Resonatorlänge auch auf Steilheit und Schwellenstrom auswirkt. Kombinationen von Resonatorlänge und Koppel-

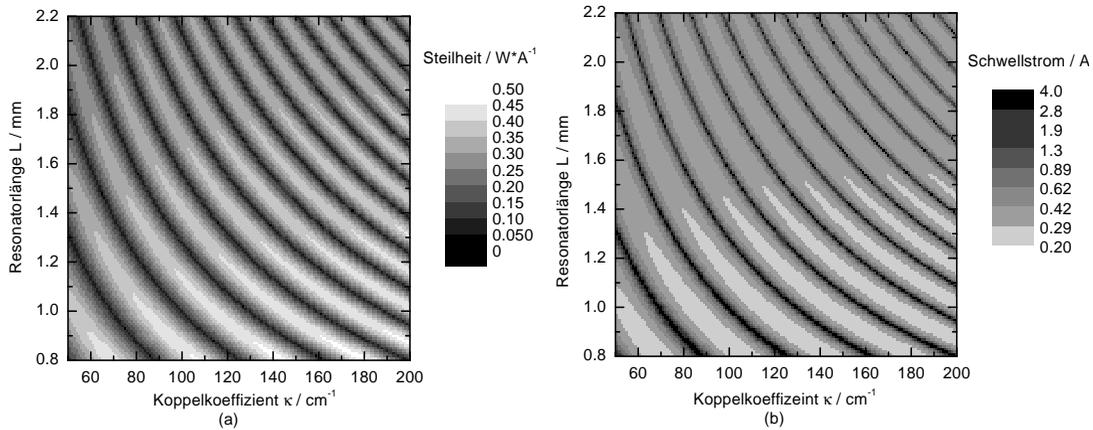


Abbildung 3.9: Steilheit (a) und Schwelle (b) der Leistungs-Strom-Kennlinie in Abhängigkeit von Resonatorlänge und Koppelkoeffizient. Die zugrundeliegenden Parameter sind: $R_f = R_r = 0,32$ (gebrochene Facetten), $\eta_i = 98\%$, $\Gamma g_0 = 19,0 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_i^{BA-Laser} = 1,1 \text{ cm}^{-1}$ und $J_{tr} = 66 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$

koeffizienten, die eine hohe Effizienz und kleine Schwellenströme versprechen, sind durch hellere Gebiete gekennzeichnet. Nach diesen Rechnungen mit Hilfe des linearen Vierwellen-Modells muss die optimale Resonatorlänge auf $\pm 50 \mu\text{m}$ und der Koppelkoeffizient auf $\pm 8 \text{ cm}^{-1}$ eingehalten werden.

3.2.5.4 Zusammenfassung der Bestimmung der Geometrieparameter der α -DFB-Laserdiode aus dem Vierwellen-Modell

Wie in den vorangehenden Abschnitten gezeigt wurde, können Modenverluste als Funktion der interessierenden Design-Parameter berechnet werden, wie das in den Abb. 3.5, 3.6 und 3.7 für Streifenbreite w , Neigungswinkel α_G und Koppelkoeffizient κ dargestellt ist.

Experimentelle Vorversuche ergaben, dass der Verlust der Grundmode möglichst kleiner oder gleich 4 cm^{-1} sein sollte und die Verlustdifferenz zwischen Grundmode und erster angeregten Mode größer als 4 cm^{-1} . Setzt man als Grenzen für ein Design diese Werte voraus, so ergeben sich einfache Dimensionierungsanforderungen an α -DFB-Laser ([53], [54]), die auch prozessiert (Kap. 4) und experimentell untersucht (Kap. 6) wurden:

- $10^\circ \leq \alpha_G \leq 15^\circ$;
- $80 \mu\text{m} \leq w \leq 160 \mu\text{m}$;
- $70 \text{ cm}^{-1} \leq \kappa \leq 140 \text{ cm}^{-1}$ und
- $L \geq 1500 \mu\text{m}$.

Der Koppelkoeffizient wird sowohl von der Ätztiefe des Gitters, als auch von der Struktur und der Dicke des Wellenleiters beeinflusst. Die Vorzugslängen des Lasers ergeben sich aus der in Abb. 3.9

gezeigten Abhängigkeit der Steilheit und des Schwellenstromes von der Resonatorlänge. Die wesentlichen Design-Parameter sämtlicher α -DFB-Laser im FBH wurden bisher damit festgelegt. Abb. 3.10

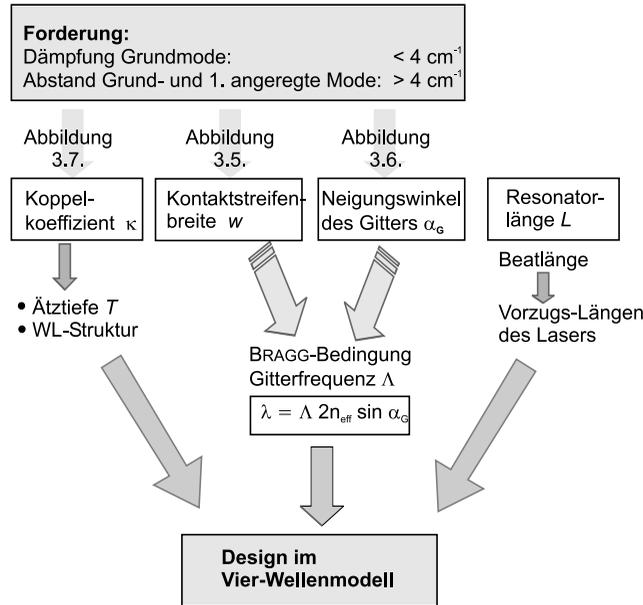


Abbildung 3.10: Schema zur Design-Parameterbestimmung der Laserdiode anhand der Auswertung der Modendämpfung

zeigt schematisch diese Vorgehensweise zur Design-Parameterbestimmung einer α -DFB-Laserdiode anhand der Auswertung der Modendämpfung aus dem Vierwellen-Modell. Mit Hilfe der experimentell bestimmten Strukturparameter, wie: interne Verluste, interner Wirkungsgrad, Transparenzstromdichte und modaler Gewinn für Transparenz können Effizienz und Schwellenstrom für α -DFB-Laser über summarische Bilanzen für den Schwellenstrom berechnet werden [53].

3.2.6 Ausbreitung der „Verlust“-Wellen

Im Modell wird davon ausgegangen, dass die reflektierten Wellen, der Wellen, die nicht senkrecht auf die Facette fallen (E_1^- und E_1^+), sich in Gebiete außerhalb des Kontaktstreifens ausbreiten und dort absorbiert werden („Verlust“-Wellen).

Im Folgenden ist ein Experiment dargestellt, welches die reflektierten Wellen von E_1^- und E_1^+ zeigt, wie sie sich bis zu den Seitenwänden ausbreiten und dort total reflektiert werden.

Dargestellt ist in Abb. 3.11(a) ein durch ein Mikroskop aufgenommener Laserchip während des Laserns und in (b) eine Simulation. Auf der Aufnahme in Abb. 3.11(a) ist zu erkennen, wie die Welle, die nicht senkrecht auf die Facette fällt, an der Facette total reflektiert wird. Bei einem Brechzahl-sprung zwischen Halbleiter und Luft von $n \approx 3,5$ beträgt der Grenzwinkel $\alpha_c = \arcsin 1/n \approx 16,6^\circ$. Der Einfallswinkel, mit dem die Welle auf die Facette trifft, liegt in der Nähe des doppelten Neigungswinkel des BRAGG-Gitters α_G . Der Kontaktstreifen und das Gitter sind schematisch angedeutet. Es handelt sich um einen Laser mit einem Neigungswinkel des Gitters $\alpha_G=10^\circ$. Der Strahlweg ist gestrichelt eingezeichnet. An den Kanten und an den Facetten, ist das an der Facette in den Laser totalreflektierte Laser-Licht zusehen. Die Galvanik und die Metallisierung ist an den Kanten und an den Facetten zurückgezogen. Dadurch wird das Laser-Licht nur in diesen Bereichen sichtbar. Es handelt sich bei dem beobachteten Phänomen nicht um „Ring-Oszillationen“.

Daneben in Abb. 3.11(b) ist ein α -DFB-Laser mit dem gleichen Neigungswinkel des Gitters zur

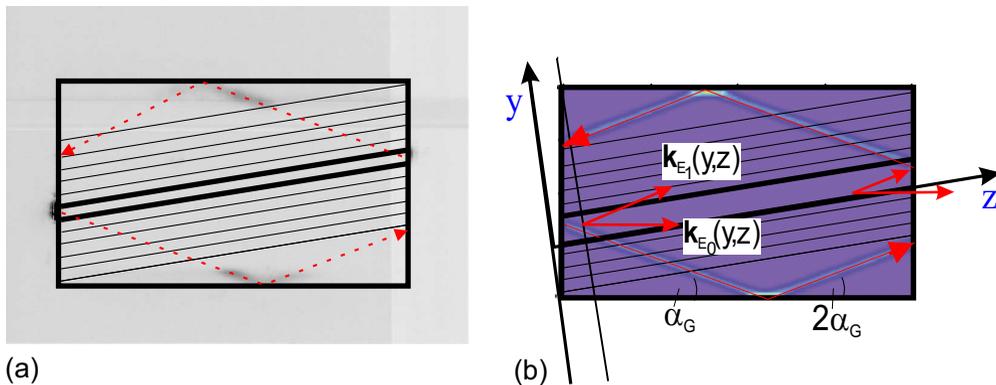


Abbildung 3.11: (a) Aufnahme eines α -DFB-Lasers ($\alpha_G = 10^\circ$, $w=80\mu\text{m}$, $L=2\text{mm}$, Breite des Chips: $1,2\text{mm}$): mit der Welle, die nicht senkrecht auf die Facette fällt und damit an den Facetten total reflektiert wird. Das Laserlicht scheint an den Facetten und an den Ecken, wo die Metallisierung zurückgezogen ist, durch. Schematisch angedeutet sind die Kanten des Chips, der Kontaktstreifen, das BRAGG-Gitter und der Strahlweg (gestrichelt) (b) Strahlausbreitungs-Simulation entsprechend der Ausbreitung von GAUSS-Strahlen für die Welle mit $k_{E_1}(y, L)$. Die Wellenzahlvektoren ($k_{E_l}(y, z)$, $k_{E_r}(y, z)$) des Vorwärts-Wellenpaares sind eingezeichnet. Helle Gebiete zeigen die Ergebnisse der Simulation.

Facettennormalen schematisch dargestellt, in dem nur die Wellenzahlvektoren des Vorwärtswellenpaares gezeigt sind. Helle Gebiete zeigen das Ergebnis einer Strahlausbreitungs-Simulation unter der Annahme, dass die sich ausbreitende Grundmode zu einem GAUSS-Strahl vereinfacht wird. Man sieht die Übereinstimmung mit Abb. 3.11(a). Damit ist die Auskopplung der totalreflektierten Wellen von E_1^+ und E_1^- aus dem Resonatorumlauf demonstriert.

3.3 Zweidimensionales nichtlineares Modell der Wellenausbreitung im α -DFB-Laser unter Einbeziehung der Ladungsträgerbilanz und der Wärme

3.3.1 Berechnung der elektromagnetischen Feldverteilung durch Resonatorumläufe von gekoppelten Wellenpaaren

Im zweidimensionalen Vierwellen-Modell wird im Wesentlichen mit einem passiven Resonator in Schwellennähe gerechnet. Es kann zwar optische Verstärkung im Resonator berücksichtigt werden, aber nichtlineare Effekte wie z.B. das räumliche Lochbrennen werden prinzipiell nicht mit erfasst. Es sind aber gerade diese Effekte, die das Verhalten von Lasern im Hochleistungsbereich bestimmen. Zu ihrer Beschreibung wurde am Lebedev-Institut in Moskau ein nichtlineares Modell [54], [55] und [56] konzipiert. Mit realen Material- und Bauelementparametern konnte es am FBH verifiziert werden.

Das nichtlineare Modell bezieht die Wechselwirkung des elektromagnetischen Feldes mit der Ladungsträgerdichte ein. Der optische Gewinn und der effektive Index hängen von der Ladungsträgerdichte und vom Temperaturprofil ab. Das Grundkonzept ist die bekannte FOX-LI-Iteration [48] für fortgesetzte Resonatorumläufe. Die im Modell angenommenen Ränder des Gitterbereiches $\theta_0(z)$ und $\theta_1(z)$ und des Kontaktstreifens $y_0(z)$ und $y_1(z)$ können beliebige Funktionen sein. Die z -Achse liegt senkrecht zu den Facetten (Abb. 3.12). D ist die gesamte Breite der Laserdiode und B gibt einen isolierenden Randbereich zur zweckmäßigen Formulierung der Randbedingungen an. Das BRAGG-Gitter mit der Periode Λ und dem Modulationsindex Δn_G ist geneigt zur z -Achse um den Winkel

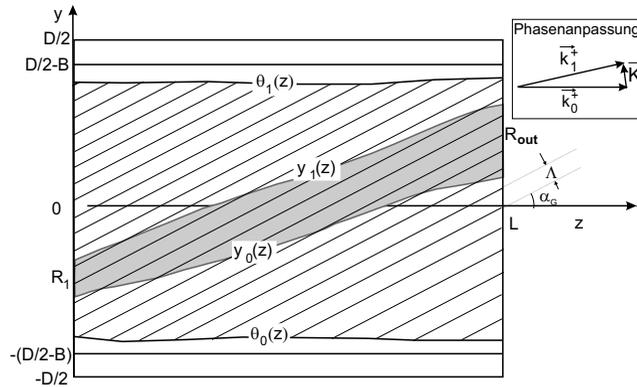


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung eines α -DFB-Lasers in der yz Ebene (L Resonatorlänge, R_f Frontfacette, R_r Rückfacette, Λ Gitterperiode, α_G Neigungswinkel des Gitters zur Facettenormalen, D totale Weite der Cavity, B isolierender Randbereich). Ränder des Gitterbereiches $\theta_0(z)$ und $\theta_1(z)$ und des Kontaktstreifens $y_0(z)$ und $y_1(z)$ können beliebig angenommene Funktionen sein. Die Phasenanpassung bei BRAGG-Reflexion ist für die Wellenzahlvektoren des Vorwärtswellenpaares gezeigt.

α_G . Das Gitter wird beschrieben durch den BRAGG-Gitter-Vektor:

$$\mathbf{K} = \frac{2\pi}{\Lambda}(0, \cos \alpha_G, -\sin \alpha_G) \quad (3.39)$$

Die gekoppelten Wellenpaare E_0^\pm und E_1^\pm (Abb. 3.2) werden wie in der Volumenholographie [57] behandelt. Die Welle E_0^+ mit dem Wellenzahlvektor

$$\mathbf{k}_0 = (0, 0, n_{\text{eff}} \frac{\omega}{c}) \quad (3.40)$$

entspricht der Rekonstruktionswelle und die Welle E_1^+ mit dem Wellenzahlvektor $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_0 + \mathbf{K}$ (Abb. 3.2) entspricht der rekonstruierten Welle. Die BRAGG-Bedingung für das Gitter erster Ordnung lautet:

$$K = 2n_{\text{eff}} \frac{\omega}{c} \sin \alpha_G, \quad (3.41)$$

mit n_{eff} als effektiven Index des vertikalen Wellenleiters, ω als Kreisfrequenz und c als Lichtgeschwindigkeit. Die Gleichung (3.41) enthält den Fakt, dass $|\mathbf{k}_0| = |\mathbf{k}_1|$ ist.

Ein besonderer Vorteil der Wahl der Randbedingungen des in Abb. 3.12 gezeigten Koordinatensystems ist die Übersichtlichkeit der Randbedingungen, wie in Gl. (3.49) deutlich werden wird.

Wie auch für das Vierwellen-Modell ist die zu lösende Grundgleichung die HELMHOLTZ-Gleichung mit einer periodischen Variation der dielektrischen Funktion:

$$\Delta \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} [n_{\text{eff}}^2 + 2n_{\text{eff}} \Delta n_G \cos(\mathbf{K} \mathbf{r}) + \varepsilon_M] \mathbf{E} = 0, \quad (3.42)$$

mit \mathbf{E} als elektrischer Feldvektor und $\mathbf{r} = (0, y, z)$ als Orts-Vektor und Δn_G als Amplitude der ersten FOURIER-Komponenten des Brechungsindex des BRAGG Gitters. ε_M beinhaltet die zusätzliche Beschreibung der dielektrischen Konstante, die später diskutiert wird (siehe Gl. (3.50)). Das Verhältnis zwischen Δn_G und des Koppelkoeffizienten κ [57] lautet:

$$\Delta n_G = \frac{2\kappa c}{\omega}. \quad (3.43)$$

Nach [57] ist das elektrische Feld zusammengesetzt aus den zwei Teilen der vorwärts und rückwärts gerichteten Wellen:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = \frac{1}{2} & \left[\mathbf{e}_0 E_0^+(y, z) e^{ik_0 z} + \mathbf{e}_1 E_1^+(y, z) e^{i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}} \right. \\ & \left. + \mathbf{e}_0 E_0^-(y, z) e^{-ik_0 z} + \mathbf{e}_1 E_1^-(y, z) e^{-i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}} \right] + c.c \end{aligned} \quad (3.44)$$

mit den langsam veränderlichen Amplituden: E_0^+ , E_1^+ , E_0^- und E_1^- , den Einheitsvektoren $\mathbf{e}_0 = (0, 1, 0)$, $\mathbf{e}_1 = (0, \cos(2\alpha_G), -\sin(2\alpha_G))$ und *c.c* bezeichnet die komplex Konjugierte. Setzt man Gleichung (3.44) in Gleichung (3.42) ein, berücksichtigt nur die Terme der nullten und ersten Beugungs-Ordnung und vernachlässigt die zweite Ordnung der Ableitung in Bezug auf z , führt das zu zwei mal zwei gekoppelten Wellendifferentialgleichungen:

$$\frac{\partial}{\partial z} E_0^+ = \frac{i}{2k_0} \left\{ \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_M + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] E_0^+ + n_{\text{eff}} \Delta n_G \cos(2\alpha_G) \frac{\omega^2}{c^2} E_1^+ \right\} \quad (3.45)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_1^+ = \frac{i}{2k_{1z}} \left\{ \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_M + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - 2ik_{1y} \frac{\partial}{\partial y} \right] E_1^+ + n_{\text{eff}} \Delta n_G \cos(2\alpha_G) \frac{\omega^2}{c^2} E_0^+ \right\} \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_0^- = -\frac{i}{2k_0} \left\{ \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_M + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] E_0^- + n_{\text{eff}} \Delta n_G \cos(2\alpha_G) \frac{\omega^2}{c^2} E_1^- \right\} \quad (3.47)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_1^- = -\frac{i}{2k_{1z}} \left\{ \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_M + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + 2ik_{1y} \frac{\partial}{\partial y} \right] E_1^- + n_{\text{eff}} \Delta n_G \cos(2\alpha_G) \frac{\omega^2}{c^2} E_0^- \right\} \quad (3.48)$$

mit $\cos(2\alpha_G) = \mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{e}_1$. Der Faktor $\cos(2\alpha_G)$ resultiert daraus, dass für die vorliegende *TE*-Polarisation der Mode die beiden Polarisations-Vektoren \mathbf{e}_0 und \mathbf{e}_1 in der (y, z) -Ebene nicht parallel zueinander sind ([57] Gl. (90)).

An den Facetten gelten für die Amplituden des Feldes folgende Randbedingungen:

$$\begin{aligned} E_0^+(y, 0) &= R_r^{1/2} E_0^-(y, 0) \\ E_1^+(y, 0) &= 0 \\ E_0^-(y, L) &= R_f^{1/2} E_0^+(y, L) \\ E_1^-(y, L) &= 0. \end{aligned} \quad (3.49)$$

Die emittierte Leistung an der Facette mit dem kleineren Reflexionsvermögen ist gegeben durch: $P_{\text{opt}} \propto \int_{-\infty}^{+\infty} |E_0^+(y, L)|^2 dy$. Die Vermeidung von Reflexion am Rand des durch die Rechnung erfaßten Gebietes $-D/2+B \leq y < D/2-B$ wird durch formale Einführung von zufälligen Indexfluktuationen und Absorption modelliert (abstrahlende Randbedingungen).

Die Gleichungen (3.45) – (3.48) werden gelöst durch eine FOX-LI-Iteration für fortgesetzte Resonatorumläufe. Mit einem Grundmodenansatz wird beispielsweise an der Rück-Facette $z = 0$, wie in Abb. 3.12 gezeigt, gestartet und die Ausbreitung des Vorwärts-Wellenpaares $E_0^{+(0)}(y, 0)$ und $E_1^{+(0)}(y, 0) = 0$ in Vorwärtsrichtung bis zur Frontfacette mit einer auf mehrere Wellen verallgemeinerten Beam Propagation Method (BPM) berechnet. Nach der speziell formulierten Reflexion an der Facette $z = L$ (Randbedingungen (3.49)) wird die Ausbreitung des Rückwärts-Wellenpaares E_0^- und E_1^- bis zur Facette $z = 0$ verfolgt (3.47) und (3.48) und nach der Reflexion an der Facette $z = 0$ (Randbedingungen (3.49)) mit der Startverteilung verglichen. Die iterierten Resonatorumläufe $E_0^{+(n)}(y, 0)$ enden mit Konvergenz der Feldverteilung an der Position $z = 0$ nach n Iterationsschritten. Schematisch ist das Iterationsverfahren in Abbildung 3.13 dargestellt. Für einen gegebenen

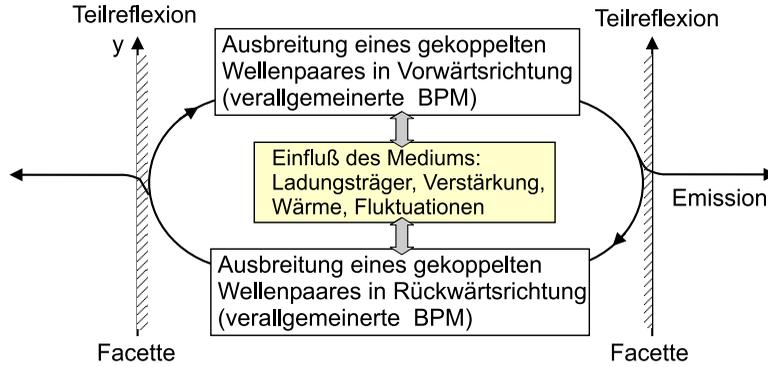


Abbildung 3.13: Numerische Berechnung der stationären elektromagnetischen Feldverteilung durch wiederholte Resonatorumläufe nach FOX und LI [48] unter dem Einfluss der Modifikation des Mediums durch Ladungsträger (Strominjektion), Verstärkung, Wärme und Fluktuationen

Strom durch den Kontaktstreifen KS in Abb. 3.12 kann mit Hilfe der FOX-LI-Iteration die Verteilungen des elektromagnetischen Feldes und der Ladungsträgerdichte berechnet werden. An der Ausgangs-Facette kann das Profil des Nahfeldes und von diesem durch FOURIER-Transformationen das des Fernfeldes berechnet werden. Details sind in [55] dargelegt. Solche berechneten Fern- und Nahfelder werden in Kap. 6 im Abschnitt 6.2.6 gezeigt und mit den gemessenen Feldverteilungen verglichen.

3.3.2 Quellterme zur Einbeziehung der Ladungsträger und Berücksichtigung der Wärme

Die zusätzlichen Beiträge, die in der dielektrischen Funktion ε_M der Gl. (3.42) enthalten sind werden nun kurz dargelegt. Die dielektrische Funktion ε_M besteht aus 4 Termen [55]:

$$\varepsilon_M = \varepsilon_N + \varepsilon_B + i n_{\text{eff}} \frac{\lambda}{2\pi} \alpha_n + \varepsilon_T. \quad (3.50)$$

Hier beschreibt ε_N die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von den Ladungsträgern, ε_B die Fluktuationen des Brechungsindex und der Absorption in den Sperr-Regionen, α_n nichtresonante Zusatzverluste und ε_T ist die Änderung von ε in Abhängigkeit von der Temperatur.

Der Einfluss der Ladungsträgerdichte auf die Dielektrizitätskonstanten wird beschrieben durch:

$$\varepsilon_N = 2n_a \frac{\partial n}{\partial N} N \Gamma - i \frac{c}{\omega} n_a g(N) \Gamma \quad (3.51)$$

mit n_a dem Brechungsindex in der aktiven Zone, Γ dem optischen Confinement-Faktor der aktiven Zone, N der dimensionslosen Ladungsträgerkonzentration, die definiert wird durch $N = N_e/N_0$. N_e ist die Konzentration der Ladungsträger (in cm^{-3}) und N_0 die Konzentration bei Transparenz ($g(N_0) = 0$). Die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Ladungsträgerkonzentration ist durch den Parameter $\partial n/\partial N$ gegeben. $g(N)$ definiert den Material-Gain. Für die Ladungsträgerdichte wird eine eindimensionale Diffusionsgleichung unter Berücksichtigung der stimulierten Rekombination gelöst [55].

Die Fluktuationen der Dielektrizitätskonstanten in den Sperr-Regionen werden wie folgt definiert [55]:

$$\varepsilon_B(y, z) = \begin{cases} 0, & |y| < D/2 - B \\ 2n_{\text{eff}} n_B \xi + i n_{\text{eff}} \alpha_B \frac{c}{\omega} |\eta|, & |y| \geq D/2 - B \end{cases} \quad (3.52)$$

wobei $n_B \sim 0.1$ und $\alpha_B \sim 100\text{cm}^{-1}$ typische Fluktuationen des Brechungsindex und der Absorption in den Sperr-Regionen sind. $\xi(y, z)$ und $\eta(y, z)$ sind zwei unabhängig δ -korrelierte Zufalls-Funktionen mit einer GAUSSschen Verteilung $M(\xi) = M(\eta) = 0$ und $D(\xi) = D(\eta) = 1$ mit M als Mittelungsoperator und D als Operator zur Berechnung der Dispersion.

Die Größe ε_T der Gl. (3.50) ist bestimmt durch das Temperaturfeld $T(y, z)$:

$$\varepsilon_T = 2n_{\text{eff}} \frac{\partial n}{\partial T_{AZ}} \cdot T(y, z) \quad (3.53)$$

wobei der konstante Parameter $\partial n / \partial T_{AZ}$ die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur festlegt. Das entsprechende Temperaturprofil (Abb. 3.14) ist bestimmt durch eine Lösung der ein-dimensionalen Wärmeleitungs-Gleichung mit Hilfe der GREENSchen Funktion, die in diesem Falle eine GAUSS-Verteilung mit der Halbwertsbreite $2\sqrt{2}\sigma_T$ ist. σ_T beschreibt die Länge der thermischen Diffusion [58].

In dem Modell ist die Temperaturverteilung durch die thermische Leitfähigkeit in y -Richtung festgelegt und hängt nicht vom optischen Feld ab. Das Temperaturfeld $T(y, z)$ beinhaltet neben der JOULEschen Wärme das Aufheizen durch die thermische Relaxation der Ladungsträger in einer Heterostruktur.

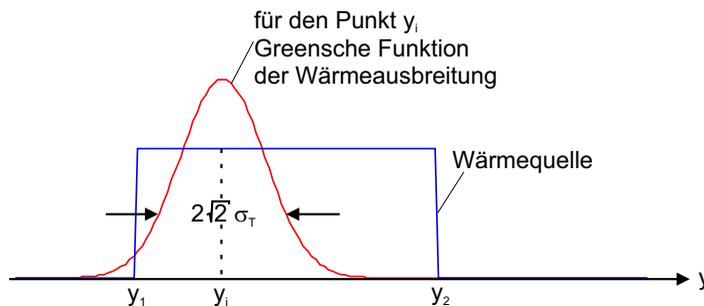


Abbildung 3.14: Eine anschauliche Darstellung der 1-Dim. Integration der Wärmeleitung

Mit diesen Gleichungen können das stationäre optische Feld und die Ladungsträgerkonzentration innerhalb des Resonators beschrieben werden. Schließlich müssen noch Randbedingungen festgelegt werden. Die lateralen Randbedingungen sind zyklisch mit der Periode D . Die Annahme der Fluktuationen der Dielektrizitätskonstante in (3.52) vermindert stark den Einfluss der Periodizität der Randbedingungen auf das Ergebnis der Rechnungen.

3.3.3 Berechnung spektraler Eigenschaften

In erster Näherung wird angenommen, dass die spektrale Selektivität von α -DFB-Lasern und die Laserwellenlänge allein durch das homogene BRAGG-Gitter gegeben sind. Zusätzlich treten noch räumliche Veränderungen von ε auf, die hervorgerufen werden durch Effekte, wie Selbstaufheizung und räumliches Lochbrennen, was einer Verarmung von Ladungsträgern durch stimulierte Emission an Stellen besonders hoher Intensität entspricht [59].

Dieses ist mit einer Veränderung des Einfallswinkels der Welle auf das BRAGG-Gitter verbunden. Als Ergebnis unterscheiden sich die spektralen Eigenschaften des α -DFB-Lasers oberhalb des Schwellstromes von denen des „kalten“ α -DFB-Lasers unterhalb des Schwellstromes.

Für die Simulation der PI -Kennlinie des α -DFB-Lasers oder für die Berechnung der Verteilungen des Nah- bzw. Fernfeldes und damit der Beugungsmaßzahl M^2 , kann die Laserwellenlänge als Eingangsparameter behandelt werden. Aber für die Simulation der spektralen Eigenschaften muss die Laserwellenlänge aus Konvergenzrechnungen gewonnen werden [55].

Um die Laserwellenlänge für einen bestimmten Pumpstrom zu finden, wird bei den FOX - LI-Iterationen entsprechend dem Schema der Abb. 3.15 die Konvergenzgeschwindigkeit von der $(n - 1)$ -ten Näherung zur n -ten Näherung betrachtet, indem der Ausdruck

$$A(\lambda) = \frac{\int E_0^{+(n)}(y, z = 0) \left[E_0^{+(n-1)}(y, z = 0) \right]^* dy}{\int \left| E_0^{+(n-1)}(y, z = 0) \right|^2 dy} \quad (3.54)$$

an der linken Facette bei $z = 0$ für ein festgelegtes Konvergenzniveau untersucht wird. Dabei ist zunächst λ als feste Wellenlänge für den gesamten Iterationsprozess vorgegeben. Vom Ausdruck

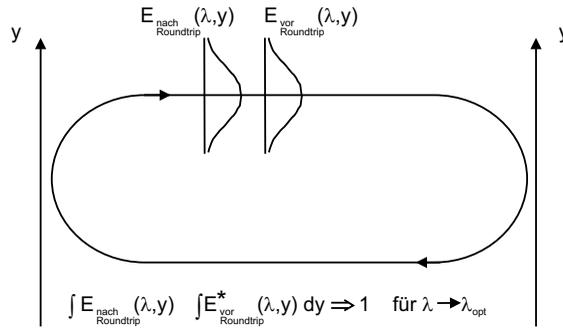


Abbildung 3.15: Zur Berechnung der spektralen Eigenschaften

(3.54) ausgehend, wird numerisch ein Optimum bezüglich der Variation von λ gesucht. Das Optimum ist erreicht, wenn $|A(\lambda_{\text{opt}}) - \delta\lambda| < |A(\lambda_{\text{opt}})|$ und $|A(\lambda_{\text{opt}}) + \delta\lambda| < |A(\lambda_{\text{opt}})|$ gilt. Die Wiederholung dieser Maximumsuche für verschiedene Pumpströme ergab, dass in bestimmten Intervallen eine Blauverschiebung der emittierten Wellen mit steigendem Strom auftritt. Das wird mit entsprechenden Experimenten in Abschnitt 6.4 verglichen.

Der oben beschriebene Algorithmus zur Bestimmung von λ_{opt} führt nur zu einem lokalen Maximum von $|A(\lambda)|$. Allerdings zeigten sich an Beispielen mehrere lokale Maxima; beispielsweise im Spektralintervallen der Breite $\delta\lambda \approx 1 - 2$ nm. Experimentell wurde beobachtet, dass mit anwachsendem Strom nach einer langsamen Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen die Wellenlänge in einen längerwelligen Bereich springt. Es ist zu vermuten, dass dem im hier dargestellten Formalismus ein Sprung zu einem anderen lokalen Maximum $|A(\lambda)|$ entspricht. Theoretische Konkretisierungen liegen jedoch bisher nicht vor. Die in Abschnitt 6.4 diskutierten experimentellen Resultate entsprechen dieser Vorstellung.

Im Prinzip ergeben sich aus der numerischen Lösung des Gleichungssystems (3.45) bis (3.48) für A komplexe Werte:

$$A = |A| \cdot e^{i\varphi} \quad (3.55)$$

Entsprechend der Phase für einen Resonatorumlauf:

$$\varphi = 2 \frac{2\pi n_g L}{\lambda} \quad (3.56)$$

zeigt eine Differentiation, dass ein Phasenzusatz $\delta\varphi$ mit einer Verschiebung der Wellenlängenskala um $\delta\lambda$ über

$$\delta\varphi = -2 \frac{2\pi\delta\lambda}{\lambda^2} L n_g \quad (3.57)$$

verbunden ist, die durch die Nichtberücksichtigung von $\delta\varphi$ hier weggelassen wird.

In Näherung hat $|A(\lambda)|^2$ lokal die Gestalt einer bei der Wellenlänge λ_{opt} zentrierten LORENTZ-Verteilung mit der Halbwertsbreite $\delta\lambda_s$. Diese Halbwertsbreite $\delta\lambda_s$ kann aus der zweiten Ableitung von $|A(\lambda)|^2$ berechnet werden:

$$\delta\lambda_s = \left(-\frac{d^2|A|^2}{d\lambda^2} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (3.58)$$

Sie charakterisiert die spektrale Selektivität des Resonators. Ein kleines $\delta\lambda_s$ entspricht einer hohen spektralen Selektivität. Die longitudinale Auswahl der spektralen FABRY-PEROT-Moden, ist nicht in dem Modell enthalten, denn die exakte Berücksichtigung der Zusatzphase e^{2ik_0L} mit ($2k_0L \approx 10^5$) bei einem Resonatorumlauf für die Randbedingungen bei $z = 0$ und $z = L$, die durch den Vergleich der Phase der zurückkommenden Welle mit der Phase der startenden Welle entsteht, entfällt infolge der verfügbaren Genauigkeit. Allerdings sind Aussagen über prinzipielles spektrales Verhalten von α -DFB-Lasern möglich, die sich ohne Berücksichtigung der Phase erklären lassen (Abschnitt 6.4).

3.3.4 Vollständiges Design mit Hilfe des nichtlinearen Modells

Mit dem nichtlinearen Modell lassen sich PI -Kennlinien, Nah- und Fernfeld, Beugungsmaßzahl M^2 , Intensitätsverteilungen der vier Wellen E_0^+ , E_1^+ , E_0^- und E_1^- und Ladungsträgerdichten im Resonator berechnen. Außerdem sind Aussagen zu spektralen Eigenschaften der Laser möglich. Das Modell ist für das Design geeignet, jedoch ist es auf Grund des hohen Rechenaufwandes günstiger, von einer mit dem Vierwellen-Modell bestimmten Konfiguration auszugehen. Diese vorhandenen Konfigurationen können dann mit dem nichtlinearen Modell analysiert und weiter optimiert werden. Diese Vorgehensweise ist schematisch in Abb. 3.16 dargestellt. Mit dem nichtlinearen Modell können aber

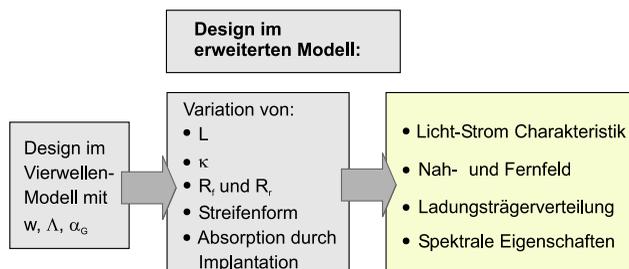


Abbildung 3.16: Schema des erweiterten Modells zur Design-Parameterbestimmung der Laserdiode

auch prinzipiell neue Möglichkeiten zur Leistungssteigerung erkundet werden, etwa die Optimierung der Gitterneigung oder die zweckmäßige Gestaltung der Streifenelektrode.

3.3.4.1 Facettenbeschichtung

Mit Hilfe des nichtlinearen Modells kann der Einfluss der Variation der Reflexionskoeffizienten an den Facetten auf die Lasereigenschaften des α -DFB-Lasers, wie PI -Kennlinie oder Nah- und Fernfeldverteilungen bestimmt werden.

In Abb. 3.17 sind berechnete PI -Kennlinien eines α -DFB-Lasers mit variierten Reflexionskoeffizienten gezeigt.

Es ist zu sehen, dass sich die Steilheit der Kennlinie etwas verschlechtert, wenn die Frontfacette mehr als 0,1% entspiegelt wird (Abb. 3.17(a)). Liegt die Entspiegelung zwischen 0,1% und 1% ist

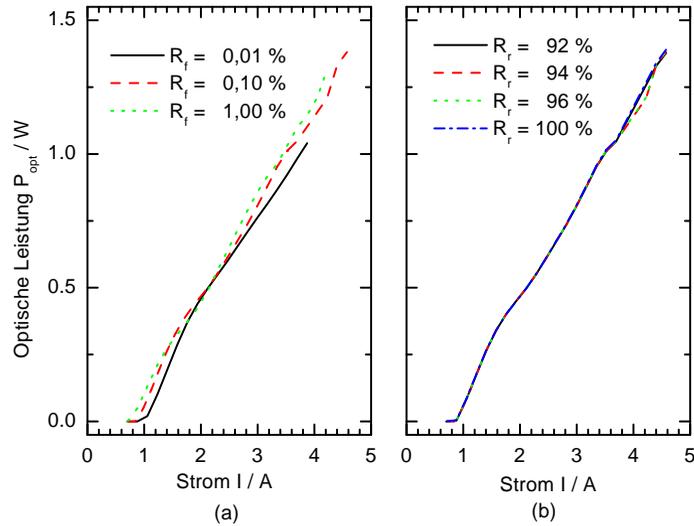


Abbildung 3.17: Berechneter Einfluss der Reflektionskoeffizienten auf die PI -Kennlinie eines α -DFB-Lasers mit den Parametern $\alpha_G=13,5^\circ$, $w=130\ \mu\text{m}$ und $L = 4000\ \mu\text{m}$
 (a) Variation von R_f bei $R_r = 94\%$
 (b) Variation von R_r bei $R_f = 0,1\%$

der Einfluss der Frontfacettenentspiegelung auf die Laserkennlinie überraschend gering. Die kleine Variation der Verspiegelung der Rückfacette $92\% \leq R_r \leq 100\%$ wirkt sich in der Simulation, wie erwartet, kaum auf die Laserparameter aus (Abb. 3.17(b)).

3.3.4.2 Erhöhung der Verluste außerhalb des Kontaktstreifens

In Abhängigkeit der Effektivität des BRAGG-Gitters breitet sich ein Teil der Wellen entlang des „direkten Weges“ zur Facette aus. Vor allem bei höheren Ausgangsleistungen stört dieser Anteil die PI -Kennlinie und führt zu unerwünschten Nebenmaxima im Nahfeld, was sich negativ auf die Beugungsmaßzahl M^2 auswirkt. Um die Ausbreitung entlang dieses „direkten Weges“ zu unterdrücken wurde in [46] und [42] vorgeschlagen, in der Nähe der Facette hochabsorbierende Bereiche zu integrieren. Wie sich solche Bereiche außerhalb des Kontaktstreifens auf die Lasereigenschaften auswirken, wurde mit dem nichtlinearen Modell simuliert.

In Abb. 3.18 und 3.19 sind Intensitätsverteilungen $|E_0^+(y, z)|^2$ von zwei α -DFB-Lasern mit $\alpha_G=15^\circ$, $w=160\ \mu\text{m}$, $R_r = 94\%$, $R_f = 0,1\%$ und $L = 4000\ \mu\text{m}$ bei einer emittierten optischen Leistung von $P_{opt} = 0,8\ \text{W}$ für diejenige der beiden Vorwärtswellen angegeben, deren Auskopplung das emittierte Feld ergibt. Abb. 3.18 enthält diese Welle für einen normalen α -DFB-Laser. Man erkennt in der Abb. 3.18(b) die „Durchbrüche“ in der Intensitätsverteilung in Richtung Facette, die zu Nebenmaxima in der Nahfeldverteilung führen. Abb. 3.19 zeigt die Intensitätsverteilung $|E_0^+(y, z)|^2$ für einen Laser, bei dem außerhalb der Streifenelektrode durch Implantation die Absorption auf $50\ \text{cm}^{-1}$ erhöht wurde, um eine Verschlechterung des Nahfeldes durch Artefakte der Strahlung außerhalb des Streifens zu unterbinden. Andererseits wird der Chip durch Absorptionen in den hochabsorbierenden Bereichen erwärmt. In diesem Laser wird von drei verschiedenen Verlusten in der Simulation ausgegangen:

1. Verluste, die sich aus der Streuung an optischen Inhomogenitäten im ganzen Kristallvolumen ergeben ($\alpha_i^{BA} \approx 1\text{cm}^{-1}$),
2. Verluste, die durch die Implantation außerhalb des Streifens erzeugt werden und
3. optische Verluste außerhalb des Kontaktstreifens, die von der Elektronenkonzentration durch das optische Pumpen unterhalb der Transparenz abhängen.

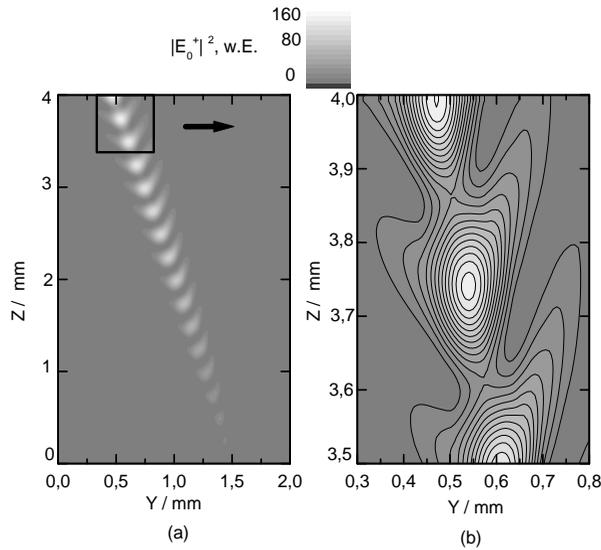


Abbildung 3.18: Intensitätsverteilung der Vorwärtswelle $|E_0^+(y, z)|^2$ für einen α -DFB-Laser ohne Implantation. Die Parameter sind: $\alpha_G = 15^\circ$, $w = 160 \mu\text{m}$, $\Delta n_G = 0.00378$, $R_r = 94\%$, $R_f = 0.1\%$ und $L = 4000 \mu\text{m}$ bei einer emittierten optischen Leistung von $P_{opt} = 0.8 \text{ W}$. Die linke Seite zeigt die gesamte Chipfläche von $2 \times 4 \text{ mm}^2$. Dabei zeigt die Ausbreitungsrichtung z entlang der Ordinate.

Zusätzlich wird noch der neben dem Kontaktstreifen in der Größenordnung $|\Delta n_{eff}| = 1 \cdot 10^{-3}$ gegenüber dem aktiven Gebiet verkleinert.

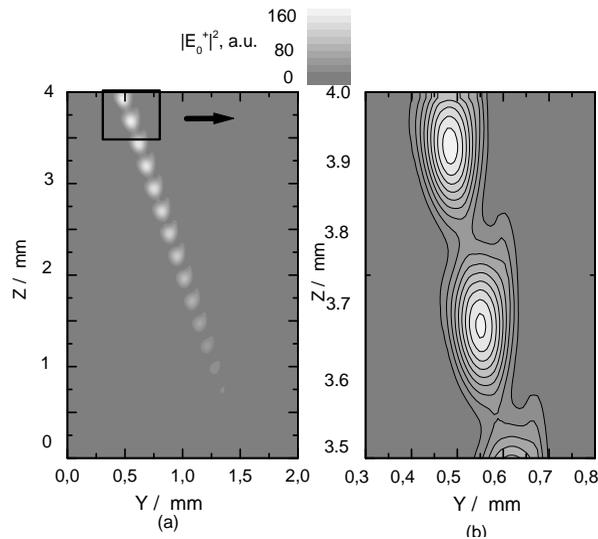


Abbildung 3.19: Intensitätsverteilung der Vorwärtswelle $|E_0^+(y, z)|^2$ für einen α -DFB-Laser mit Implantation. Die Parameter und die Beschreibung entsprechen der Abb. 3.18.

Die Verbesserung der Stahlform an der Emissions-Facette $z = L$ ist offensichtlich. In Abschnitt 6.2.6 werden die Ergebnisse der Modulation mit experimentellen Daten verglichen.

Kapitel 4

α -DFB–Laser: Struktur, Herstellungstechnologie und Aufbau

4.1 Epitaxie und Materialcharakterisierung

4.1.1 Anforderung an die Epitaxiestrukturen und ihre Optimierung

Ziel der Entwicklung von Hochleistungs-Diodenlasern ist die Realisierung von Lasern mit folgenden elektro-optischen Materialparametern:

- geringe optische Verluste ($\alpha_i < 1\text{cm}^{-1}$),
- möglichst geringe Abhängigkeit der Laserparameter (Schwellenstrom I_{th} und Effizienz η) von der Temperatur (hohe charakteristische Temperaturkoeffizienten T_0 und T_1),
- hohe interne Quanteneffizienz ($\eta_i > 90\%$),
- geringe Transparenz- und Schwellenstromdichten,
- geringe Serienwiderstände (d.h. möglichst geringe Erwärmung) und
- eine hohe Lebensdauer.

Diese Parameter werden im Wesentlichen durch die Epitaxiestrukturen der Bauelemente bestimmt. Deshalb ist es notwendig, die epitaktische Schichtfolge und ihre Dotierungen zu optimieren.

Die Schichtstrukturen hinsichtlich aller Lasereigenschaften gleichzeitig zu optimieren ist unmöglich. Da einige Parameter gegenläufig konkurrieren, muss ein Kompromiss zwischen einzelnen Parametern gefunden werden, um die Gesamteigenschaft des Bauelementes hinsichtlich einer bestimmten Anwendung zu optimieren.

Die Optimierungen des Designs der Strukturen wurden unter folgenden Gesichtspunkten durchgeführt:

- der effektive Brechungsindex n_{eff} , die Gitterperiode Λ und der Neigungswinkel α_G des eingebrachten Gitters sowie die Wellenlänge des emittierten Lichtes müssen der BRAGG-Bedingung (Gl. 3.37) genügen;
- der Koppelkoeffizient sollte im Bereich 100 bis 140 cm^{-1} liegen, um eine gute Modenselektion zu erhalten (Kap. 3.2.5.3);
- der charakteristische Temperaturkoeffizient T_0 soll möglichst hoch sein und die internen optischen Verluste α_i möglichst gering, da es sich beim α -DFB–Laser um ein sehr temperaturempfindliches Bauelement handelt;

- der Konversionswirkungsgrad sollte möglichst hoch sein.

Bei der Wahl der Emissionswellenlänge wurde auf 1060 nm zurückgegriffen. Diese Wellenlänge entspricht der des Neodym-YAG-Lasers, für den neuerdings häufig auch Halbleiterlaser (z.B. zur Frequenzverdopplung, Materialschweißen etc.) eingesetzt werden. Im FBH liegen langjährige technologische Erfahrungen mit Gittererzeugung in Materialsystemen (GaAs/GaAlAs) für Laser dieser Wellenlänge vor. Die relativ große Wellenlänge von 1060 nm zieht Gitterperioden nach sich, die gut technologisch realisierbar sind. Unter Ausnutzung der technologischen Erfahrungen wurden im Rahmen der Promotionsarbeit Breitstreifen-Laserdioden mit integriertem geneigten BRAGG-Gitter im aktiven Teil der Laserdiode hergestellt.

In einem ersten Epitaxieschritt wurden alle Schichten bis einschließlich des p-Wellenleiters gewachsen. Nach der Gittererzeugung (Abschnitt 4.2.1) in der p-Wellenleiterschicht, werden in einem zweiten Epitaxieschritt die p-Mantelschicht und die Kontaktschicht gewachsen. Die Epitaxie musste hinsichtlich oben genannter Forderungen das Problem lösen, ein Gitter zu überwachsen, ohne es einzuebneten und mit möglichst wenig kristallographischen Störungen in der Mantelschicht. Im Verlaufe der Arbeit stellte sich heraus, dass die Züchtungstemperatur zum Beginn der zweiten Epitaxie einen wesentlichen Einfluss auf die Lasereigenschaften des fertigen Bauelementes hat. Üblicherweise liegt sie zwischen 550°C und 770°C. Bei 770°C besteht die Gefahr, dass das Gitterprofil durch Materialtransport eingeebnet wird [60], was sich auf den Koppelkoeffizienten signifikant auswirken kann. Bei 550°C werden mehr parasitärer Sauerstoff sowie andere Fremdatome, wie z.B. Schwefel, von der kontaminierten Oberfläche eingebaut und damit mehr nichtstrahlende Rekombinationszentren erzeugt. Von entscheidender Bedeutung für die Lasereigenschaften ist, dass die Züchtungstemperatur zu Beginn der zweiten Epitaxie von 720°C eingehalten werden muss [61]. Das entspricht dem Ergebnis der Optimierungen des Überwachsens. Aus REM-Aufnahmen wurde ersichtlich, dass keine erkennbare Einebnung der Gitter bei dieser Züchtungstemperatur stattgefunden hat (vergleiche Abb. 4.7b)).

4.1.2 Realisierte Epitaxiestrukturen

Die Epitaxie erfolgte auf n-dotierten GaAs-Wafern mittels Metallorganischer Gasphasenepitaxie. Als aktive Zone wurden druckverspannte InGaAs-Quantengraben eingesetzt. Der InGaAs-Quantenfilm wurde durch zugverspannte GaAsP-Bufferschichten gegenüber dem umgebenden GaAs-Wellenleiterschichten spannungskompensiert. Der GaAs-Wellenleiter ist symmetrisch eingebettet in $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ -Mantelschichten. Die oberste Schicht ist eine mit Kohlenstoff hochdotierte p-GaAs Kontaktschicht. Dotierstoffe waren Silizium und Zink. Alle Schichten sind nahezu gitterangepasst mit einer Gitterfehl-anpassung $\leq 5 \cdot 10^{-4}$.

Die Vertikalstrukturen der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Laser mit genauen Angaben über die Zusammensetzung und Breite der Halbleiterschichten sind in Tabelle (4.1) zusammengestellt:

1. Struktur A

Die Basis bildet eine speziell optimierte Struktur mit einer relativ breiten Wellenleiterschicht (800 nm). Dadurch nimmt die vertikale Grundmode ein relativ großes Volumen ein (vertikale Nahfeldbreite). Das führt zu einer geringeren Facettenbelastung [63]. Der Confinement-Faktor ist durch die schwächere Wellenführung relativ klein (Abb. 4.1). Ein weiterer Vorteil des breiten Wellenleiters ist, dass die Grenzfläche zwischen erster und zweiter Epitaxie einen großen Abstand zur aktiven Zone aufweist. So kann der Einbau von Verunreinigungen, wie parasitärer Sauerstoff oder anderen Fremdatomen in unmittelbarer Nähe der aktiven Zone und damit die optischen Verluste minimiert werden.

2. Struktur B

Mit der Struktur B wurde untersucht, ob durch Reduzierung der Wellenleiterdicke eine gerin-

Struktur	Schicht	Material	Struktur A	Struktur B
	Kontaktsschicht	p-GaAs	50 nm	150 nm
	Mantelschicht	p-Al _{0.25} Ga _{0.75} As	940 nm	1450 nm
	Wellenleiter	p-GaAs	400 nm	100 nm
	Aktive Zone	GaAsP/InGaAs/GaAsP	36/8/36 nm	32/9/32 nm
	Wellenleiter	n-GaAs	400 nm	100 nm
	Mantelschicht	n-Al _{0.25} Ga _{0.75} As	1360 nm	2200 nm
	Substrat	n-GaAs	300 nm	300 nm

Tabelle 4.1: Untersuchte Schichtstrukturen für Hochleistungslaser

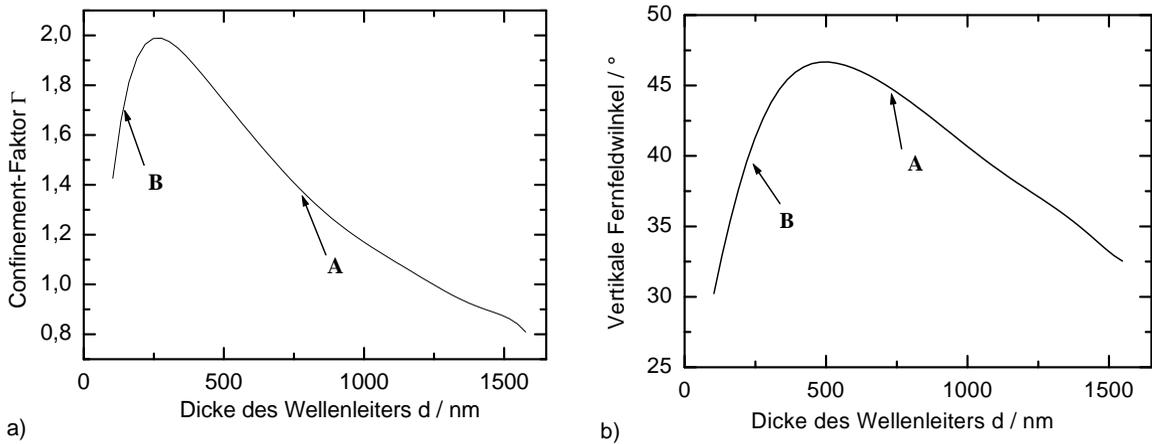


Abbildung 4.1: Confinement-Faktor a) und vertikales Fernfeld b) in Abhängigkeit der Wellenleiterdicke [62]. Die Strukturen A und B sind eingezeichnet.

gere Abhängigkeit des Schwellenstromes von der Temperatur (eine Verbesserung des Temperaturkoeffizienten T_0) erzielt werden kann. Bei dieser Struktur liegt der Confinement-Faktor nahe dem Maximum (4.1 a), d.h. es sind kleine Schwellenstromdichten zu erwarten, aber die Facettenbelastung ist groß. Als Vorteil gegenüber der Struktur A, ist ein schmaleres vertikales Fernfeld zu erwarten (Abb. 4.1 b).

Im oberen Diagramm von Abb. 4.2 a) ist die Bandstruktur der Struktur A dargestellt und in Abb. 4.2 b) die Bandstruktur der Struktur B. In den mittleren Diagrammen ist die aus dem berechneten Brechungsindexprofil berechnete Nahfeld-Intensitätsverteilung (Lösung einer eindimensionalen HELMHOLTZ-Gleichung [62]) im Vergleich zu einem GAUSS-förmigen Profil dargestellt. In den unteren Diagrammen ist die berechnete vertikale Fernfeldverteilung aufgetragen. Das Dotierprofil wurde der zu erwartenden Verteilung der optischen Intensität im Wellenleiter angepasst, um einen guten Kompromiss zwischen Serienwiderstand und intrinsischer Absorption zu erreichen.

4.1.3 Materialcharakterisierung

Für die Charakterisierung des epitaktisch gewachsenen Materials werden aussagekräftige Laserparameter benötigt. Dazu werden auf jedem Wafer Beistreifen-Laser (100 μm Kontaktstreifenbreite)

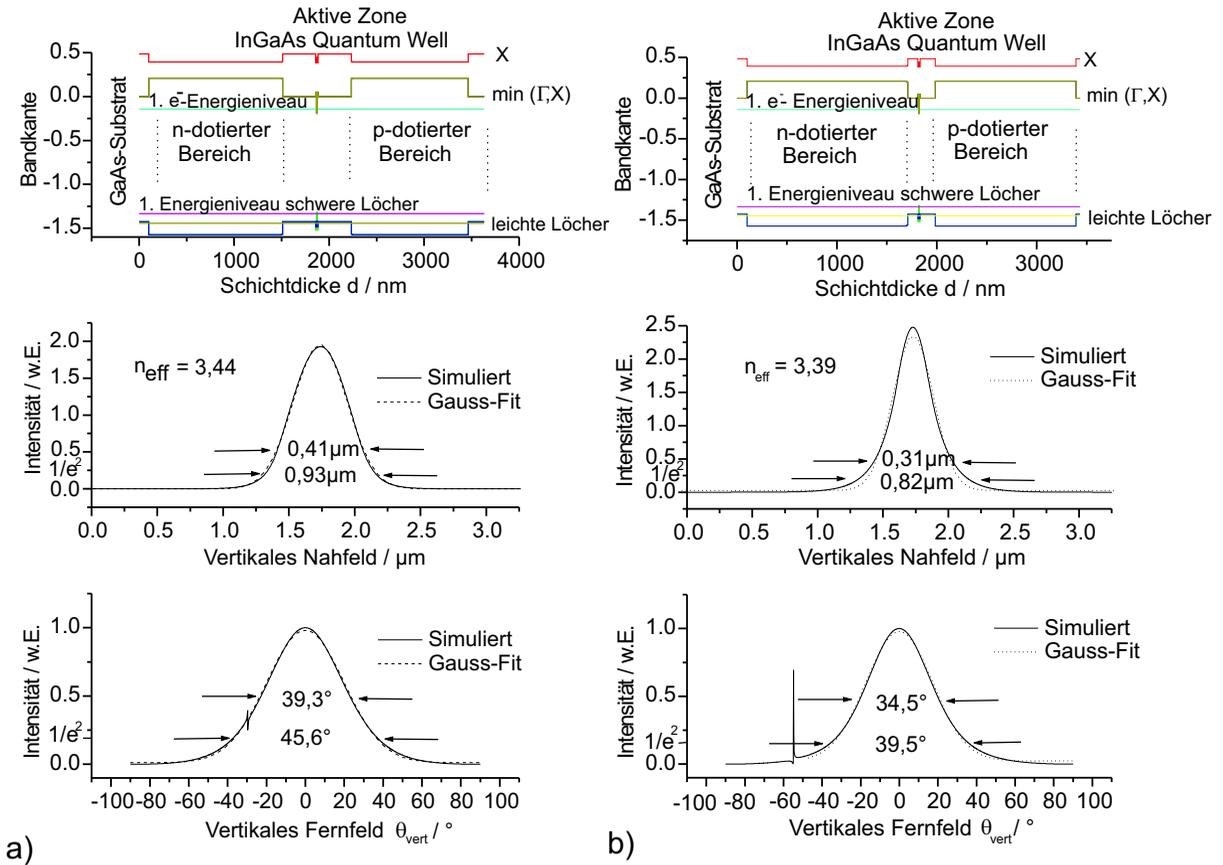


Abbildung 4.2: Berechnete Bandstruktur am pn-Übergang der Struktur A (a) und der Struktur B (b) sowie die dazugehörigen Nah- und Fernfeldverteilungen [62].

prozessiert. D. h. diese Broad-Area-Laser (BA-Laser) sind zwar ebenfalls in zwei Epitaxie-Schritten gewachsen, aber Gitter werden nicht eingeschrieben. Die Charakterisierung der BA-Laser erfolgt längenabhängig bei 20 $^\circ\text{C}$ im Pulsbetrieb (1 μs ; 5 kHz) im Riegelverband [64]. Das heißt, sowohl die Steilheit S , als auch der Schwellenstrom I_{th} werden als Funktion der Resonatorlänge L aufgetragen. Nach Gl.(2.12) erhält man durch Extrapolation der Funktion $1/S = f(L)$ über der Laserlänge nach $L = 0$, die interne Effizienz η_i und aus dem Anstieg der Funktion die internen optischen Verluste α_i . Aus der Extrapolation der Funktion $\ln(J_{th}) = f(1/L)$ erhält man aus dem Anstieg der linearen Funktion (2.11) das Produkt Γg_0 und die auf $L \rightarrow \infty$ extrapolierte Schwellenstromdichte J_∞ . Daraus ergibt sich die Transparenzstromdichte zu:

$$J_{tr} = \frac{J_\infty}{\exp\left(\frac{\alpha_i}{\Gamma g_0}\right)}. \quad (4.1)$$

Die so entstandenen Materialparameter sind in der Tabelle 4.2 für typische Beispiele der untersuchten Laserstrukturen zusammengestellt. Nebeneinander sind jeweils die Ergebnisse eines Wafers, der mittels zwei Epitaxieschritten entstanden ist und eines Wafers der in einem Epitaxie-Schritt gezogen wurde, dargestellt. Diese beiden Wafer (653243 und 653241) enthalten keine Gitter.

Die charakteristischen Laserdaten einschließlich der Halbwertsbreite des vertikalen Fernfeldwinkels θ_{vert} , die mit den Strukturen erreicht werden konnten, sind in der Tabelle 4.3 aufgezeigt. Die Laserdaten wurden von unverspiegelten BA-Lasern mit 2 mm Resonatorlänge und 100 μm Kontaktstreifenbreite im Riegelverband und unter Impulsanregung gewonnen. Diese Werte sind Mittelwerte über verschiedene Testfelder der entsprechenden Wafer. Damit erfüllte die realisierte Epitaxiestruk-

	Struktur A		Struktur B	
	653274 / 653287	653243	653318 / 653407	653241
λ_{PL} / nm	1053	1042	1030	1025
$J_{tr} / \text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$	66,0	55,1	75,0	56,8
$\alpha_i / \text{cm}^{-1}$	1,1	3,1	2,4	1,8
η_i	80%	90%	98%	94%
$\Gamma_{g0} / \text{cm}^{-1}$	19,0		22,1	25,5

Tabelle 4.2: Typische Beispiele von Materialcharakteristiken der untersuchten Laserstrukturen. Die Nummern unter der Struktur A bzw. B stehen für einen konkreten Wafer, wobei die einzelnen Zahlen den ersten und den zweiten Epitaxie-Durchlauf bezeichnen.

	Struktur A	Struktur B
	653274 / 653287	653318 / 653407
λ / nm	1063	1041
$J_{th} / \text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$	93	101
$S / \text{mW} \cdot \text{mA}^{-1}$ (pro Fac.)	0,4	0,4
U_f bei $I = 2 \text{A} / \text{V}$	1,63	1,85
T_0 / K	152	141
$\theta_{vert}(HWP) / ^\circ$	45	40

Tabelle 4.3: Charakteristische Impulsdaten ($1 \mu\text{s}$; 5kHz) der BA-Laser ($L = 2000 \mu\text{m}$, $w = 100 \mu\text{m}$) von zwei typischen Beispielen der verwendeten Wellenleiterstrukturen A und B

tur sehr gut die oben genannten Forderungen nach geringen internen Verlusten, einer geringen Temperaturabhängigkeit des Schwellenstroms und guter Effizienz. Es zeigte sich, dass mit beiden Strukturen A und B ein ähnlicher Temperaturkoeffizient T_0 erreicht wurde.

Die Tabelle 4.3 zeigt unterschiedliche Wellenlängen für beide Strukturen A und B. Der Grund dafür ist der folgende:

Durch die unterschiedlichen effektiven Brechungsindizes n_{eff} und bei konstanten Gitterparametern (Neigungswinkel des Gitters zur Facettennormalen α_G und Gitterperiode Λ) ist die BRAGG-Bedingung (3.37) nur erfüllt, wenn die Wellenlänge angepasst wird.

4.2 Prozessierung

Mittels der Prozessierung wird sowohl die laterale Strom- als auch die optische laterale Wellenführung der Dioden festgelegt. Die laterale Wellenführung wird nicht zuletzt durch das eingebrachte Gitter bestimmt. In der Prozessierung wird die p-seitige und n-seitige Metallisierung aufgebracht, die für die ohmschen Kontakte und für die Lötbarkeit der Laserchips verantwortlich sind. Des weiteren gehört zur Prozessierung die Herstellung des Laserresonators und die Ver- bzw. Entspiegelung der Laserfacetten. Die Prozessierung der α -DFB-Laser erfolgte in Anlehnung an den Standard-Prozess für BA-Laser [65].

Mit Hilfe der theoretischen Modelle wurden die geometrischen Parameter des α -DFB-Lasers theoretisch untersucht und optimiert (Kap.2). Das war der Ansatzpunkt für die Anforderungen an die Technologie-Entwicklung. Die Prozessierung musste gewährleisten, dass außer der bereits beschrie-

benen Variation der Wellenleiterstruktur, auch noch weitere Parameter des α -DFB-Lasers experimentell untersucht werden konnten, was im Folgenden näher beschrieben wird. Die Wahl der untersuchten Parameter erfolgte anhand der theoretischen Betrachtungen in Abschnitt 3.2.5 (Seite 29 ff.):

1. Neigungswinkel des Gitters zur Facettennormalen α_G

Im Abschnitt 4.2.1 wird darauf eingegangen, wie verschiedene Winkel auf einem Wafer untergebracht werden konnten. In der Tabelle 4.4 sind die prozessierten Neigungswinkel des Gitters zur Facettennormalen mit den jeweils dazugehörigen Gitterperioden, so dass die BRAGG-Bedingung erfüllt ist, zusammengestellt. Es musste die Schwierigkeit bewältigt werden, dass die Gitterfurchen nicht parallel zu einer ausgezeichneten kristallografischen Richtung liegen.

Winkel $\alpha_G / ^\circ$	10	12	13,5	15
Gitterperiode Λ / nm	885	739	658	594

Tabelle 4.4: Prozessierte Neigungswinkel des Gitters zur Facettennormalen mit den jeweils dazugehörigen Gitterperioden

2. Kontaktstreifenbreite w

Zu den Neigungswinkeln der Gitterfurchen wurden verschiedene Kontaktstreifenbreiten untersucht. In der Tabelle 4.5 sind sie zusammengestellt. Eine ausführlichere Beschreibung zur Realisierung der Kontaktstreifen ist in Abschnitt 4.2.2 zu finden.

$\alpha_G / ^\circ$	$w_1 / \mu\text{m}$	$w_2 / \mu\text{m}$	$w_3 / \mu\text{m}$
10	80	100	260
12	100	130	320
13,5	115	–	–
15	160	400	–

Tabelle 4.5: Kontaktstreifenbreiten w_i die im Verlaufe des Projektes untersucht wurden.

3. Koppelkoeffizient κ

Die Variation des Koppelkoeffizienten kann einerseits über verschiedene Ätztiefen, über das Tast-Verhältnis (duty cycle) und über die Variation des Wellenleiters realisiert werden (siehe Abb. 4.4). Wie die Ätztiefe bzw. das Tast-Verhältnis variiert werden können, ist in Abschnitt 4.2.1 näher erläutert.

4. Chiplänge L

Die Riegel werden mit unterschiedlicher Resonatorlänge vom Testfeld abgespalten. Die erforderliche Genauigkeit wird durch zusätzliche Spaltmarken gewährleistet, die mit der p-Metallisierung erzeugt werden. Zum leichteren Spalten und zur Vermeidung von unsauberen Abrisskanten im Metall wurde die Galvanik an den betreffenden Positionen unterbrochen.

5. Facettenbeschichtung R_f und R_r

Näher auf die Facettenbeschichtung wird im Abschnitt 4.2.2 eingegangen. In der Tabelle 4.6 sind alle experimentell untersuchten Reflexionskoeffizienten aufgelistet.

Frontfacette R_f	Rückfacette R_r
0,1%	94%
1%	94%
32%	94%
32%	32%

Tabelle 4.6: Untersuchte Reflexionskoeffizienten; 32% bedeutet, dass die Facetten unbeschichtet waren.

4.2.1 Gittererzeugung

4.2.1.1 Gitterformen

Die Wellenleiter wurden so gestaltet, dass schon ein relativ flaches Gitter einen ausreichenden Koppelkoeffizient für die sich ausbreitenden Moden ergibt. Der Zusammenhang zwischen Ätztiefe und

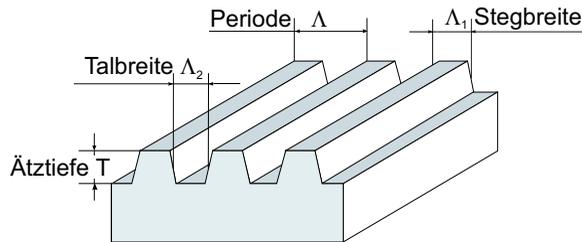


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Gitters zur Erklärung des „duty cycles“

Koppelkoeffizienten für die Gitter in den beiden Strukturen A und B ist unter der Annahme eines Trapez-Gitters in Abb. 4.4 für verschiedene Tast-Verhältnisse der Gitterfurchen (duty cycle: Λ_1/Λ) dargestellt, wobei Λ_1 die Länge des ungeätzten Gitteranteils und Λ die gesamte Gitterperiode ist (siehe Abb. 4.3).

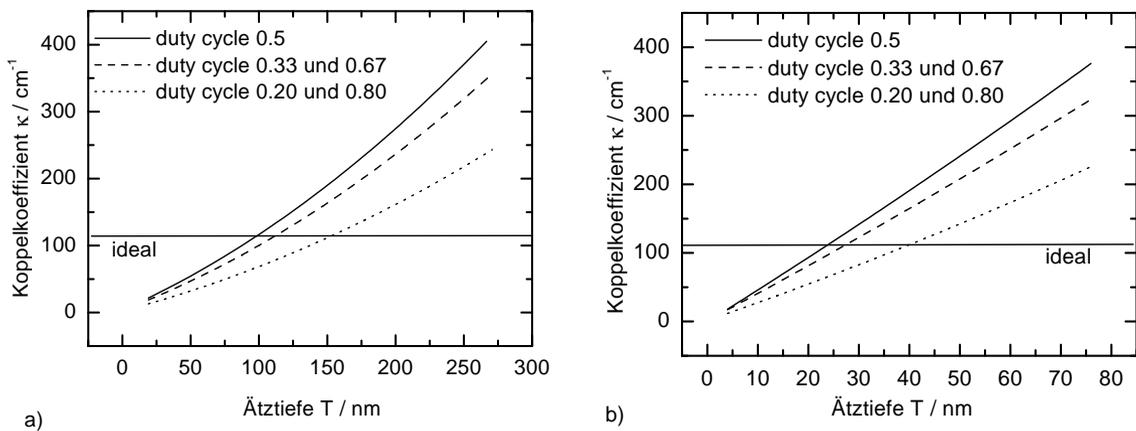


Abbildung 4.4: Koppelkoeffizient als Funktion der Ätztiefe für verschiedene duty cycles (a) für die Struktur A und (b) die Struktur B

Die Abbildung 4.4 zeigt, dass bei der Struktur A eine größere Ätztiefe (ca. $T = 140\text{nm}$) notwendig ist, um den gewünschten Koppelkoeffizienten von $100 - 140 \text{ cm}^{-1}$ zu erreichen. Dadurch wird eine genauere Einstellung des Koppelkoeffizienten möglich. Die relativ geringe Ätztiefe des Gitters der Struktur B (ca. $T = 40\text{nm}$) führt zu einer deutlich komplizierteren Reproduzierbarkeit des Koppelkoeffizienten.

4.2.1.2 Übersicht der Gittererzeugung

Für den α -DFB-Laser mit einer Emissionswellenlänge von 1040 bzw. 1060 nm werden Gitterperioden von 590 - 890 nm (in Abhängigkeit von α_G) benötigt. In der Abb. 4.5 sind die einzelnen Schritte zur Prozessabfolge der Gittererzeugung schematisch dargestellt. In den folgenden Abschnitten wird näher auf die einzelnen Prozessschritte eingegangen.

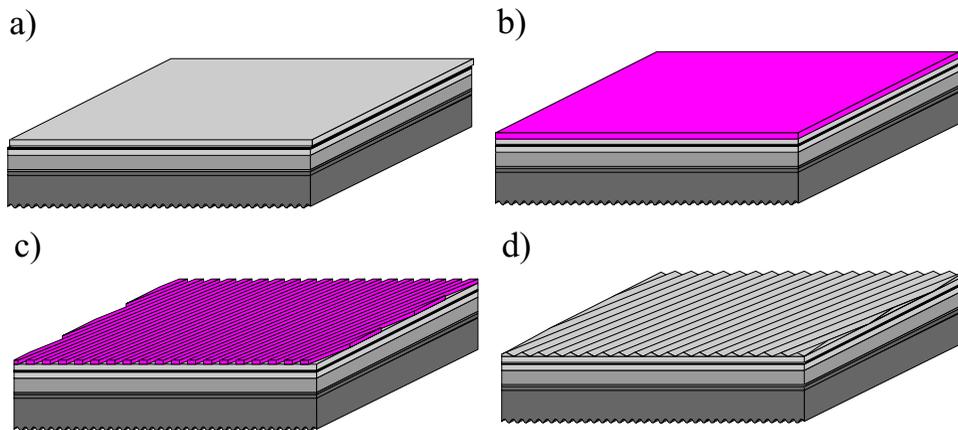


Abbildung 4.5: Prozesstechnologiesteps zur Gittererzeugung: a) Struktur nach der 1. Epitaxie; b) Lackbeschichtung; c) belichtete und entwickelte Lackmaske für die Gitterherstellung; d) Geätztes Gitter

4.2.1.3 Wafervorbehandlungen und Lackbeschichtung

Für die Übertragung der Gitter wurden verschiedene Photolacke und ihre Beschichtungs-, Belichtungs- und Entwicklungsparameter hinsichtlich der Eignung bezüglich Strukturauflösung und nachfolgender nasschemischer Ätzprozesse untersucht. Nach dem Reinigen mit organischen Lösungsmitteln wie Ethanol und dem Entfernen des natürlichen Oxides (Abb. 4.5a) wurde auf die Probe der Photolack aufgeschleudert. Dabei handelte es sich sowohl um einen Positivlack, als auch um einen Negativlack (Abb. 4.5b). Am besten eignete sich der Photolack SPR3010 (Positivlack) verdünnt auf 30% Lackanteil bzw. ma-N410 (Negativlack) verdünnt auf 15% Lackanteil. Neben einer einfachen und rückstandsfreien Entfernung nach dem Ätzprozess war hier die Homogenität der erzeugten Gitterbereiche am besten. Der Negativlack stellte sich hinsichtlich des Erreichens der gewünschten Tastverhältnisse als günstiger gegenüber dem Positivlack heraus.

4.2.1.4 Belichtung und Entwicklung

Nach der Optimierung von Wafervorbehandlung und Lackdicke wurde der Lack mit Hilfe der Projektionslithographie (i - line Stepper NIKON NSR-2005i10C) belichtet. Die Nutzung des i - line Steppers war möglich, da es sich im Vergleich zu konventionellen DFB- oder DBR-Lasern um relativ große Gitterperioden handelt (Tab. 4.4). Die Projektionstechnik ist eine kontaktlose Strukturübertragung, bei der ein Retikel verkleinert auf den Lack (mittels Projektionslinse) projiziert wird. Die Qualität der vordefinierten Nanostrukturen wird durch die begrenzte Ortsauflösung (Projektionstechnik) beeinflusst. Das Verkleinerungsverhältnis beträgt 1:5 bei einer Auflösung von $0,45 \mu\text{m}$. Die Gitterperioden liegen an der Auflösungsgrenze des Wafer-Steppers. Das macht sich vor allem bei der kleinsten Gitterperiode $\Lambda = 594 \text{ nm}$ bemerkbar. REM-Aufnahmen zeigten hier eine schlechtere Qualität der Lackmasken als bei den anderen Gittern.

Zwei Maskensätze wurden extern gefertigt. Weitere Maskensätze wurden am FBH geschrieben. Die Vorteile der Gittererübertragung mit Hilfe von Retikeln gegenüber der holographischen Gitterherstellung bestehen darin, dass auf einem Wafer verschiedene Gitterfrequenzen, -neigungswinkel oder Kontaktstreifenbreiten realisiert werden können. Damit kann der Einfluss dieser Design-Parameter bei gleicher Wellenleiterstruktur und Substratqualität und unabhängig von Fluktuationen der ersten oder zweiten Epitaxie gezielt untersucht werden.

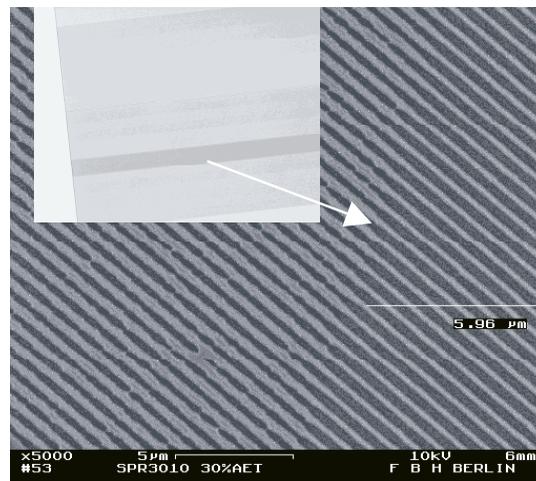


Abbildung 4.6: REM-Abbildung des Überganges von zwei aneinandergesetzten Feldern der geätzten Gitter mit einer Gitterperiode $\Lambda=594\text{nm}$. Der Einschub zeigt die Inhomogenitäten des hergestellten Gitters; beobachtet mit einem optischen Mikroskop.

Beim Herstellungsprozess der Masken mit Elektronenstrahl-Lithografie führte das Aneinandersetzen der belichteten Felder zu streifenartigen Inhomogenitäten der hergestellten Gitter auf dem Retikel (Maske). Die Abb. 4.6 zeigt eine REM-Aufnahme von fertig prozessierten Gittern mit einem Übergang von zwei hintereinander gesetzten Feldern. Speziell an Gittern mit Gitterperioden nahe der Auflösungsgrenze des i-line Steppers führen geringste Herstellungstoleranzen bei der Maskenherstellung zu drastischen Fluktuationen des Tastverhältnisses fertig prozessierter Gitter.

Den größten Einfluss auf die Homogenität der Gitter über den gesamten Wafer hat die Durchbiegung der Wafer beim Belichtungsschritt mit dem i-line Stepper. Wegen der sehr geringen Tiefenschärfe sollte für den verwendeten Stepper die Durchbiegung weniger als $1\ \mu\text{m}$ betragen, was aber für die Wafer mit dem gezeigten Schichtaufbau nicht gewährleistet werden kann. Der Fokus des Steppers wurde immer wieder nachgeregelt, was die Qualität der Gitter erheblich verbesserte. In gewissen Grenzen kann die Fokussachjustierung der geringen Tiefenschärfe Rechnung tragen. Ist der Gradient der Waferverbiegung zu hoch, dann werden auch bei kleinen Belichtungsfeldern Teile des Bereiches unscharf belichtet, was eine direkte Änderung des Tastverhältnisses bewirkt.

Nach der Belichtung wurde der belichtete Photolack entwickelt und getrocknet (Abb. 4.5c).

4.2.1.5 Übertragung der Struktur in den Halbleiter durch nasschemisches Ätzen

Der anschließende Ätzprozess erzeugt die Ätzgräben. Die Gitter wurden nasschemisch unter einem definierten Winkel α_G zu der ausgezeichneten kristallografischen Achse [110] geätzt. Beim nasschemischen Ätzen mit einer $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ -Lösung (anisotropen Ätzlösung) wird in verschiedenen Kristallrichtungen unterschiedlich stark geätzt. Es kommt zur Ausbildung der typischen schrägen Seitenflanken. Die Gefahr der Unterätzung der Lackmaske muss durch entsprechendes Vorhalten einkalkuliert werden. Beim Unterätzen kommt es zu vermehrtem Materialaustrag und somit zur Reduzierung des Tastverhältnisses.

Die Ätztiefen zwischen 50 und 200 nm konnten reproduzierbar mit einer Abweichung von $\pm 10\ \text{nm}$ hergestellt werden. Geringfügig auftretende Rauigkeiten an den Seitenflanken sind tolerabel; eine deutliche Facettierung, die durch den Winkel α_G zu befürchten wäre, tritt nicht auf. Je nach Gitterperiode sind Tast-Verhältnisse (duty cycle) von 1:1 (Gitterperiode: 885 nm) bis 3:1 (Gitter-

periode: 594 nm) realisierbar. Die damit erreichbaren Koppelkoeffizienten sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Stege weisen ein dreieck- oder trapezförmiges Profil auf. Zwei Stadien der Gittererzeugung (vor und nach dem zweiten Epitaxieschritt) sind in den Abbildungen 4.7 a) und b) zu sehen. Der Ätzprozess wurde nach Erreichen der gewünschten Stegtiefe abgebrochen.

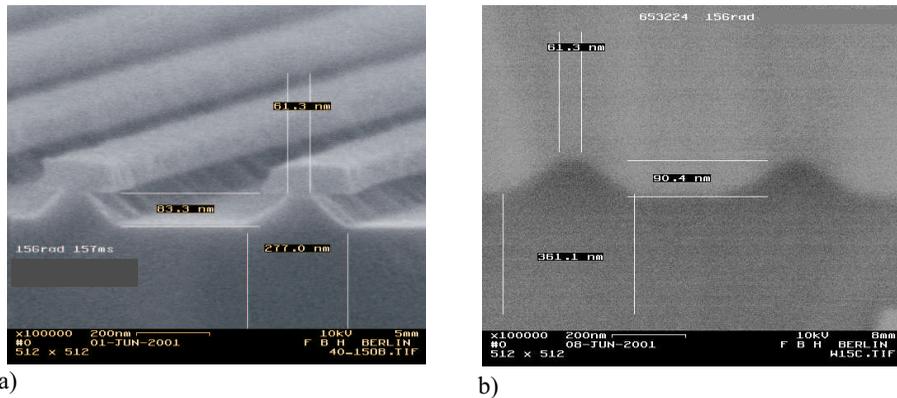


Abbildung 4.7: REM-Aufnahmen einer Gitterstruktur mit einem 15° -Neigungswinkel des Gitters zur Facettennormalen nach dem Ätzen mit Lackmaske a) und nach dem Überwachsen b)

4.2.1.6 Lackentfernung und Reinigung

Nach der Halbleiterstrukturierung muss die Lackmaske vollständig von der Substratoberfläche entfernt werden (Abb. 4.5d). Hierbei dürfen möglichst keine Verunreinigungen organischer oder anorganischer Art auf der Substratoberfläche zurückbleiben (siehe Kapitel 4.1.1). Die Reinigung erfolgt ausschließlich mit Lösungsmitteln wie Aceton und Ethanol, gefolgt von einer Oxidätzung in $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}$ (1:10).

4.2.2 Technologische Schritte nach der zweiten Epitaxie

Die wichtigsten technologischen Schritte sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Stromzuführung und die daraus resultierende Breite des gepumpten Bereiches erfolgt durch laterale Begrenzung der Kontaktfläche durch nasschemisches Entfernen der Kontaktschicht (Abb. 4.8 b) und c)) außerhalb des Kontaktstreifens und Öffnen der vollflächig auf dem Wafer abgeschiedenen SiN_x -Isolatorschicht (Abb. 4.8 d)) über dem Kontaktstreifen mittels Reaktiven-Ionen-Ätzens (Abb. 4.8 e)).

Der p-Kontakt wurde durch das Aufdampfen von Ti/Pt/Au gebildet (Abb. 4.8 f) bis h)). Hauptsächlich zur Erzeugung terrassenfreier Facetten, aber auch um einen besseren Wärmetransport zu erzielen, wird am Ende des Technologiedurchlaufs substratseitig abgedünnt. Anschließend wird die n-Metallisierung (Ni/Ge/Au) und die Verstärkung (Ti/Pt/Au) aufgedampft (Abb. 4.8 i)).

Aus dem nichtlinearen Modell des α -DFB-Laser ergab sich, dass die Seitenmaxima des Nahfeldes vermindert werden können (Vergleich zwischen Abb. 3.18 und Abb. 3.19), wenn die Gebiete seitlich der Streifenelektrode eine hohe Absorption aufweisen. Das kann mit Wasserstoffionen-Implantation erreicht werden. Ein ähnliches Verfahren wurde in [42] vorgeschlagen. Hierzu wurde vor der p-Metallisierung die Lackmaske für die Implantation aufgebracht und anschließend mit 250 keV und einer Dosis von 10^{15} cm^{-2} bis in die aktive Zone implantiert.

Die Facetten der Chips wurden durch Spalten der Scheiben in Riegel senkrecht zur $[110]$ -Richtung

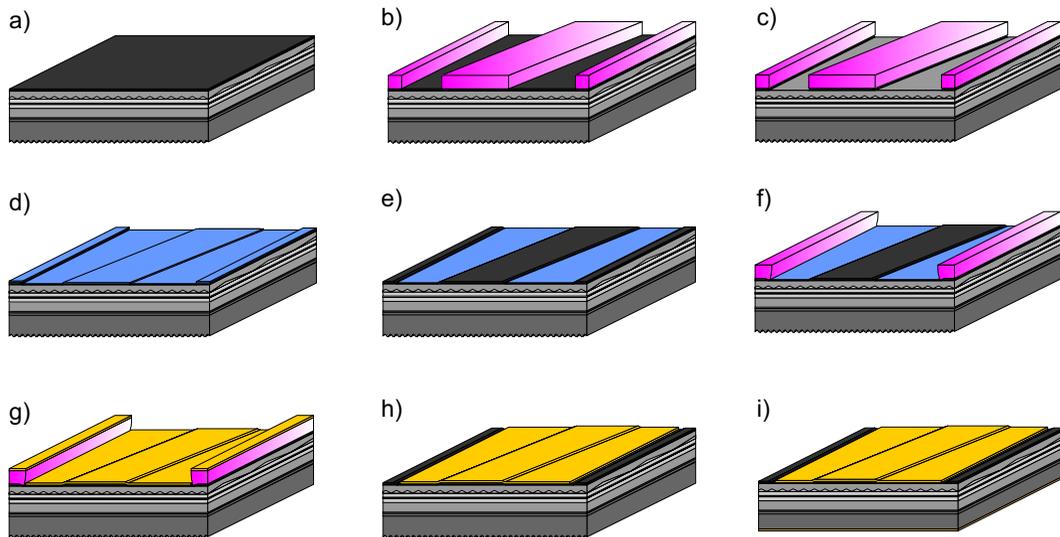


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der wichtigsten technologischen Schritte zur Herstellung des α -DFB-Lasers nach der 2. Epitaxie: a) Struktur nach der 2. Epitaxie; b) Lackmaske für Mesa-Ätzen; c) Mesa-Ätzen; d) Lackentfernung; Abscheidung des Isolators; e) Isolator öffnen; f) Lackmaske für Metallisierung; g) p-Metallisierung h) „Lift off“; i) substratseitiges Abdünnen; n-Metallisierung; Formierung

erhalten. Zum Spalten der Proben wird die Probe mit einem Diamantritzler angeritzt und dann von Hand mit einem Skalpell parallel zu den geritzten Kerben gebrochen.

Um die gewünschten Reflektionskoeffizienten für eine gegebene Wellenlänge zu erhalten, wurden reflektierende und antireflektierende Schichten auf die Facetten der Chips aufgesputtert. Zur Erzielung kleiner Reflexionskoeffizienten R_f (Tab. 4.6) wurden Al_2O_3 -Schichten bzw. für $R_f = 0,1\%$ zusätzlich auch TiO_2 -Schichten für die Entspiegelung benutzt. Die rückseitige Facette ($R_r \geq 94\%$) wurde mit $\text{Al}_2\text{O}_3 / \text{Si}$ -Paaren oder $\text{SiO}_2 / \text{Ta}_2\text{O}_5$ verspiegelt.

4.3 Montage

Nach dem Beschichten der Facetten wurden die Laser durch Ritzen und anschließendem Brechen aus dem Riegel in Chips vereinzelt.

Wesentlich in der Aufbautechnik ist die Wärmespreizung und -abführung, da der Wirkungsgrad der α -DFB-Laserdioden im günstigsten Fall ca. 40% beträgt. Das heißt, dass von der eingespeisten Energie 60% in Wärmeleistung umgesetzt wird.

Die Laserdiodenchips wurden p-down analog zu BA-Lasern auf Kupfer-Wolfram (CuW) Zwischenträger (Submounts) mit dem Hartlot AuSn aufgelötet. Diese Submounts dienen zur Anpassung des thermischen Längenausdehnungskoeffizienten zwischen Chip (GaAs) und Kühlkörper (Cu). CuW, ein Sinterwerkstoff wurde in der Zusammensetzung 90% Wolfram und 10% Kupfer ausgewählt, damit der thermische Längenausdehnungskoeffizient ($\text{CTE} = 6,5 \cdot 10^{-6} / \text{K}$), dem des GaAs ($\text{CTE} = 6,4 \cdot 10^{-6} / \text{K}$) nahezu angepasst ist. Die thermisch induzierten Spannungen werden so beim Abkühlen nach dem Löten möglichst klein gehalten. Das ist wegen der Größe der Chips der α -DFB-Laser ($\geq 2 \text{ mm} \cdot 1,6 \text{ mm}$) notwendig, auch wenn es auf Kosten der Wärmeleitfähigkeit ($K = 180 \text{ W} \cdot (\text{m} \cdot \text{K})^{-1}$) geht, um die Durchbiegung bzw. eine zusätzliche Verspannung der aufgelöteten Chips zu minimieren.

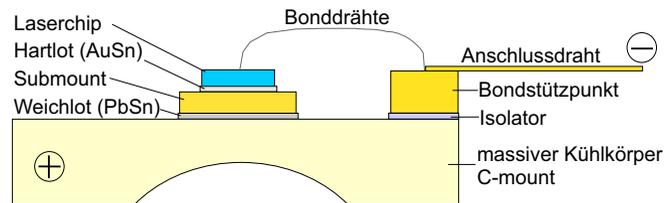


Abbildung 4.9: Schematischer Montageaufbau der α -DFB-Laserdioden

Die auf Submounts aufgelöteten Chips wurden danach mit einem Weichlot (PbSn) auf vergoldete Kupferkühlkörper (sogenannte C-Mounts) aufgelötet. Sie gewährleisten die Wärmeableitung. Die Kontaktierung der Laser erfolgt mit Gold-Bonddrähten zu einem auf dem C-Mount befindlichen Bondstützpunkt. Die C-Mounts werden auf Halter geschraubt, die ein einfaches Handling der Laser zum Vermessen der elektro-optischen Eigenschaften und einen schnellen Austausch der Laser an den unterschiedlichen Messplätzen bieten.

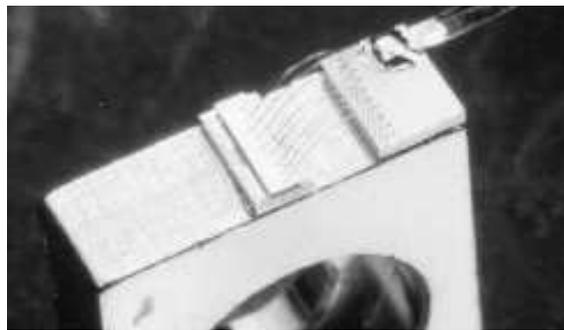


Abbildung 4.10: Fotografie eines C-Mounts mit Laser und Bondstützpunkt

Kapitel 5

Messmethoden zur Charakterisierung der α -DFB–Laserdioden

Zur Charakterisierung der Halbleiterdiodenlaser wurde der Einfluss verschiedener Geometrieparameter des Laserchips auf die Emissionseigenschaften untersucht und teilweise zur Optimierung ausgenutzt. Folgende Gruppen von Eigenschaften wurden behandelt:

- Räumliche Verteilung des optischen Feldes und dessen Ausbreitungseigenschaften,
- Leistungs-Strom-Charakteristiken und
- spektrale Eigenschaften

Durch den schmalen Divergenzwinkel der emittierten Strahlung der α -DFB–Laser waren Standard-Verfahren zur Bestimmung der Strahleigenschaften nicht anwendbar. Eine spezielle Anpassung der Messtechnik an diese Besonderheit war erforderlich. In diesem Kapitel wird vor allem auf die Bestimmung der Strahlqualität eingegangen.

5.1 Strahlcharakterisierung

5.1.1 Bestimmung der Ausbreitungseigenschaften der emittierten Strahlung

Die Messungen der Beugungsmaßzahl M^2 erfolgte auf der Grundlage der Norm DIN EN ISO 11145 der Internationalen Organisation für Standardisierung [66]. In dieser Norm ist die Messung der Beugungsmaßzahl nur für rotationssymmetrische Strahlung mit $M^2 < 4$ (Abb. 5.1a) beschrieben. Trotzdem wird diese Empfehlung einschließlich der in ihr enthaltenen Korrekturfaktoren auch auf den Lateral- und Vertikal-Schnitt von Halbleiterlasern emittierten Strahlung (Abb. 5.1b) angewendet [67], da die Messung elliptischer oder astigmatischer Strahlen zwar formal durch neuere Veröffentlichungen einbezogen ist [68],[69], aber die Frage von entsprechenden Korrekturfaktoren ist noch offen.

Für *rotationssymmetrische* Laserstrahlen gibt [15] die Empfehlung, die drei in Abb. 5.1(a) eingezeichneten Parameter

- voller Divergenzwinkel θ_σ (Fernfeld),
- Durchmesser der Strahltaile $d_{\sigma 0}$ (Nahfeld) und

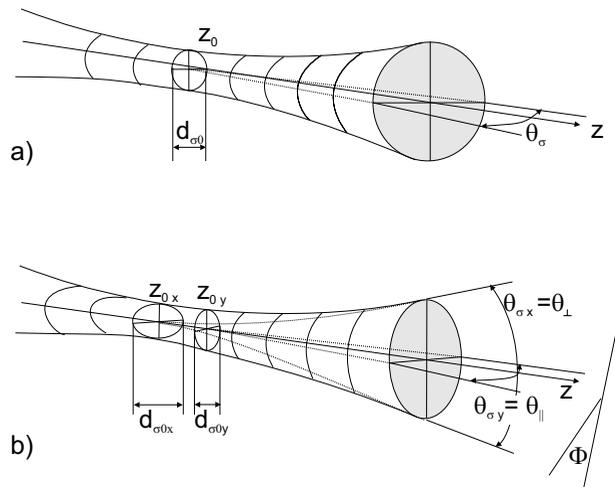


Abbildung 5.1: Nah- und Fernfeld von einem rotationssymmetrischen GAUSS-Strahl (a) und von einem (einfach) astigmatischen elliptischen GAUSS-Strahl (b)

- Position der Strahltaile z_0

zu erfassen, wobei σ dem 2. Moment der Leistungsdichtefunktion entspricht. Diese Parameter werden weiter unten noch konkretisiert. Das Nahfeld beschreibt die engste Einschnürung (Taille) des Laserstrahls und das Fernfeld die Winkelverteilung gemessen in einer Entfernung von:

$$z \gg z_R,$$

von der Taille. Hierbei ist z_R die RAYLEIGH-Länge. Sie ist definiert als der Abstand von der Strahltaile, bei dem sich der Durchmesser eines idealen GAUSS-Strahls im Vergleich zur Taille um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert hat. Es gilt [17]:

$$z_R = \frac{\pi d_{\sigma 0}^2}{4\lambda} \quad (5.1)$$

Die Messung des Strahldurchmessers $d_{\sigma 0}$ und des Divergenzwinkels θ_σ führt über das Strahlparameterprodukt zu der Beugungsmaßzahl M^2 . Die Beugungsmaßzahl wird definiert durch die Formel:

$$M^2 = \frac{\pi \cdot d_{\sigma 0} \cdot \theta_\sigma}{4\lambda}. \quad (5.2)$$

Für Einmodenlaser kann das Fernfeld mathematisch über eine FOURIER-Transformation des Nahfeldes bestimmt werden. Im Falle partiell kohärenter Strahlung muss nach der Ausbreitung der einzelnen Moden ins Fernfeld noch eine Mittelung durchgeführt werden.

Der spezielle Aufbau von kantenemittierenden Halbleiterlaserdioden führt zu einem erheblichen Unterschied zwischen Vertikal- und Lateralausdehnung der emittierenden Facettenfläche. Daraus folgt die Emission eines allgemein astigmatischen Strahls [68], [69], wie in Abb. 5.1 b) dargestellt, oder als dessen Spezialisierung ein *elliptischer* Strahl. Entartete Strahlformen, wie „twisted beams“ treten bei den hier betrachteten Halbleiterlasern nicht auf. Für die Messung astigmatischer Strahlen sind folgende Parameter wichtig:

- Position der vertikalen Strahltaile z_{x0} (fast axis) und der horizontalen Strahltaile z_{y0} (slow axis),
- zugehörige Durchmesser $d_{\sigma x0}$ und $d_{\sigma y0}$,
- Fernfeld-Divergenzwinkel $\theta_{\sigma x}$ und $\theta_{\sigma y}$ und

- Azimut ϕ eines Empfängerarrays oder Empfängerspalt es gegenüber der Hauptachse des Nah- und Fernfeldes

Für $z_{0x} \neq z_{0y}$ liegt ein astigmatischer Strahl vor. Die Strahltaillie kann innerhalb oder auch außerhalb des Resonators liegen (positiver oder negativer Astigmatismus). Wenn $z_{0x} = z_{0y}$, aber $d_{\sigma x0} \neq d_{\sigma y0}$ führt das auf einen elliptischen Strahl. Für $d_{\sigma x0} = d_{\sigma y0}$ ergibt sich ein rotationssymmetrischer Strahl.

Der Wellenleiter von Halbleiterlasern wird so gestaltet, dass in vertikaler Richtung nur die Grundmode anschwingt. Dann liegt vertikal zumeist ein in guter Näherung GAUSS-förmiges Strahlprofil vor und $M_x^2 = M_\perp^2$ liegt nahe beim Wert 1. Die Beugungsmaßzahl M_y^2 für den lateralen Schnitt ist die Größe, in der sich laterale Ein- oder Mehrmodigkeit und damit anwendungsrelevante Fragen entscheiden lassen. In der Diskussion der Ergebnisse (Kap. 6) wird daher M^2 als $M_y^2 = M_\parallel^2$ verstanden.

Die Hauptschwierigkeit der M^2 -Bestimmung besteht darin, die Strahltaillie und auch den Divergenzwinkel des Strahlparameterproduktes aus Messwerten abzuleiten. Hierzu gibt es verbindliche Festlegungen in der Norm DIN EN ISO 11145 [66], die im Folgenden angewendet werden. Zuerst wird im Paraxialbereich der Optik die Definition der Strahlbreite (hier entlang der y -Richtung) über die zweiten Momente der Leistungsdichtefunktion angewendet:

$$\begin{aligned} d_{\sigma y0} &= d_{\sigma y}(z_0) \\ d_{\sigma y}(z) &= 4\sigma_y(z). \end{aligned} \tag{5.3}$$

Hierbei sind die zweiten Momente der Leistungsdichteverteilungsfunktion $E_{norm}(x, y, z)$ am Ort z gegeben durch:

$$\sigma_y^2(z) = \frac{\iint (y - \bar{y})^2 E_{norm}(x, y, z) dx dy}{\iint E_{norm}(x, y, z) dx dy} \tag{5.4}$$

wobei $(y - \bar{y})$ der Abstand vom Schwerpunkt ist und die ersten Momente \bar{y} die Koordinaten des Schwerpunktes angeben:

$$\bar{y} = \frac{\iint y E_{norm}(x, y, z) dx dy}{\iint E_{norm}(x, y, z) dx dy}. \tag{5.5}$$

Schwierigkeiten bei diesem Verfahren treten dadurch auf, dass:

1. das Rauschen außerhalb der zentralen Strahlkeule, wo die Beiträge von E_{norm} zum Integral verschwinden sollten, wegen des Faktors $(y - \bar{y})^2$ im Integral sehr hohe Beiträge liefern kann, für die ein möglichst objektives „Abschneide“-Verfahren zu definieren ist [70], [71],
2. die Strahlbegrenzung durch beugende Kanten (z.B. $\sin(y)/y$ bei Spaltbeugung) zu Divergenzen oder zumindest beliebig großen Werten für σ_y führt [72],
3. die Begrenzung auf die paraxiale Optik an sich bedenklich ist, da große Öffnungswinkel bei Halbleiterlasern vorliegen.

Wegen dieser Schwierigkeiten und zur Ermöglichung von Messungen an größeren Serien wurden in [66] indirekte Methoden zur experimentellen Bestimmung empfohlen. Diese Empfehlung geht davon aus, dass es für die Anwendungspraxis von Lasern zumeist darauf ankommt, in der zentralen Strahlkeule möglichst viel Leistung zu erhalten. Die Verteilung der kleinen Leistungsanteile außerhalb der zentralen Keule ist hierbei unwichtig [66], [72], [73]. Ltztlich entscheidet man sich meist für 95% Leistungsanteil in der zentralen Keule. Das 13,5% -Niveau des Leistungsdichtemaximums liegt für den Grundmode-GAUSS-Strahl dort, wohin auch der Radius reicht, der 95% der Leistung einschließt. Für alle anderen Modenformen gilt das nicht mehr. Also muss das gemessene 13,5% -Niveau für andere Verteilungen der Strahlung erst in den 95%-Leistungseinschluss umgerechnet werden.

In [66] werden als Messmethoden behandelt:

- Methode der variablen Blende, die sofort den Radius liefert, der zum 95% Leistungseinschluss gehört;
- Schneidenmethode, die eine Umrechnung im obigen Sinne erfordert;
- Methode des bewegten Spaltes, die eine andere Umrechnung erfordert.

Die in dieser Arbeit benutzte Methode ist die des bewegten Spaltes. Dabei misst ein Detektor die transmittierte Energie als Funktion der Position eines über den Strahlungsquerschnitt fahrenden schmalen Spaltes. Das Nahfeld wird nach der Abbildung 5.4 nach einer Vergrößerung der Emissions-Facetten über eine Optik gemessen und das Fernfeld im Abstand f . Als Strahlweiten an der Stelle $z = 0$ bzw. $z = f$ ergeben sich die Differenzen der Spaltpositionen d_{sy0} bzw. d_{syf} , an denen jeweils 13,5% der Maximalleistungen vorliegen. Nach [66] ist aus diesen beiden Messungen über ein „Zwischen“- M_{sy}^2 :

$$M_{sy}^2 = \frac{\pi d_{sy0} \theta_{sy}}{4\lambda} \quad (5.6)$$

mit

$$\theta_{sy} = d_{syf}/f$$

λ - Wellenlänge

f - Abstand von der Laserfacette zum Detektor bei den Fernfeldmessungen

zu berechnen. Der Index „s“ kennzeichnet den Messwert. Aus diesem wird das auf 95% Leistungsinhalt korrigierte M_y^2 entlang der y -Richtung über

$$M_y^2 = \frac{\pi d_{\sigma y0} \theta_{\sigma y}}{4\lambda} \quad (5.7)$$

$$d_{\sigma y0} = \frac{d_{sy0}}{m} \frac{1}{M_{sy}} (0,95[M_{sy} - 1] + 1) \quad (5.8)$$

$$d_{\sigma yf} = \frac{d_{syf}}{m} \frac{1}{M_{sy}} (0,95[M_{sy} - 1] + 1) \quad (5.9)$$

$$\theta_{\sigma y} = \frac{d_{\sigma yf}}{f} \quad (5.10)$$

m - Vergrößerung durch die Optik
berechnet [15].

Das Gleichungssystem (5.6) - (5.10) muss gelöst werden, um den korrigierten Strahldurchmesser $d_{\sigma y0}$ und den korrigierten Divergenzwinkel $\theta_{\sigma y}$ zu erhalten. Dieses Verfahren gilt streng nur für rotationssymmetrische Moden. Es wird aber allgemein auch auf Halbleiterlaser angewendet. Nutzt man diese Methode zur Bestimmung der Beugungsmaßzahl, so kann es zu erheblichen Abweichungen im Vergleich zur Methode der zweiten Momente kommen. Nebenmaxima die unterhalb der 13,5%-Grenze liegen, werden nicht berücksichtigt. Das kann zu einem Unterschied von 20% führen [74]. Das wird in der Abb. 5.2 deutlich. Hier sind die verschiedenen Möglichkeiten zur Berechnung von M^2 gegenübergestellt. Eine Minimierung von Messfehlern in der Momentenmethode ist über die Begrenzung des Integrationsbereiches der Leistungsdichteverteilungen möglich, der bei der Berechnung des Strahldurchmessers berücksichtigt wird [16] (Abb. 5.2 unten). Eine neue Definition der zweiten Momente der Leistungsdichtefunktion limitiert den Integrationsbereich:

$$\sigma_y^2(z) = \frac{\int_{-\frac{L_x}{2}}^{\frac{L_x}{2}} \int_{-\frac{L_y}{2}}^{\frac{L_y}{2}} (y - \bar{y})^2 E_{norm}(x, y, z) dx dy}{\int_{-\frac{L_x}{2}}^{\frac{L_x}{2}} \int_{-\frac{L_y}{2}}^{\frac{L_y}{2}} E_{norm}(x, y, z) dx dy} \quad (5.11)$$

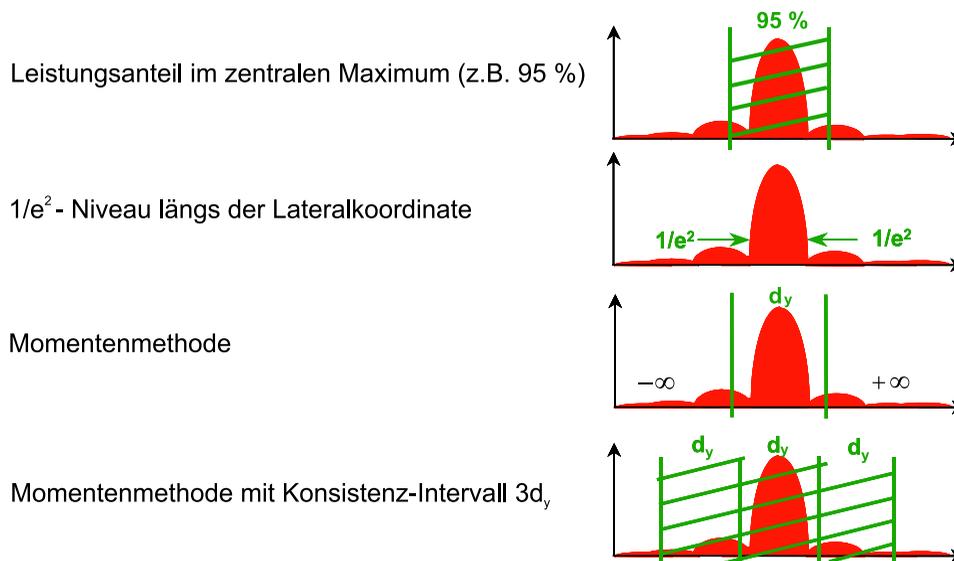


Abbildung 5.2: Möglichkeiten der Berechnungen von M^2

	e^2 -Abfall	95% Leistungs- inhalt	2. Momente n. Mästle et. al.
Fernfeld in grd.	0,33	0,33	0,36
Nahfeld in μm	246	316	364
M^2	1,05	1,34	1,64

Tabelle 5.1: Vergleich der verschiedenen Methoden, um die Beugungsmaßzahl M^2 zu berechnen. Die Werte beziehen sich auf die Felder bei $P_{opt} = 0,5 \text{ W}$ aus Abb. 6.18.

Diese Definition bedingt die Anwendung rekursiver Auswerteverfahren. In [16] wird vorgeschlagen, die Integrationsgrenzen als:

$$L_x = \gamma \cdot \sigma_x^2(z) \quad \text{und} \quad L_y = \gamma \cdot \sigma_y^2(z) \tag{5.12}$$

zu wählen. Die zweiten Momente ergeben sich als iterative Lösungen aus (5.11) und (5.12), mit dem Faktor γ als frei wählbaren Parameter. Die systematischen Fehler sind damit im Allgemeinen vernachlässigbar.

In der Tabelle 5.1 sind verschiedene Methoden zur Berechnung der Beugungsmaßzahl anhand eines Beispiels für eine Nah- und Fernfeldverteilung eines α -DFB-Lasers für eine Leistung von $P_{opt}=0.5 \text{ W}$ miteinander verglichen. Im Kap. 6 sind alle angegebenen M^2 -Werte mit der Methode der e^2 -Niveau - Bestimmung berechnet.

5.1.2 Experimenteller Aufbau und Messverfahren zur Bestimmung des Strahlausbreitungsparameters

Alle Messungen des Strahlausbreitungsparameters wurden automatisiert durchgeführt. Das Messschema ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Messungen erfolgten im quasi-cw Betrieb mit 1 ms Impulsbreite und einer Wiederholfrequenz von 25 Hz. Um zu starkes Überspringen zu Beginn des

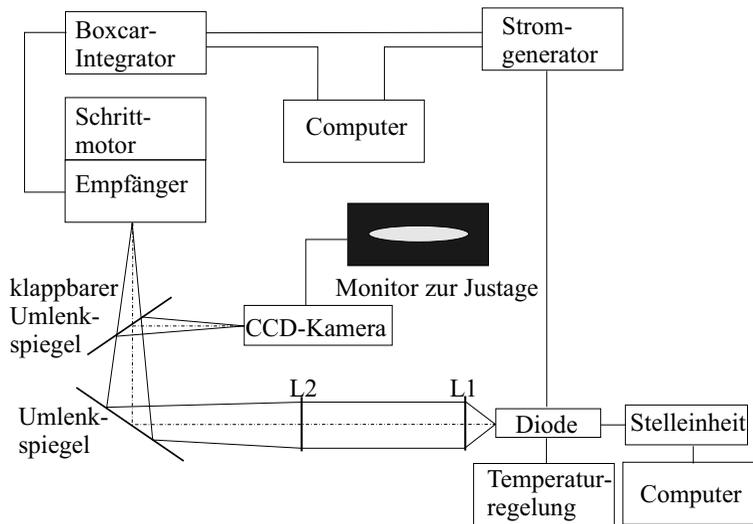


Abbildung 5.3: Das Messschema zur Bestimmung der Strahlqualität

Impulses zu verhindern, wurde bei allen Messungen ein Dauerstrom von 2 mA Offset benutzt. Ein Stromgenerator lieferte sowohl Stromimpulse zwischen 0 - 4000 mA mit einer Einstellgenauigkeit von 1 mA an den Laser, als auch Triggerimpulse an einen Boxcar-Integrator. Durch den Boxcar-Integrator wurde die Intensität zu 5 verschiedenen Zeitpunkten des Impulses aufgenommen. Die Breite der Messtore betrug 300 ns. Die Abstände zwischen den Messtoren wurden so gewählt, dass man Messwerte erhält, die homogen, d.h. in gleichen Zeitabständen über den Impuls verteilt sind. Dadurch können thermische Effekte, die auf eine Erwärmung der Probe während eines Impulses zurückzuführen sind, gemessen werden. An jedem Messtor werden die Messwerte durch den Boxcar-Integrator gemittelt. Die Anzahl der Mittelungen können über das Messprogramm variiert werden. Hier muss zwischen hoher Messzeit und gutem Signal-Rausch-Verhältnis optimiert werden.

Der Messhalter mit der Laserdiode (LD) ist auf einer Positioniereinrichtung montiert. Die Genauigkeit der Bewegungen in alle drei Achsen beträgt 100 nm. Die maximalen Verfahwege entlang der einzelnen Achsen sind 5 mm und über ein Computerprogramm steuerbar. Um konstante Bedingungen während der gesamten Messung garantieren zu können, erfolgte die Temperatursteuerung über ein Peltierelement und einer Regeleinheit im Temperaturbereich von 15°C - 80°C mit einer Genauigkeit $\Delta T_s = 0,2$ K. Die Steuerung des Stromes ($\Delta I = 5$ mA) sowie die Messwernerfassung wurde über einen Computer geregelt.

In Abbildung 5.4 ist die prinzipielle Anordnung der optischen Elemente dargestellt. Um Abbildungs- und Justagefehler zu minimieren, wurden sowohl das laterale (b) als auch das vertikale Fernfeld (c) mit möglichst wenig zusätzlicher Optik gemessen. Beim vertikalen Fernfeld wurde eine Photodiode, die sich hinter einem Spalt befindet, mit Hilfe eines Drehtisches im Abstand $L = 5$ cm um die Facette gedreht (Drehrichtung senkrecht zu den Epitaxieschichten; x-Richtung). Auf Grund des schmalen Divergenzwinkels der α -DFB-Laser konnte im Falle des lateralen Fernfeldes die Photodiode im Abstand $L = 54$ cm auf einem in laterale Richtung laufenden Verfahrtschisch mit Schrittmotor montiert werden. Der Verfahweg kann zwischen 2,7 mm und 27 mm eingestellt werden. Bei vertikalen Fernfeldwinkeln von $> 40^\circ$ musste eine Zylinderlinse Z1 das emittierte Laserlicht bei der Vermessung des lateralen Fernfeldes auf den Detektor (PD) fokussieren. Das laterale Nahfeld wurde auf Grund seiner geringen Abmessungen durch eine Optik mittels zweier Linsen (L1 und L2) vergrößert abgebildet. Die Justage erfolgt mit Hilfe einer CCD-Kamera. Die Brennweiten der Linsen sind: $f_1 = 12,5$ mm

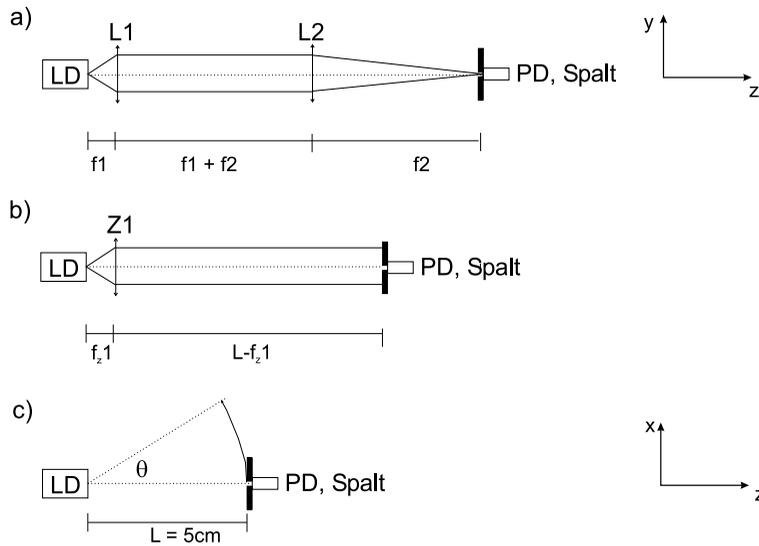


Abbildung 5.4: Prinzipaufbau zur Bestimmung der Strahlqualität; a) laterales Nahfeld; b) laterales Fernfeld; c) vertikales Fernfeld

und $f_2 \approx 571\text{mm}$. Die beiden Linsen wirken dabei wie ein Teleskop mit einer Vergrößerung m von:

$$m = \frac{f_2}{f_1} = 45,6. \quad (5.13)$$

Zur Auswertung der gemessenen Nahfelder wurde die experimentell bestimmte Vergrößerung der optischen Abbildung am kalibrierten Messplatz herangezogen. Die experimentell ermittelte Vergrößerung $m_{gem} = 41,9 \pm 0,1$ weicht etwas ab von der berechneten Vergrößerung, die aus den Brennweiten der Linsen gewonnen wurde (5.13).

Voraussetzungen für optische Abbildungen unter Verwendung des bewegten Spaltes sind:

- Die Spalllänge muss zwei mal größer sein, als die Strahlweite in vertikaler Richtung;
- Das Verhältnis von Strahlweite in lateraler Richtung zur Spaltbreite sollte mindestens 20:1 betragen.

Jede Messung der Feldverteilungen wurde mit 300 Messpunkten erfasst.

5.1.3 Auflösungsvermögen und Fehlerabschätzung

5.1.3.1 Laterales Fernfeld

Das Auflösungsvermögen Δ_{SFF} wurde im Wesentlichen durch den Abstand L des Detektors von der Facette und der Spaltbreite b_{sp} vor dem Detektor bestimmt.

$$\Delta_{SFF} = \frac{\frac{b_{sp}}{2}}{L} \quad (5.14)$$

Bei einem Abstand zum Detektor von 540 mm und einer Spaltbreite von 50 μm ist die Auflösung des Fernfeldes: $\Delta_{SFF} = 0,003^\circ$.

Die Messgenauigkeit kann durch zahlreiche Fehlerquellen beeinträchtigt sein. So können zum Beispiel Rückreflexionen oder Interferenzen auftreten. Daneben treten auch Untergrundsignale auf, sowie

Streu- und Umgebungslicht. Eine Nullpunktkorrektur ist erforderlich. Vernachlässigbar sind Fehler infolge von lateral begrenzter Ausdehnung des Detektors und Digitalisierung sowie vom Rauschen des Messsystems. Weitere Messunsicherheiten entstehen durch eine verkippte Montage des Lasers am Messhalter oder durch die Abweichung von der Sollbrennweite der Zylinderlinse. An dieser Stelle sollte erwähnt werden, dass der experimentell ermittelte Winkel im Verhältnis zur Resonatorachse nicht interferometrisch kalibriert wurde. Um später die theoretischen Intensitätsverteilungen mit den gemessenen besser vergleichen zu können, wurden die experimentell bestimmten Kurven immer entlang der Winkel-Achse so verschoben, dass ihr Maximum bei Null Grad liegt.

Man kann von einem relativen Fehler für den lateralen Fernfeldwinkel $\Delta\theta_{\sigma x} \approx 0,005^\circ$ ausgehen. Das entspricht bei einem Fernfeldwinkel von $0,2^\circ$ einem Fehler von 2,5%.

5.1.3.2 Laterales Nahfeld

Das Auflösungsvermögen einer optischen Abbildung kann beugungsbegrenzt oder durch den Öffnungsfehler der optischen Abbildung begrenzt sein. Der Öffnungsfehler einer optischen Abbildung wird im Allgemeinen durch den Fehler der Optik mit dem größten Verhältnis zwischen Strahlgröße auf der Optik und dem Durchmesser der Optik bestimmt. In dem benutzten Messaufbau trifft das auf die erste Optik zu. Diese Optik ist das öffnungsfehlerkorrigierte Kollimationsobjektiv (Triplet) vom Typ 50CL-T12F-25 der Firma Schäfer & Kirchoff. Die Wellenaberration von $\beta = \frac{\lambda}{20}$ wurde vom Hersteller für das Triplet angegeben. Damit ist das Kriterium STREHLSche Definitionshelligkeit 0,8 für beugungsbegrenzte Auflösung entsprechend dem MARECHAL-Kriterium [75] gegeben, und das Triplet kann für die Messung als fehlerfrei angesehen werden. Es ergibt sich nach dem allgemeinen Zusammenhang aus der Mikroskopie:

$$\Delta s_{NF} = \frac{1,22 \cdot \lambda}{A} \approx 2\mu m \quad (5.15)$$

Hierbei ist A die numerische Aperture, die vom Hersteller mit $A = 0,54$ angegeben wurde. Durch die Vergrößerung von 41,9 ist die Auflösungsgrenze in der Detektorebene ca. $84 \mu m$.

Die größte Fehlerquelle beim Messen des Strahlparameterproduktes liegt bei der Nahfeldbestimmung. Zu den oben schon erwähnten Fehlerquellen kommen noch die Justagefehler hinzu:

- Der Abstand zwischen Laser und Linse entspricht nicht der Brennweite und
- der Detektor steht nicht im Brennpunkt der zweiten Linse.

Besondere Aufmerksamkeit müssen Fehlern infolge des Strahlbeschnitts durch lateral begrenzte Ausdehnung der Optiken geschenkt werden. Durch die Hinzunahme der oben erwähnten Justagefehler kann man von einem relativen Gesamtfehler für das laterale Nahfeld von $\Delta d_{\sigma 0x} \approx 4 \mu m$ ausgehen. Das entspricht für die kleinsten gemessenen Nahfeldbreiten in der Halbwertsbreite von ca. $80\mu m$ einem Fehler von 5%.

5.1.3.3 Fehlerabschätzung des Strahlparameterproduktes

Allgemein gilt das Fehlerfortpflanzungsgesetz für den mittleren Fehler einer Größe $F = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ wie folgt:

$$\Delta F^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta F}{\delta x_i} \Delta x_i \right)^2 \quad (5.16)$$

Mit $F = M_x^2(\lambda, \theta_{\sigma x}, d_{\sigma 0x})$ erhält man den mittleren Fehler des Strahlparameterproduktes entlang der x -Richtung zu:

$$\begin{aligned} \Delta M_x^2 &= \sqrt{\left(\frac{\partial M_x^2}{\partial \theta_{\sigma x}} \Delta \theta_{\sigma x}\right)^2 + \left(\frac{\partial M_x^2}{\partial d_{\sigma 0x}} \Delta d_{\sigma 0x}\right)^2 + \left(\frac{\partial M_x^2}{\partial \lambda} \Delta \lambda\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{\pi d_{\sigma 0x}}{4\lambda} \Delta \theta_{\sigma x}\right)^2 + \left(\frac{\pi \theta_{\sigma x}}{4\lambda} \Delta d_{\sigma 0x}\right)^2 + \left(\frac{\pi d_{\sigma 0x} \theta_{\sigma x}}{4\lambda^2} \Delta \lambda\right)^2} \\ &= M^2 \sqrt{\left(\frac{\Delta \theta_{\sigma x}}{\theta_{\sigma x}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d_{\sigma 0x}}{d_{\sigma 0x}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2} \\ &= M^2 \sqrt{(0,025)^2 + (0,05)^2 + (0,002)^2} \end{aligned}$$

Die Fehler für den Divergenzwinkel $\Delta \theta_{\sigma x}$ und die Nahfeldbestimmung ergaben sich aus den vorangegangenen Abschnitten. Die spektrale Breite des Wellenlängenintervalls wurde mit 0,2 nm angenommen. Daraus resultiert ein Fehler für die durchgeführten Messungen des Strahlparameterproduktes von 6%.

5.2 Leistungs-Strom-Charakteristik

Zur Messung der Gesamtleistungs-Strom-Kennlinie wird vor den Laser eine ULBRICHT-Kugel direkt vor die Facette gestellt, so dass die Gesamtstrahlung aus der Laserfacette in die Kugel fällt. Die ULBRICHT-Kugel ermöglicht die Messung der optischen Leistung ohne den Einfluss einer Optik. Durch stark streuende Reflexionen wird die einfallende Strahlung homogen über die Kugeloberfläche gestreut und damit abgeschwächt. Aus dem Verhältnis der Kugelfläche zur Detektorfläche und mit der Kenntnis des Reflexionskoeffizienten der Oberfläche kann der Abschwächungsfaktor ermittelt werden. Die verwendete ULBRICHT-Kugel arbeitet bis zu Leistungen von 50 Watt im linearen Bereich. Die Ge-Photodiode der ULBRICHT-Kugel ist für den Wellenlängenbereich zwischen 1040 und 1060 nm auf Grund ihrer spektralen Empfindlichkeit geeignet. Sie wird als Photoelement betrieben. Die Messungen erfolgten fast ausschließlich im cw-Betrieb. Im Fall einer gepulsten Anregung, wird in der Auswertung darauf hingewiesen. Bei den Kennlinienmessungen wurde ebenfalls mittels Peltelement und Temperaturregeleinheit das System thermisch bei 25°C stabilisiert. Das Signal wird mittels Computer dargestellt und gespeichert.

Die Genauigkeit der Leistungsmessungen beträgt etwa 10%. Die ULBRICHT-Kugeln sind nominell auf $\pm 3\%$ geeicht. Zusätzliche Fehlerquellen sind beispielsweise die Temperaturstabilität, die Genauigkeit der Stromquelle oder auch die Alterung der Kugel.

5.3 Longitudinale Modenspektren

Zur Untersuchung der Spektralverteilungen wird die Laserstrahlung mittels einer Optik in eine Faser (Kerndurchmesser: 50 μm) eingekoppelt. Diese Faser überträgt das Laserlicht an einen optischen Spektrenanalysator (OSA). Alle Messungen erfolgten im cw-Modus. Die Spektren wurden mit zwei optischen Spektrenanalysatoren unterschiedlicher Spezifikation vermessen:

- Optischer Spektrumanalysator Q8347 (ADVANTEST)
Dieser Spektrumanalysator erlaubt hochauflösende Wellenlängenmessungen. Für den Wellenlängenbereich um 1060 nm beträgt die spektrale Auflösung des Analysators 3 pm. Durch ei-

ne genaue Wellenlängenkalibrierung (interner HeNe-Laser) ist eine zuverlässige Wellenlängenbestimmung möglich. Der dynamische Bereich, d.h. die Größe zwischen Peakmaximum und dem durchschnittlichen Rauschlevel beträgt nur 35 dB.;

- Optischer Spektrumanalysator Q8384 (ADVANTEST)
Bei diesem Spektrumanalysator beträgt der dynamische Bereich 67 dB. Dafür ist die spektrale Auflösung nur maximal 10 pm. Dieser Spektrenanalysator besitzt keine genaue Wellenlängenkalibrierung;

Auch hier wurde die Laserdiode mittels eines Peltierkühlers und einer Regeleinheit im Temperaturbereich von 15 - 80°C thermisch stabilisiert bzw. geregelt. Die Spektren wurden mit dem an den Messplatz gekoppelten Computer ausgewertet.

In Abb. 5.5 ist der Vergleich der verwendeten Messgeräte anhand einer spektralen Verteilung bei 1 W emittierter Ausgangsleistung eines typischen α -DFB-Lasers (Parameter: $L = 2\text{ mm}$, $\alpha_G = 13,5^\circ$, $w = 115\ \mu\text{m}$, $\kappa = 95\ \text{cm}^{-1}$, $\lambda = 1060\ \text{nm}$, $R_f = 0,01$ und $R_r = 0,95$) dargestellt.

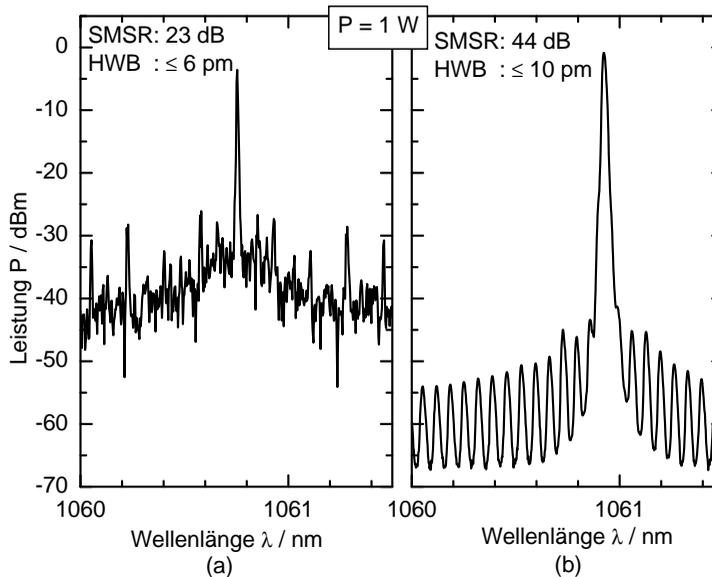


Abbildung 5.5: Spektrale Verteilung eines α -DFB-Lasers bei 1 W emittierter Leistung mit den Parametern: $L = 2\text{ mm}$, $\alpha_G = 13,5^\circ$, $w = 115\ \mu\text{m}$, $\kappa = 95\ \text{cm}^{-1}$, $\lambda = 1060\ \text{nm}$, $R_f = 0,01$ und $R_r = 0,95$ gemessen mit
(a) dem OSA Q8347 (ADVANTEST) und
(b) dem OSA Q8384 (ADVANTEST)

Es zeigt sich, dass die beobachteten Nebenmaxima in Abb. 5.5(a) nicht real sind. Die Seitenmodenunterdrückung ist durch das hohe Rauschniveau auf 23 dB begrenzt. Eine bessere Seitenmodenunterdrückung SMSR=44 dB wird mit dem optischen Spektrumanalysator Q8384 erzielt. Allerdings ist hier die gemessene Halbwertsbreite $\leq 10\ \text{pm}$ und liegt damit deutlich über der, des hochauflösenden optischen Spektrumanalysators Q8347. In diesem Fall ist die Linienbreite $\leq 6\ \text{pm}$, was der Auflösungsgrenze des Analysators entspricht. Die Differenz der Wellenlängenmaxima beider Messungen ist ein Ausdruck für die unterschiedliche Genauigkeit beider Geräte in der Bestimmung der Wellenlänge.

Der überwiegende Teil der spektralen Messungen, auf die im nächsten Kapitel beim Vergleich der experimentellen mit den theoretischen Ergebnissen eingegangen werden, wurden vornehmlich mit dem optischen Spektrumanalysator Q8347 durchgeführt.

Kapitel 6

Lasereigenschaften: Vergleich zwischen Experiment und Theorie

6.1 Vergleich eines α -DFB-Lasers mit einem Broad-Area-Laser

Die Intention für die Entwicklung des α -DFB-Lasers war, durch BRAGG-Gitter-Filterung die Beugungsgrenze für die emittierte Strahlung zu gewährleisten, aber trotzdem in der emittierten Leistung mit einem Hochleistungslaser vergleichbar zu sein.

Hier wird ein Beispiel eines typischen α -DFB-Lasers im Vergleich zum parallel prozessierten Broad-Area-Laser (BA-Laser) angegeben. Wie in Abschnitt 4.1.3 bereits erwähnt, wurden auf jedem Riegel mit α -DFB-Lasern zur Bestimmung von Materialparametern und zu Vergleichsmessungen auch ein BA-Laser in einer zwei-Schritt-Epitaxie prozessiert. Die folgenden Abbildungen 6.1 bis 6.4 beziehen sich auf einen α -DFB-Laser mit den Parametern $L = 2$ mm, $\alpha_G = 13,5^\circ$, $w = 115$ μm , $\kappa = 95$ cm^{-1} , $\lambda = 1060$ nm der Struktur A (siehe Abschnitt 4.1.2 in Kapitel 4), $R_f = 0,01$ und $R_r = 0,95$. Der auf demselben Riegel prozessierte 2 mm lange Vergleichs-BA-Laser hatte eine Breite der Streifenelektrode $w = 100$ μm und dieselben Reflexionskoeffizienten. Alle Messungen erfolgten bei Raumtemperatur.

Die PI -Kennlinie und der Konversionswirkungsgrad beider Laser sind in Abb. 6.1 dargestellt. Der BA-Laser zeigt eine Steilheit $S = 0,96$ W/A und einen Konversionswirkungsgrad $\eta_c = 0,7$. Das heißt, die zugrunde gelegte Struktur und die Technologie ist für die Entwicklung der α -DFB-Laser geeignet. Der α -DFB-Laser hat eine geringere Steilheit und einen kleineren Konversionswirkungsgrad als der BA-Laser. Bekanntermaßen bedeutet jede Filterung einen Energieverlust. Die mit der Filterung verbundenen Verluste bestehen im Falle des α -DFB-Lasers in der Abstrahlung von Leistung seitlich zum Kontaktstreifen. Prinzipiell geht also immer Energie durch die Filterung im Laser „verloren“, was sich in der geringen Effizienz niederschlägt. Unter Beibehaltung der Filterungsmechanismen ist eine Optimierung des Lasers bezüglich möglichst geringer Verluste notwendig.

In Abb. 6.2 sind die Fernfelder bei verschiedenen Ausgangsleistungen beider Laser miteinander verglichen.

Der BA-Laser in Abb. 6.2 (a) zeigt einen relativ großen Divergenzwinkel von $5,0^\circ$ in der Halbwertsbreite schon bei einer Leistung $P_{opt} = 0,5$ W. Die Filterung durch das BRAGG-Gitter wirkt sich so aus, dass das laterale Fernfeld des α -DFB-Lasers in Abb. 6.2 (b) erheblich schmaler ist. Der Divergenzwinkel beträgt hier $0,26^\circ$ in der Halbwertsbreite bei einer Leistung von 0,5 W. Mit zunehmender Leistung verbreitern sich die Fernfeldverteilungen nur geringfügig.

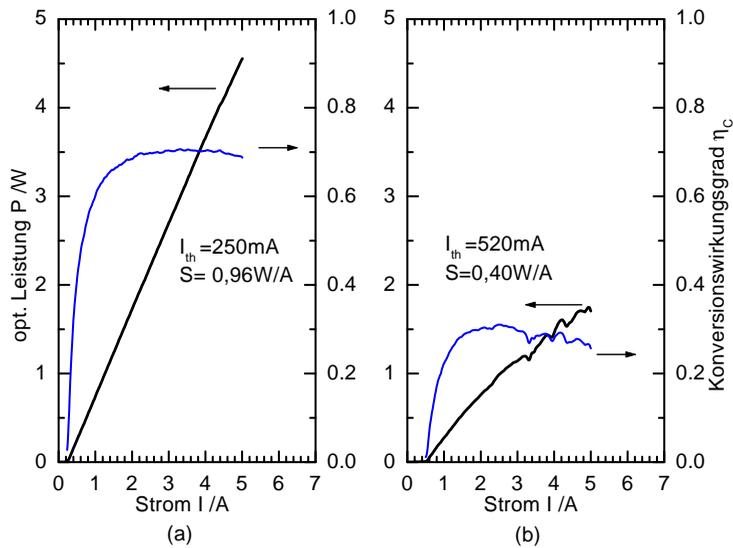


Abbildung 6.1: PI -Kennlinien eines BA-Lasers (a) mit $L = 2 \text{ mm}$, $w = 100 \mu\text{m}$ und eines α -DFB-Lasers (b) mit folgenden Parametern: $L = 2 \text{ mm}$, $\alpha_G = 13,5^\circ$, $w = 115 \mu\text{m}$, $\kappa = 95 \text{ cm}^{-1}$, $R_f = 0,1$ und $R_r = 0,95$. Beide Laser befinden sich auf demselben Riegel eines Wafers der Struktur A mit $\lambda \sim 1060 \text{ nm}$. (Messbed.: cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

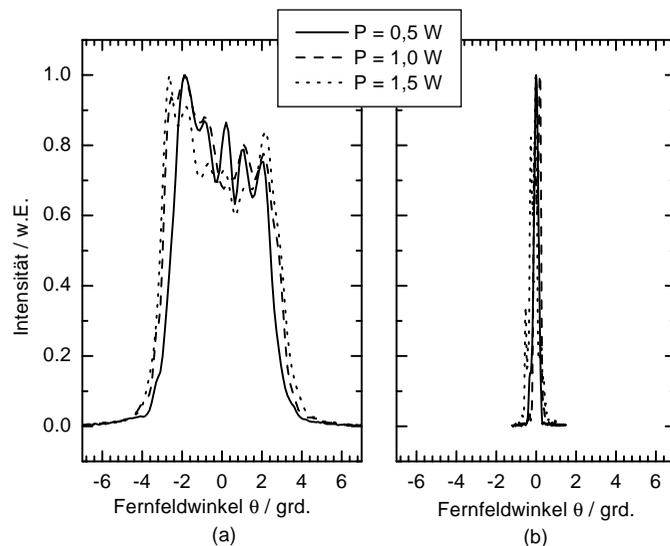


Abbildung 6.2: Fernfelder bei drei verschiedenen emittierten Leistungen eines BA-Lasers (a) und eines α -DFB-Lasers (b) mit den Parametern wie in Abb. 6.1 (Messbed.: quasi cw-Betrieb: $1 \text{ ms} / 25 \text{ Hz}$; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

In Abb. 6.3 sind die Beugungsmaßzahlen M^2 in Abhängigkeit von der optischen Leistung für beide Laser dargestellt. Der BA-Laser erreicht, wie zu erwarten, im Leistungsbereich zwischen $0,5 \text{ W}$ bis $1,25 \text{ W}$ schon M^2 -Werte im Bereich zwischen $8,2$ und $9,7$, während der α -DFB-Laser den Wert $1,5$ nicht überschreitet. Bei einer Leistung $P_{opt} = 0,7 \text{ W}$ tritt sogar nur ein M^2 von $1,1$ auf. Damit können mit dem α -DFB-Laser besonders hohe Leistungsdichten erreicht werden. Auch die Einkopplung der emittierten Strahlung in Fasern wird bedeutend erleichtert.

Das longitudinale Spektrum beider Laser ist in Abb. 6.4 für die Ausgangsleistung $P_{opt} = 1 \text{ W}$ zu

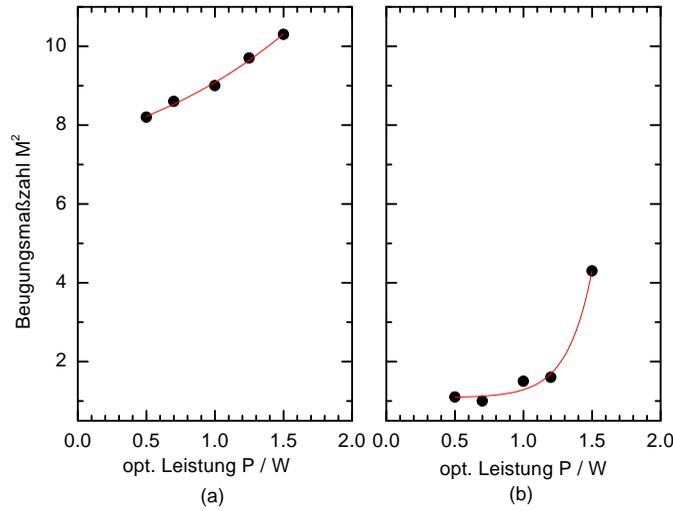


Abbildung 6.3: Beugungsmaßzahl in Abhängigkeit der emittierten Leistung eines BA-Lasers (a) und eines α -DFB-Lasers (b) mit Parametern wie in Abb. 6.1 und den Messbedingungen wie in Abb. 6.2

sehen. Der BA-Laser hat eine breite spektrale Verteilung von 3,5 nm in der Halbwertsbreite. Das

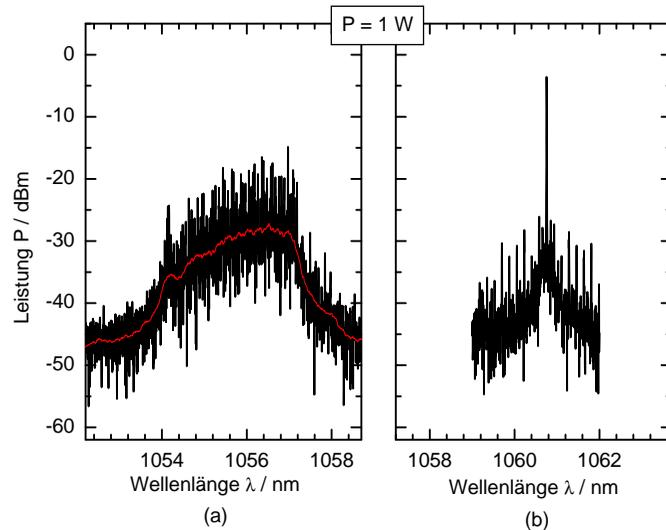


Abbildung 6.4: Emittiertes Spektrum eines BA-Lasers (a) und eines α -DFB-Lasers (b) mit den Parametern wie in Abb. 6.1 bei 1 W emittierter Ausgangsleistung (Messbed.: OSA: Q8347; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

Peakmaximum liegt bei 1055,8 nm. Spektral ist der BA-Laser mehrmodig. Hingegen beträgt die Linienbreite beim α -DFB-Laser nur ≤ 6 pm mit einer Seitenmodenunterdrückung von 23 dB. Diese beiden Werte sind Obergrenzen für die spektralen Eigenschaften, da sie die Auflösungsgrenze des verwendeten Spektrumanalysators darstellen (Abschnitt 5.3, S. 63). Das Peakmaximum des α -DFB-Lasers vom selben Riegel liegt bei 1060,7 nm, da hier das Gitter im Laser wirkt.

Vergleicht man schließlich die spektrale Strahldichte beider Laser bei einer Leistung $P_{opt} = 1$ W miteinander, erhält man nach Gleichung (2.18) für den α -DFB-Laser $\beta_\lambda \geq 10$ GW/(cm² sr nm) und für den BA-Laser $\beta_\lambda \geq 2,7$ MW/(cm² sr nm).

	α -DFB-Laser	BA-Laser
P_{opt} / W	1	
λ / nm	1060	
M_{\perp}^2	1	
M_{\parallel}^2	1,5	9,1
$\Delta\lambda / \text{pm}$	≤ 6	3500
$\beta_{\lambda} / \text{GW}/(\text{cm}^2 \text{ sr nm})$	≥ 10	$2,7 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.1: Spektrale Strahldichte bei einer optischen Leistung $P = 1 \text{ W}$ für einen α -DFB- und einen BA-Laser

Die spektrale Strahldichte für den α -DFB-Laser ist auch um ein Vielfaches größer, als die Werte für Trapez-Laser, die in [27] und [28] veröffentlicht wurden.

Es hängt von der Anwendung ab, ob man die geringere maximale Ausgangsleistung des α -DFB-Lasers in Kauf nimmt, um dafür die Beugungsbegrenztheit der emittierten Strahlung und eine außerordentlich schmale Linienbreite einzutauschen. Die Erhöhung von maximaler Leistung und Effizienz bleibt das Entwicklungsziel für den α -DFB-Laser.

6.2 Design-Parameter im Vergleich zwischen Modell und Experiment

Die im Kapitel 2 beschriebenen Modelle wurden entwickelt, um einerseits optimale Design-Parameter des α -DFB-Lasers hinsichtlich der emittierten Leistung und der Strahlqualität zu finden und andererseits sollten experimentelle Resultate in den verschiedenen Stufen der Entwicklung des α -DFB-Lasers erklärt werden können. Im Folgenden werden die einzelnen Design-Parameter im Vergleich zwischen Modell und Experiment betrachtet. Nicht nur die Erarbeitung des nichtlinearen Modells, sondern auch die Interpretation der Messergebnisse erfolgte in enger Zusammenarbeit mit dem Lebedev-Institute in Moskau [55, 54, 56].

6.2.1 Einfluss der Kontaktstreifenbreite

In Abb. 6.5 sind PI -Kennlinien zweier Laser vom selben Wafer miteinander verglichen. Der variierte Parameter ist die Kontaktstreifenbreite $w = 160 \mu\text{m}$ und $w = 400 \mu\text{m}$. Die gemeinsamen Parameter beider Laser sind: Koppelkoeffizient $\kappa = 65 \text{ cm}^{-1}$, Resonatorlänge $L = 2 \text{ mm}$, Wellenlänge $\lambda = 1060 \text{ nm}$ (Struktur A), BRAGG-Winkel $\alpha_G = 15^\circ$ und Reflektivitäten $R_f = R_r = 0,32$ (unbeschichtete Facetten). Die Messungen erfolgten gepulst ($30 \mu\text{s}$, 1 kHz) und bei Raumtemperatur ($T_s = 25^\circ\text{C}$).

Die Steilheit der Leistungs-Strom-Kennlinie beträgt $0,40 \text{ mW} / \text{mA}$ (pro Facette) für den Laser mit dem $400 \mu\text{m}$ -Streifen und $0,16 \text{ mW} / \text{mA}$ (pro Facette) für den Laser mit dem $160 \mu\text{m}$ -Streifen. Die verminderte Steilheit ist auf die höheren Verluste (vergl. mit Abb. 3.5 im Abschnitt 3.2.5.1 auf Seite 29) zurückzuführen.

In der Abb. 6.6 werden gemessene Nahfeld- und Fernfeldverteilungen für die zwei verschiedenen Kontaktstreifenbreiten bei einem Injektionsstrom von $I = 3 \text{ A}$ gezeigt. In Abb. 6.6 (b) zeigt sich eine GAUSS ähnliche Verteilung des Nahfeldes für den $160 \mu\text{m}$ -Streifen und eine Verteilung, die von der

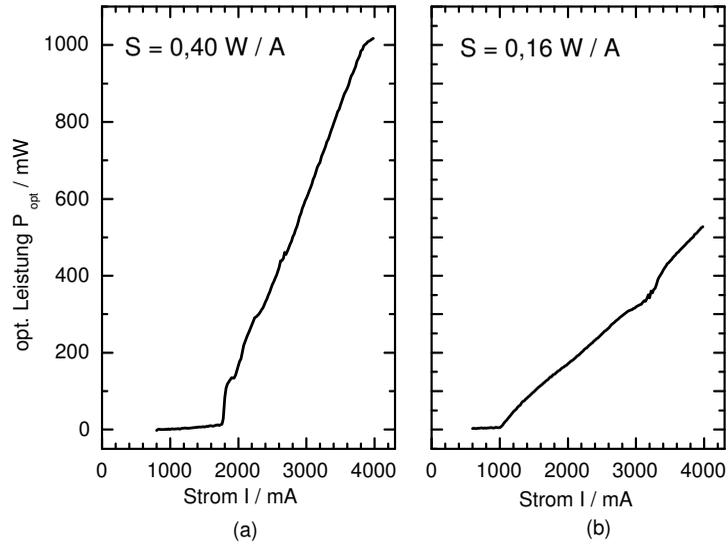


Abbildung 6.5: Der Einfluss der Kontaktstreifenbreite auf die Leistungs-Strom Kennlinie von α -DFB-Lasern mit den Parametern: $\kappa = 65 \text{ cm}^{-1}$, $L = 2 \text{ mm}$, $\lambda = 1060 \text{ nm}$, $\alpha_G = 15^\circ$ und $R_f = R_r = 0,32$
 (a) für eine Streifenbreite $w=400\mu\text{m}$ und
 (b) für eine Streifenbreite $w=160\mu\text{m}$.
 (pro Facette, gepulst $30 \mu\text{s}$, 1 kHz ; $T_s=25^\circ\text{C}$; gleicher Wafer)

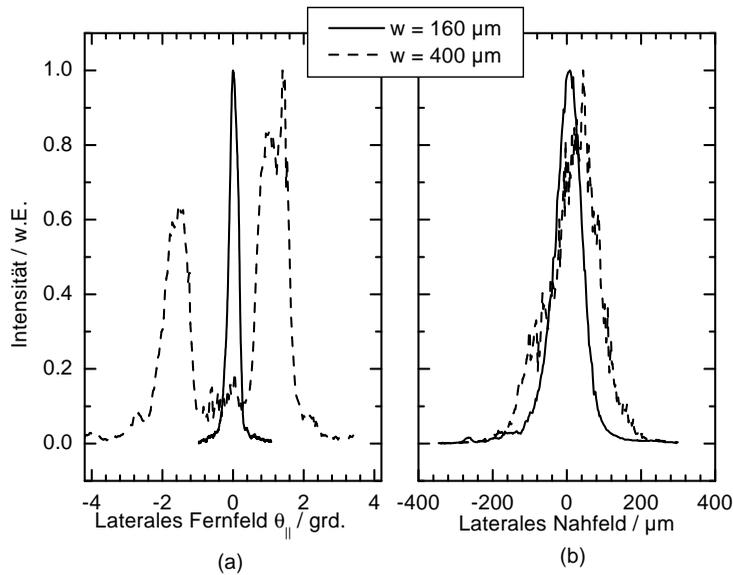


Abbildung 6.6: Der Einfluss der Kontaktstreifenbreite auf die laterale Fernfeld-Verteilung (a) und die laterale Nahfeldverteilung (b) für eine Streifenbreite $w=160\mu\text{m}$ (durchgezogene Linie) und $w=400\mu\text{m}$ (gepunktete Linie) für die Laser aus Abb. 6.5 (Messbedingungen: gepulst: $10 \mu\text{s} / 100 \text{ Hz}$; $T_s=25^\circ\text{C}$)

GAUSS-Form deutlich abweicht mit einer größeren Breite des Nahfeldes für den $400\mu\text{m}$ -Streifen. Die Impulsdauer des Stromes bei diesen Messungen betrug $10 \mu\text{s}$ und die Wiederholfrequenz 100 Hz .

Die Fernfeldverteilung des Lasers mit dem $160 \mu\text{m}$ breiten Kontaktstreifen in Abb. 6.6(a) ist so schmal, dass sich eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,1$ ergibt. Hingegen führt das stark verbreiterte

Fernfeld des Lasers mit dem $400\ \mu\text{m}$ breiten Kontaktstreifen zu einem $M^2 = 14.0$. Dieses breite Fernfeld ist durch das Anschwingen höherer Moden zu erklären. Denn nach Abb. 3.5 wird mit Verbreiterung des Kontaktstreifens die Modendiskriminierung schlechter.

Es ist eindeutig zu sehen, dass der Wert für die Kontaktstreifenbreite von $400\ \mu\text{m}$ weit über dem optimalen Wert hinsichtlich der Strahlqualität liegt.

6.2.2 Variation des BRAGG–Winkels des Gitters

Die Ergebnisse aus Abschnitt 6.2.1 ließen den Schluss zu, dass die Modendiskriminierung für einen Neigungswinkel von 15° und einer Kontaktstreifenbreite von $160\ \mu\text{m}$ ausreicht, um eine hohe Strahlqualität zu erzielen. Die Kontaktstreifenbreite w wurde mit Hilfe des Vierwellen-Modells für die verschiedenen Neigungswinkel des Gitters zur Facettennormalen mit der Vorgabe berechnet, dass für jeden Winkel der prozessiert werden soll, die gleiche Modendiskriminierung und Dämpfung für die Grundmode gilt, wie es für das Design: $\alpha_G = 15^\circ$, $w = 160\ \mu\text{m}$, $L = 2\ \text{mm}$ und $\kappa \approx 65\ \text{cm}^{-1}$, Struktur A: $\lambda = 1060\ \text{nm}$, der Fall ist.

Die unbeschichteten $2\ \text{mm}$ langen Laser mit verschiedenen Neigungswinkeln und angepasster Kontaktstreifenbreite wurden hinsichtlich ihrer Strahlqualität und ihrer PI -Kennlinie untersucht und miteinander verglichen. In der Tabelle 6.2 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Die Beugungsmaßzahlen M^2 wurden für die Leistung $P_{opt}=1\ \text{W}$ miteinander verglichen. Die Messungen erfolgten im quasi-cw Betrieb.

Es ist zu sehen, dass die Ergebnisse die theoretischen Überlegungen stützen. Für die Leistung von $1\ \text{W}$ sind die Beugungsmaßzahlen für alle Winkel ähnlich. Alle α -DFB-Laser emittieren bei dieser Leistung nahezu beugungsbegrenzt. Auch die Verluste der Grundmode sind in allen Fällen ähnlich, da die Steilheiten fast gleich sind. Die Abb. 6.7 zeigt die Abhängigkeit der Beugungsmaßzahl

α_G	Λ / nm	$w / \mu\text{m}$	M^2 (1 W)	$S / \text{W}\cdot\text{A}^{-1}$ (pro Facette)
10°	885	80	1,7	0.32
12°	739	100	2,0	0.31
$13,5^\circ$	658	115	1,7	0.31
15°	594	160	2,1	0.33

Tabelle 6.2: Steilheit und die Strahlqualität für unbeschichtete $2\ \text{mm}$ lange α -DFB-Laser des gleichen Wafers in Abhängigkeit vom Winkel mit angepasster Kontaktstreifenbreite (Messbed.: quasi cw-Betrieb: $1\ \text{ms} / 25\ \text{Hz}$; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

von der optischen Leistung, die auf beiden Seiten ausgekoppelt wurde. Es ist zu sehen, dass die Parameterkombinationen aus Tabelle 6.2 auch bei höheren Leistungen zu nahezu beugungsbegrenzter Emission mit Beugungsmaßzahlen $M^2 < 3$ führen. Damit sind diese Parameterkombinationen optimal für gebrochene Facetten.

Dagegen verändern sich die Verhältnisse bei beschichteten Facetten. In Abb. 6.8 ist die Beugungsmaßzahl M^2 in Abhängigkeit von der emittierten optischen Leistung für beschichtete $2\ \text{mm}$ lange α -DFB-Laser mit den Neigungswinkeln aus Abb. 6.7 und angepasster Kontaktstreifenbreite dargestellt. Die Laser wurden mit 1% und 94% ent- bzw. verspiegelt. Hier sieht man, dass bei größeren Neigungswinkeln der Anstieg flacher verläuft. Das bedeutet, dass für Laser mit $\alpha_G = 13.5^\circ$ und $\alpha_G = 15^\circ$ die Beugungsmaßzahlen bei höheren Leistungen kleiner sind und demnach die Diskriminierung der höheren Moden größer ist. Bei gebrochenen Facetten emittieren beide Facetten-Seiten etwa gleich viel optische Leistung. Unterschiedliche Reflektivitäten an den Facetten haben zur Folge, dass die meiste optische Leistung auf einer Seite konzentriert emittiert wird. Das bedeutet, dass im Fall der gebrochenen Facetten die Filterung zwischen der Grundmode und den Moden höherer Ord-

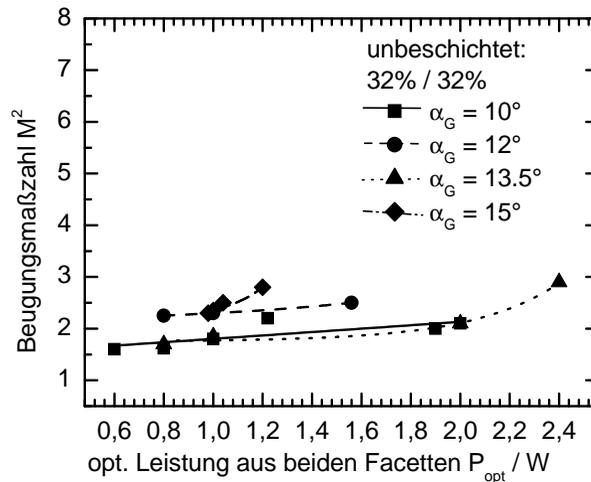


Abbildung 6.7: Abhängigkeit der Beugungsmaßzahl M^2 von der optischen Leistung unter Variation des Neigungswinkels des Gitters mit angepasster Kontaktstreifenbreite für unbeschichtete 2mm lange α -DFB-Laser des gleichen Wafers mit der Struktur A und $\lambda \sim 1060 \text{ nm}$ (Messbed.: quasi cw-Betrieb: 1ms / 25Hz; $T_s = 25^\circ \text{C}$)

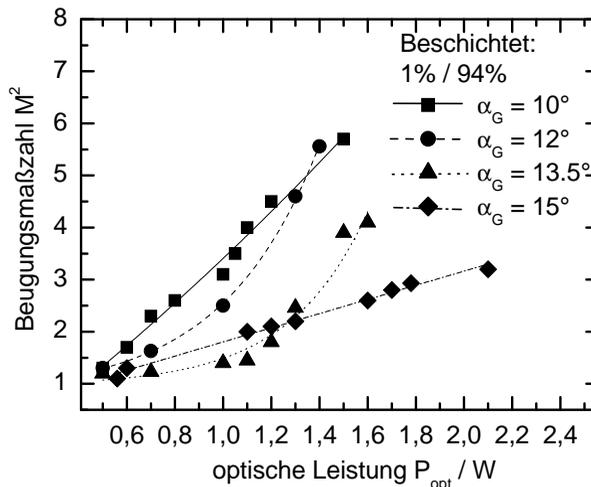


Abbildung 6.8: Abhängigkeit der Beugungsmaßzahl M^2 von der optischen Leistung unter Variation des Neigungswinkels des Gitters mit angepasster Kontaktstreifenbreite für 2mm lange α -DFB-Laser des gleichen Wafers wie in Abb. 6.7 nach einer Facettenbeschichtung 1% / 94% (Messbed.: quasi cw-Betrieb: 1ms / 25Hz; $T_s = 25^\circ \text{C}$)

nung richtig durch das lineare Modell beschrieben werden. Aber für den Fall, dass sich die Intensität auf einer Seite konzentriert, reicht das lineare Modell für die Beschreibung nicht mehr aus. Wenn die Intensität an der Emissions-Facette im beschichteten Fall viel höher ist, bedeutet das, dass auch räumliche Störungen, die durch Filamentierungen entstehen, mehr verstärkt werden. Filamentbildungen erfasst das lineare Modell nicht. Das deutet darauf hin, dass große Kontaktstreifenbreiten z.B. für den Laser $\alpha_G=15^\circ$ ($w=160\mu\text{m}$) besser geeignet sind, als die Parameterkombination mit dem schmalen Kontaktstreifen für $\alpha_G=10^\circ$ ($w=80\mu\text{m}$). Das könnte bedeuten, dass ein breites BRAGG-Gitter eine bessere Filterung für höhere Leistungen bewirkt und Filamentbildungen weniger ins Gewicht fallen. Das nichtlineare Modell erfasst auch Filamentbildungen. Mit Hilfe dieses Modells

wurden die Kurven der Abb. 6.9 berechnet.

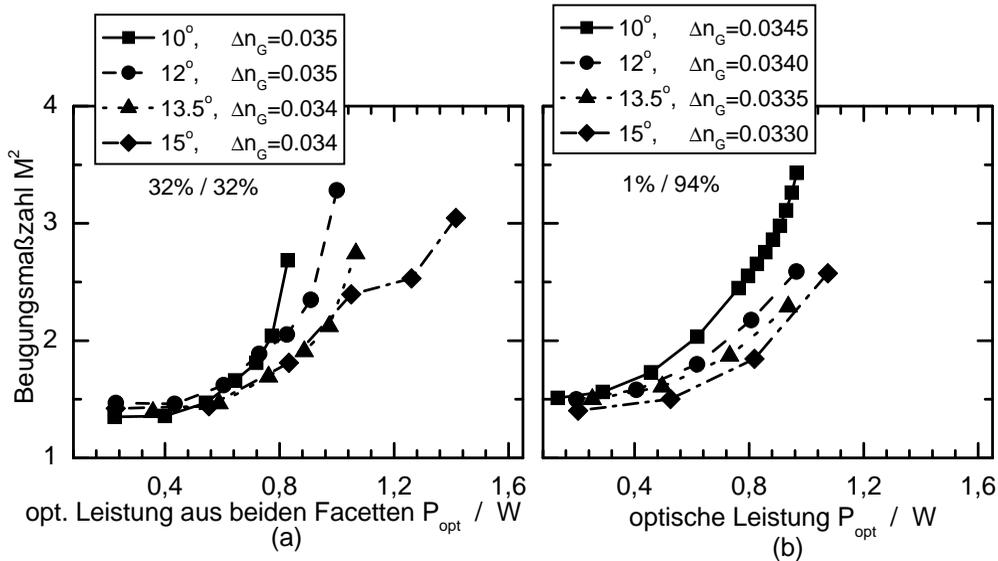


Abbildung 6.9: Berechnete Abhängigkeit der Beugungsmaßzahl M^2 von der optischen Leistung unter Variation des Neigungswinkels des Gitters 2 mm langer Laser bei gebrochenen Facetten (a) und nach einer Facettenbeschichtung 1% / 94% (b)

In der Abb. 6.9 sind Abhängigkeit der Beugungsmaßzahl M^2 von der optischen Leistung unter Variation des Neigungswinkels des Gitters für 2 mm lange Laser bei gebrochenen Facetten (a) mit den Beugungsmaßzahlen nach einer Facettenbeschichtung 1% / 94% (b) verglichen. Die präzisen Größen für Δn_G für jede Parameterkombination wurde entsprechend so gewählt, dass möglichst kleine Beatverluste entstehen. Die Simulationen zeigen die gleiche Tendenz wie die Experimente. Für Leistungen $P_{opt} \leq 800$ mW zeigen die beschichteten Laser eine größere Abhängigkeit der optischen Beugungsmaßzahl und der emittierten Leistung von den Neigungswinkeln (mit angepasster Kontaktstreifenbreite), als die unbeschichteten Laser.

Die spektralen Eigenschaften der α -DFB-Laser in Abhängigkeit vom Neigungswinkel α_G werden im Abschnitt 6.4 näher betrachtet.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass die Neigungswinkel 13,5° und 15° bezüglich der angestrebten Lasereigenschaften optimal zu sein scheinen, wobei auf Grund der größeren Gitterperioden das Gitter mit dem 13,5°-Neigungswinkel leichter aus technologischer Sicht herzustellen ist.

6.2.3 Einfluss des Koppelkoeffizienten auf die Lasereigenschaften

6.2.3.1 Änderung der Ätztiefe

In Abb. 6.10 ist der Einfluss des Koppelkoeffizienten durch Änderung der Ätztiefe des Gitters bei konstantem Tastverhältnis (duty cycle) zu sehen. Hier ist die Beugungsmaßzahl M^2 in Abhängigkeit der emittierten optischen Leistung von α -DFB-Lasern mit einem Neigungswinkel von $\alpha_G = 15^\circ$ für zwei Ätztiefen dargestellt. Die Kontaktstreifenbreite w ist (wie in Tabelle 6.2 aufgelistet) $160 \mu\text{m}$. Die Feldverteilungen in Abhängigkeit der emittierten optischen Leistung wurden jeweils von 2 Lasern mit der gleichen Gittertiefe vermessen und die Mittelwerte gebildet. Die 4 mm langen Laser sind mit 0,1% und 94% ent- bzw. verspiegelt. Um die Variation der Ätztiefe zu gewährleisten, wurden zwei Wafer mit gleicher Vertikalstruktur A aber unterschiedlicher Ätzzeit für die Gitter prozessiert.

Die Ätztiefen wurden mit Hilfe eines Raster-Elektronen-Mikroskops zu $T = (130 \pm 10)$ nm und $T = (140 \pm 10)$ nm bestimmt. Das entspricht bei einem gemessenen duty cycle von 0,25 den Koppelkoeffizienten $\kappa = 97\text{cm}^{-1}$ bei einer Ätztiefe $T = 130$ nm bzw. $\kappa = 106\text{cm}^{-1}$ bei einer Ätztiefe $T = 140$ nm. Für die Parameterkombination $L = 4$ mm, $\alpha_G = 15^\circ$, $w = 160\mu\text{m}$, $R_f = 0,001$

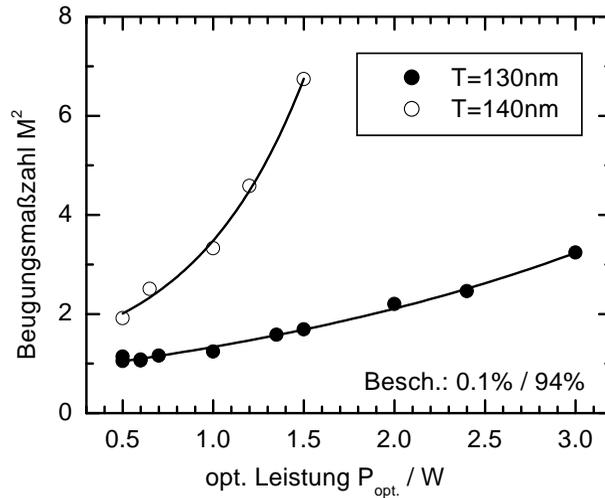


Abbildung 6.10: Einfluss der geätzten Gittertiefe auf die Lasereigenschaften für α -DFB-Laser mit der Struktur A zweier Wafer und den Parametern: $\alpha_G = 15^\circ$, $L=4$ mm, $w=160\mu\text{m}$, $R_f = 0,001$ und $R_r = 0,94$. (Messbed.: quasi cw-Betrieb: 1ms / 25Hz; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

und $R_r = 0,94$ ist die prozessierte Ätztiefe des Gitters $T = (130 \pm 10)$ nm gegenüber der Ätztiefe $T = (140 \pm 10)$ nm günstiger hinsichtlich der Strahlqualität bei hohen Leistungen.

Wie in Abschnitt 3.2.5.3 beschrieben, überlagern hier mehrere Effekte, die man mit dem linearen Modell erklären kann. Einerseits führen kleinere Koppelkoeffizienten zu einer besseren Modenselektion, aber zu einer höheren Dämpfung der Grundmode (Abb. 3.7), andererseits hängen die Be- atverluste bei fester Resonatorlänge periodisch vom Koppelkoeffizienten ab. In Abb. 6.11 ist die mit Hilfe des linearen Modells berechnete Steilheit für Laser der oben genannten Parameterkombination in Abhängigkeit vom Koppelkoeffizienten dargestellt. Die Koppelkoeffizienten $\kappa = 97\text{cm}^{-1}$ und $\kappa = 106\text{cm}^{-1}$ für die zwei realisierten Ätztiefen sind in der Abbildung eingezeichnet. Die Abb. 6.11 zeigt, dass auch theoretisch für die oben genannten Parameterkombinationen eine Ätztiefe von 130 nm hinsichtlich der ausgekoppelten Leistung günstiger wäre. Die Abbildung zeigt aber auch, dass mögliche Schwankungsbreiten der Ätztiefe nur sehr klein nämlich ca. 5 nm sein dürfen, um möglichst hohe Leistung bei guter Strahlqualität zu erzielen. Das entspricht einer Abweichung vom optimalen Koppelkoeffizienten von ca. 8cm^{-1} , bei dem die Steilheit auf 80% abgesunken ist. Mit den gegenwärtig praktisch erprobten Technologien ist das nur sehr schwer zu realisieren (vergl. Abschnitt 4.2.1, S. 49). Es muss bemerkt werden, dass dieses Modell nur für kleine Leistungen bis höchstens 1W gilt. Mit dem nichtlinearen Modell kann man zeigen, dass mit höherer Leistung sich diese Modulationen auf Grund von Ladungsträgerdiffusionen und Nichtlinearitäten vermindern (vgl. Abb. 6.15). Für Leistungen ab 2 W könnte der Einfluss technologischer Unsicherheiten stark reduziert sein.

Die Auswirkungen der Ätztiefe auf das spektrale Verhalten bei 1,5W sind in Abbildung 6.12 zusehen. Die longitudinale Modenselektion ist in beiden Fällen ähnlich mit einer sehr schmalen spektralen Linienbreite von jeweils 6 pm und einer Seitenmodenunterdrückung von ≥ 23 dB.

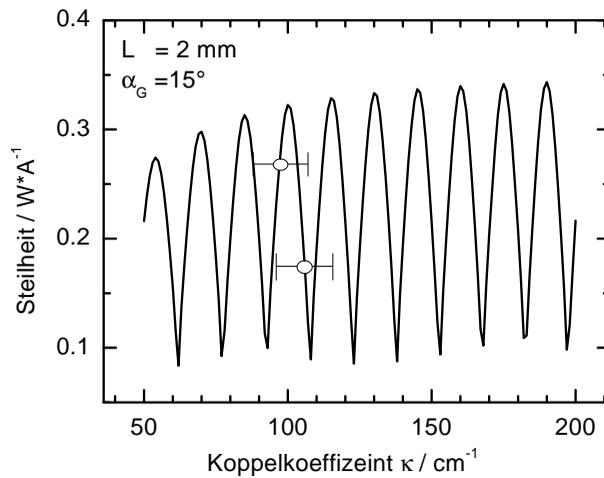


Abbildung 6.11: Abhängigkeit der berechneten Steilheit vom Koppelkoeffizienten nach dem linearen Modell für $\alpha_G = 15^\circ$ und unbeschichtete Facetten. Die Koppelkoeffizienten der gemessenen Laser sind mit dem Fehlerbalken eingezeichnet.

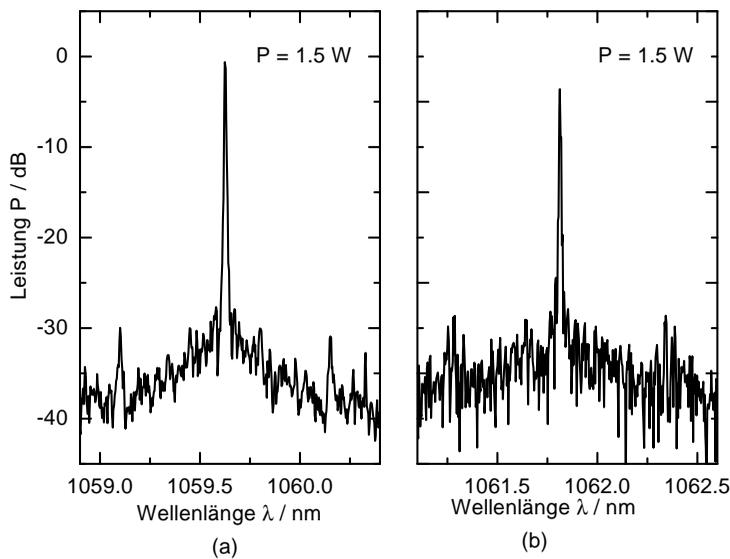


Abbildung 6.12: Einfluss des Koppelkoeffizienten auf das spektrale Verhalten der Laser mit den Parametern wie in Abb. 6.10:
 (a) $T = 130$ nm
 (b) $T = 140$ nm
 (Messbed.: OSA Q8347; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

6.2.3.2 Ergebnisse aus der Variation der Vertikalstruktur

Eine andere Möglichkeit, Einfluss auf den Koppelkoeffizienten zu nehmen, ist die Änderung des Wellenleiters. Wie im Abschnitt 4.1.2 bereits beschrieben, wurden Laser mit einer zweiten Wellenleiterstruktur B untersucht. Bei dieser Struktur mit dünnerem Wellenleiter führen bereits kleinere Ätztiefen zu großen Koppelkoeffizienten. Während die Wellenleiterstruktur A bei einer Ätztiefe von 140 nm einen Koppelkoeffizienten von 106 cm^{-1} erreicht, so ergibt sich für die Struktur B mit dem dünneren Wellenleiter der große Koppelkoeffizient 130 cm^{-1} für eine Ätztiefe von nur 35 nm.

Die 2mm langen Laser sind mit 1% und 94% ent- bzw. verspiegelt. Verschiedene Parameterkom-

binationen für beide Vertikalstrukturen wurden miteinander verglichen. Die Ergebnisse aus den *PI*-Kennlinien sind in der Tabelle 6.3 zusammengefasst. Die Steilheiten beider Strukturen sind mit-

α_G	Wellenleiterstruktur A		Wellenleiterstruktur B	
	$J_{thA} / \text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$	$S_A / \text{mW}\cdot\text{mA}^{-1}$	$J_{thB} / \text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$	$S_B / \text{mW}\cdot\text{mA}^{-1}$
10°	247	0,43	268	0,41
12°	225	0,37	255	0,41
13,5°	228	0,46	241	0,46
15°	229	0,54	-	-

Tabelle 6.3: Schwellenstromdichte J_{th} und Steilheit S für 2 mm lange α -DFB-Laser in Abhängigkeit vom Winkel mit angepasster Kontaktstreifenbreite und der Wellenleiterstruktur A bzw. B. Die Laser sind mit 1% und 94% ent- bzw. verspiegelt (Messbed.: cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

einander vergleichbar und die Schwellenstromdichten sind für die Struktur A etwas geringer. In der Abb. 6.13 ist die Beugungsmaßzahl M^2 in Abhängigkeit der optischen Leistung für α -DFB-Laser verschiedener Parameterkombinationen im Vergleich beider Vertikalstrukturen A und B dargestellt. Es wurde über jeweils drei Laser jeder Struktur und pro Parameterkombination gemittelt.

Es ist zu sehen, dass die Beugungsmaßzahlen in Abhängigkeit von der optischen Leistung für die Struktur A etwas geringer, als für die Struktur B sind. Das macht sich vor allem für die Parameterkombination mit dem Neigungswinkel von 10° bemerkbar. Die Struktur B erfordert für einen

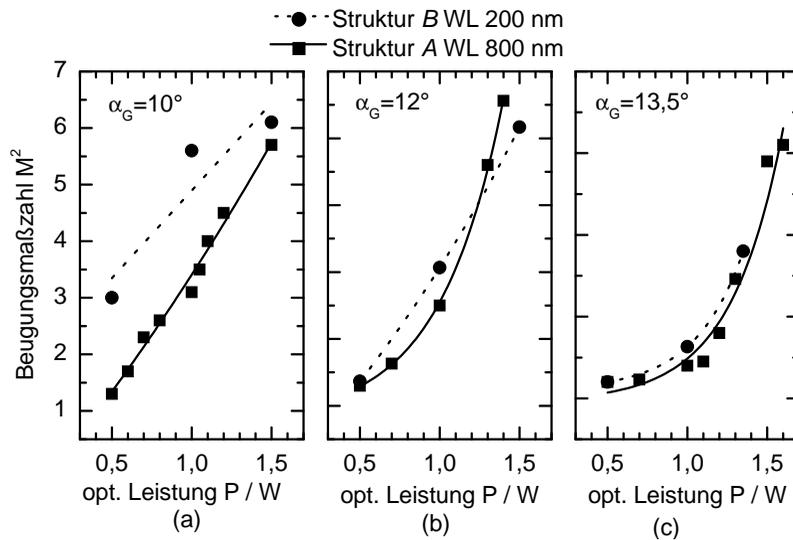


Abbildung 6.13: Vergleich der Beugungsmaßzahl für α -DFB-Laser der beiden Vertikalstrukturen A (gefüllte Quadrate) und B (gefüllte Kreise) und in Abhängigkeit der drei Neigungswinkel 10°, 12° und 13,5° mit angepasster Kontaktstreifenbreite. Die Laser sind mit 1% und 94% ent- bzw. verspiegelt. (Messbed.: quasi cw-Betrieb: 1 ms / 25 Hz; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

optimalen Koppelkoeffizienten (siehe Kap. 2.1.1 Abschnitt 3.2.5.3, S. 30) eine deutlich geringere Ätztiefe als die Struktur A. Das führt dazu, dass durch sehr enge Toleranzen in der Ätztiefe, Laser mit der Struktur B technologisch schwieriger herzustellen sind. Da für $\alpha_G = 15^\circ$ zusätzlich die Schwierigkeit besteht, dass die Gitterperioden von $\Lambda = 594 \text{ nm}$ an der Auflösungsgrenze des Wafersteppers liegen, war für die Struktur B bei diesem Winkel keine Laseremission zu beobachten. Dadurch konnte für diesen Winkel kein Vergleich zwischen beiden Strukturen vorgenommen werden. Ein breiter Wellenleiter, wie er in Struktur A gewählt wurde, ist demnach zu bevorzugen.

Die Filterung in longitudinaler Richtung beider Vertikal-Strukturen wird im Abschnitt 6.4 betrachtet.

6.2.4 Resonatorlänge

Die Diskussion der Abhängigkeit der Lasereigenschaften von der Resonatorlänge knüpft an Abb. 3.9(a) an, die die berechnete Steilheit der Laserkennlinie als Funktion von Resonatorlänge und Koppelkoeffizienten zeigt. Ein vertikaler Schnitt durch diese zweidimensionale Darstellung unter Berücksichtigung der Beschichtung an den Facetten der gemessenen Laser für den aus der gemessenen Ätztiefe ermittelten Koppelkoeffizienten $\kappa = 97 \text{ cm}^{-1}$ zeigt die Abb. 6.14. Die konstant gehaltenen Parameter waren: $\alpha_G = 15^\circ$ und $w = 160 \mu\text{m}$. Die Messungen wurden an Lasern im Riegelverband der Struktur A mit $R_f = 0,01$ und $R_r = 0,95$ im Impulsbetrieb (Impulslänge: $1 \mu\text{s}$; Wiederholrfrequenz 5 kHz) vorgenommen. Die Experimente bestätigten die vorausberechnete periodische Grundstruktur, allerdings war das verfügbare Datenmaterial auf sieben Punkte beschränkt. Es ist weiterhin zu bemerken, dass die Güte der Gitter sowohl von Laser zu Laser, als auch innerhalb eines einzigen Lasers schwankt. Somit sind nur gemittelte Aussagen zum Wert des Koppelkoeffizienten zu machen. Es ist zu sehen, dass die Abweichung von der optimalen Resonatorlänge nicht größer als $\pm 50 \mu\text{m}$ sein sollten, damit die Steilheit der Laserkennlinie nicht mehr als auf 80% absinkt. Wie schon zu

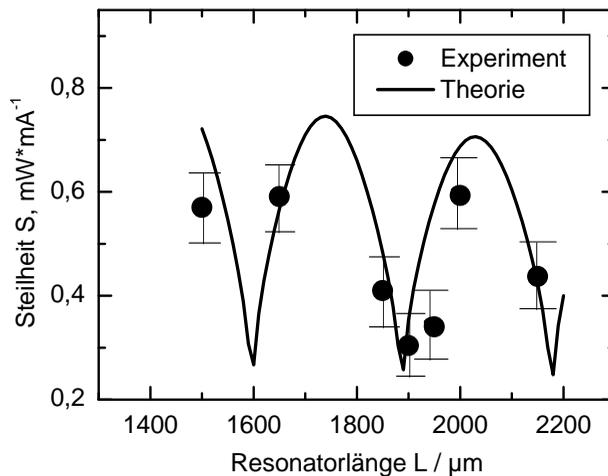


Abbildung 6.14: Vergleich der mit Hilfe des Vierwellen-Modells berechneten Steilheit der Laserkennlinie in Abhängigkeit der Resonatorlänge (durchgezogene Linie) mit experimentell ermittelten Steilheiten für Laser eines Wafers mit folgenden Parametern: $\alpha_G = 15^\circ$, $w = 160 \mu\text{m}$, $\kappa = 97 \text{ cm}^{-1}$, $R_f = 0,01$ und $R_r = 0,95$ im Riegelverband (ausgefüllte Kreise mit Fehlerbalken). (Messbed.: quasi cw-Betrieb: $1 \mu\text{s} / 5 \text{ kHz}$; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

Beginn von Abschnitt 3.2.1 erwähnt, beschränkt sich das lineare Modell nur auf kleine Leistungen. Mit Hilfe des nichtlinearen Modells lassen sich auch höhere Leistungen simulieren. In der Abbildung 6.15 wird deutlich, dass sich die Modulationen bei hohen Leistungen und Resonatorlängen $\geq 3 \text{ mm}$ vermindern. Das bedeutet, dass sich für hohe Leistungen eine kleine Variation der Resonatorlänge ($\pm 50 \mu\text{m}$) nicht so kritisch auswirkt, wie nach dem linearen Modell vermutet.

Nach dem linearen Modell (Abb. 3.8) sollte die Modenselektion mit zunehmender Resonatorlänge besser werden, d.h. die Beugungsmaßzahl sollte mit zunehmender Länge des Resonators kleiner werden. Die experimentellen Ergebnisse bestätigen diese Vermutung. In Abb. 6.16 ist die Beugungsmaßzahl in Abhängigkeit der Resonatorlänge für aufgebaute Laser mit folgenden Parametern dargestellt: $\alpha_G = 15^\circ$, $w = 160 \mu\text{m}$, $\kappa = 97 \text{ cm}^{-1}$, $R_f = 0,01$ und $R_r = 0,95$. Durch einen längeren

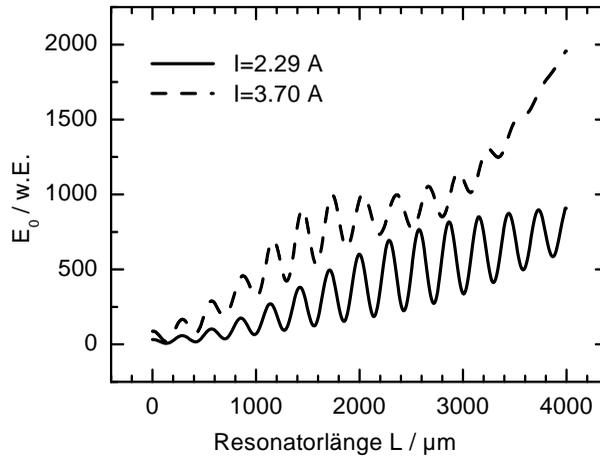


Abbildung 6.15: Mit Hilfe des nichtlinearen Modells berechnete Einfluss der Resonatorlänge auf die Intensität eines Lasers mit folgenden Parametern: $\alpha_G = 13,5^\circ$, $w = 115 \mu m$, $\kappa = 97 \text{ cm}^{-1}$, $R_f = 0,01$ und $R_r = 0,94$

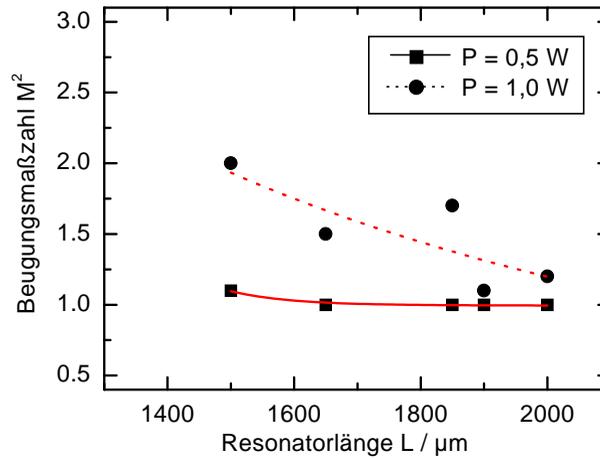


Abbildung 6.16: Die Beugungsmaßzahl in Abhängigkeit der Resonatorlänge für zwei Ausgangsleistungen. Es handelt sich um die aufgebauten Laser aus Abb. 6.14

Resonator sollte eine höhere maximale Ausgangsleistung erreicht werden. Einerseits nimmt die Modendiskriminierung mit zunehmender Resonatorlänge zu (lineares Modell; vergl. Abschnitt 3.2.5.3 Abb. 3.8 auf S. 31), andererseits sollte durch eine größere stromdurchflossene Fläche eine höhere Temperaturstabilität bei allerdings sinkender Steilheit der Laserkennlinie (Gl. (2.5) bis (2.8)) erzielt werden. Auf diese Weise konnten die Leistungen der α -DFB-Laser für cw-Anregung auf maximal 3 W gesteigert werden [19]. Das entspricht einer Verdoppelung der bisherigen Leistung diesen Lasertyps. Erreicht wurde dies durch eine Verlängerung des Resonators von bisher 2 mm auf 4 mm. In Abb. 6.17 sind die Charakteristiken für beide Längen miteinander verglichen. Es zeigt sich eine kink-freie Charakteristik bis 1.4 W und das Auftreten von Kinks oberhalb dieses Wertes. Die Einfügungen in beide Darstellungen zeigen, dass die Beugungsmaßzahl M^2 immer ≤ 3.2 bleibt, also nahezu eine beugungsbegrenzte Strahlung vorliegt. Die Beugungsmaßzahl von 2,5 für eine maximale Ausgangsleistung $P_{opt} = 2,2 W$ der 2 mm langen Laserdiode (Abb. 6.17(a)) und die Beugungsmaßzahl von 3,3 für eine Leistung $P_{opt} = 3 W$ der 4 mm langen Laserdiode (Abb. 6.17(b)) zeigen, dass in beiden Fällen die Grundmode bezüglich der Moden höherer Ordnung dominiert. Das bedeutet, dass der laterale Modenfilterungsmechanismus auch bei diesen hohen Leistungen aufrecht

erhalten wird. Die emittierte Strahlung ist bis 0,7 W für die Laserdiode mit dem 2 mm langen

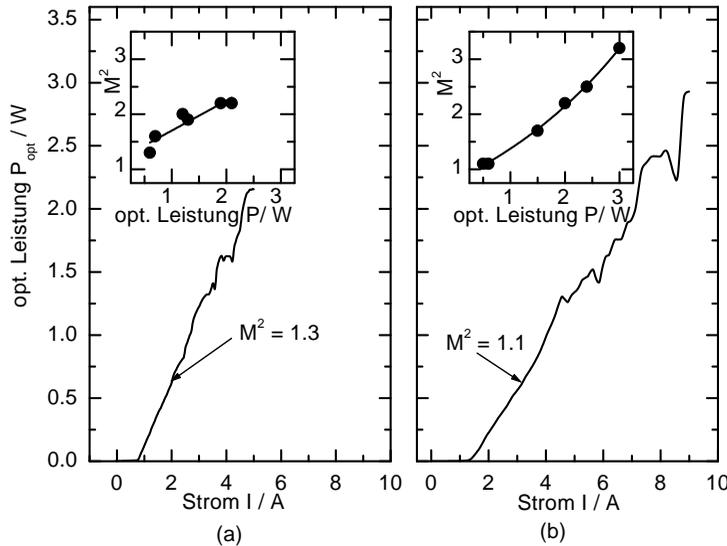


Abbildung 6.17: PI -Kennlinie bis 2.2 Watt bei 2 mm Resonatorlänge (a) im Vergleich mit einem Laser von 4 mm Länge (b) bis 3 W. Die geometrischen Parameter sind: $\alpha_G = 15^\circ$, $w = 160 \mu\text{m}$, $R_f = 0,1\%$, $R_r = 95\%$ und der theoretische Koppelkoeffizient ist $\kappa = 97 \text{ cm}^{-1}$ der Struktur A von 2 verschiedenen Wafern. Die eingesetzten Grafiken enthalten die Beugungsmaßzahl M^2 für unterschiedliche Ausgangsleistungen. Die gefüllten Kreise in den M^2 -Darstellungen kennzeichnen die Messwerte. (Messbed.: cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

Resonator (Abb. 6.17(a)) und bis 1,2 W für die 4 mm lange Laserdiode (Abb. 6.17(b)) beugungsbegrenzt ($M^2 \leq 1,5$). Die Steilheit der PI -Kennlinie nimmt von $S = 0,51 \text{ W/A}$ für $L = 2 \text{ mm}$ auf $S = 0,35 \text{ W/A}$ für $L = 4 \text{ mm}$ ab.

In der Abb. 6.18 sind Nah- und Fernfeld-Intensitätsverteilungen für diese beiden Laser dargestellt. Die GAUSS-Verteilung der Grundmode überwiegt die Verteilungen der höheren Moden. Der Vergleich von 2 mm Resonatorlänge zu 4 mm bedeutet für das Fern- und Nahfeld, dass sie in etwa erhalten bleiben. Im Vergleich zum Fernfeld bei $P_{opt} = 2,2 \text{ W}$ für $L = 2 \text{ mm}$ (Abb. 6.18(a)) zeigt dieses bei $P_{opt} = 3 \text{ W}$ für $L = 4 \text{ mm}$ (Abb. 6.18(c)) einen größeren Einfluss der höheren Moden. Das laterale Nahfeld ist weniger strukturiert für die größere Resonatorlänge (Abb. 6.18(d)) im Vergleich zu der kleineren Resonatorlänge (Abb. 6.18(b)). Interessant ist, dass bei hohen Leistungen im 2 bis 3 W- Bereich trotz Kinks in der PI -Kennlinie die Beugungsmaßzahl M^2 nicht wesentlich über 3 steigt. Das kann so verstanden werden:

Über die gesamte Ausbreitungslänge des α -DFB-Lasers liegt eine hochwirksame Filterung durch BRAGG-Reflexion vor, die auch in der Lage ist, aus den durch die Filamentation gestörten Wellenfeldern nur die gewünschten Anteile herauszufiltern, und zwar auch noch im Hochintensitätsbereich kurz vor der Emissionsfacette. Beim Trapezlaser findet die Filterung nur am Anfang des Resonators statt. Hingegen wirkt beim α -DFB-Laser der Modenfilter über die gesamte Resonatorlänge. Diese starke Filterung beim α -DFB-Laser erhöht aber die Verluste und vermindert die Effizienz.

Abb. 6.19 zeigt das spektrale Verhalten für beide Resonatorlängen. In beiden Fällen sind die Verteilungen einander sehr ähnlich. Die Laser sind spektral monomodig bis zu einer Leistung von 1,6 W bzw. 1,5 W. Bemerkenswert ist die gemessene spektrale Halbwertsbreite von $\leq 6 \text{ pm}$ mit einer Seitenmodenunterdrückung von 26 dB in beiden Fällen bei 1,6 W für den 2 mm langen Resonator und bei 1,5 W für den 4 mm langen Resonator.

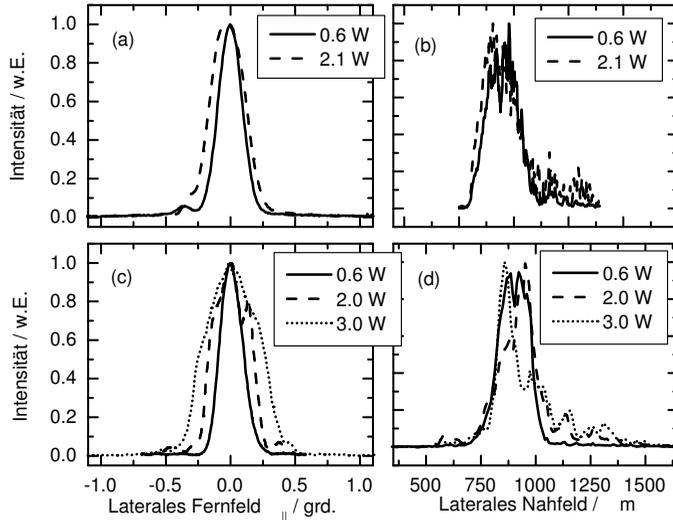


Abbildung 6.18: Laterale Fernfelder [(a) und (c)] und laterale Nahfelder [(b) und (d)] für die Resonatorlänge 2 mm [(a) und (b)] und für die Resonatorlänge 4 mm [(c) und (d)] für verschiedene Ausgangsleistungen. Laserparameter und Messbedingungen entsprechen denen in Abb. 6.17 (Messbed.: quasi cw-Betrieb: 1ms / 25 Hz; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

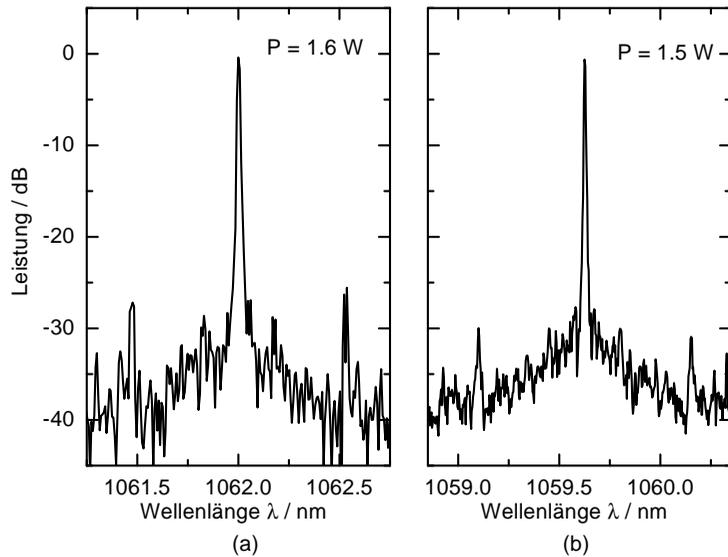


Abbildung 6.19: Spektrales Verhalten der α -DFB-Laser aus Abb. 6.17 mit 2 mm Länge (a) im Vergleich zu einem solchen mit 4 mm Länge (b). Es handelte sich in beiden Fällen um die Struktur A unterschiedlicher Wafer. (Messbed.: OSA: Q8347; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

6.2.5 Variation der Facettenbeschichtung

Um den Einfluss der Facettenbeschichtung auf die Lasereigenschaften der α -DFB-Laser zu untersuchen, wurden Fern- und Nahfeldverteilungen, sowie PI -Kennlinie und Spektren von Lasern

mit den Parameterkombinationen aus Tabelle 6.2 bei verschiedenen Facettenbeschichtungen gemessen. Die Resonatorlänge aller untersuchten Laser war $L = 2$ mm und der Koppelkoeffizient betrug $\kappa = 95 \text{ cm}^{-1}$. Alle Messungen erfolgten bei Raumtemperatur und im quasi-cw Betrieb (Impulslänge: 1ms; Wiederholfrequenz: 25 Hz). In Abb. 6.20 sieht man die Beugungsmaßzahl in Abhängigkeit der emittierten optischen Leistung für die Beschichtungen $R_f = R_r = 32\%$ (gebrochene Facetten), $R_f = 0,1\% / R_r = 94\%$ und $R_f = 32\% / R_r = 94\%$ (Frontfacette unbeschichtet). Bei Lasern mit der Beschichtung $R_f = R_r = 32\%$ wurde die Leistung von einer Facettenseite, verdoppelt, um mit den anderen Beschichtungen vergleichbar zu sein. Anzumerken ist, dass vom Anwendungsstandpunkt aus nur eine Seite nutzbar ist.

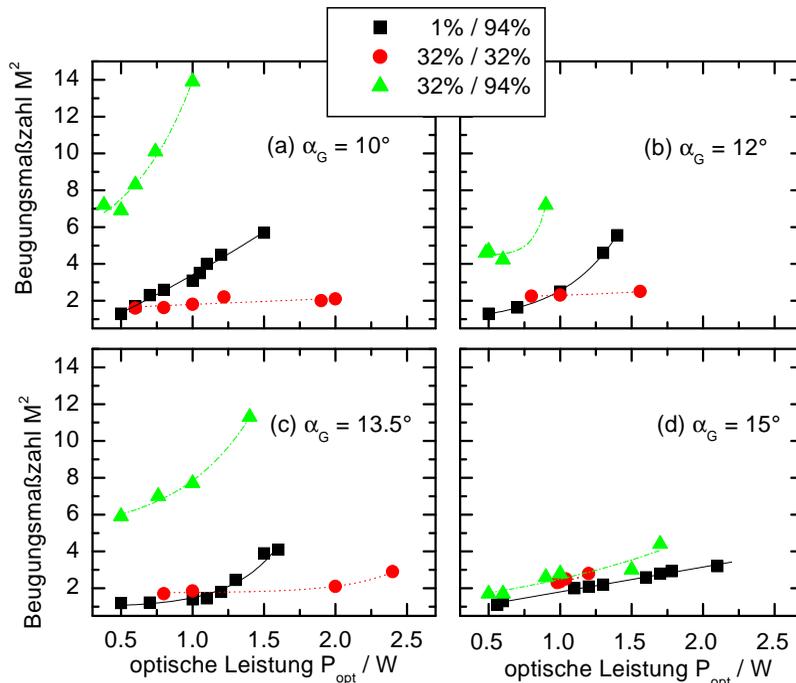


Abbildung 6.20: Einfluss der Facettenbeschichtungen auf die Strahlqualität von α -DFB-Lasern des gleichen Wafers mit der Struktur A und verschiedenen Parameterkombinationen. Konstante Parameter waren: $L = 2$ mm und $\kappa = 95 \text{ cm}^{-1}$. (Messbed.: quasi cw-Betrieb: 1ms / 25 Hz; $T_s = 25^\circ \text{C}$)

Es besteht eine starke Abhängigkeit der Lasereigenschaften von der Facettenbeschichtung für Laser mit Gittern, deren Gitterfurchen um einen kleinen Winkel zur Facettennormalen geneigt sind ($\alpha_G = 10^\circ$ und $\alpha_G = 12^\circ$). Abb. 6.20 zeigt, dass die Beschichtungsvariante $R_f = 32\% / R_r = 94\%$ sich ungünstig auf die Lasereigenschaften auszuwirkt. Das kann so erklärt werden, dass die Wellen, die an der Facette wieder zurück in das gepumpte Gebiet reflektiert werden, sich störend auf die normale Wellenwechselwirkung entsprechend eines α -DFB-Lasers im Kontaktstreifen auswirken. Bei Lasern mit dem optimalen Neigungswinkel des Gitters von $\alpha_G = 15^\circ$ sind die Beugungsmaßzahlen bei den unterschiedlichen Leistungen für die verschiedenen Facettenbeschichtungen ähnlich. Auch für den Neigungswinkel $\alpha_G = 13,5^\circ$ haben (abgesehen von der ungünstigen Beschichtung $R_f = 32\% / R_r = 94\%$) R_f und R_r wenig Einfluss.

Den Einfluss der Facettenbeschichtungen auf die spektralen Eigenschaften ist in Abb. 6.21 zu sehen. Es handelt sich dabei um dieselben Laser, wie in Abb. 6.20(d). Bei einem Injektionsstrom von $I = 2$ A sehen die spektralen Verteilungen für die beiden Facettenbeschichtungen $R_f = 1\% / R_r = 94\%$ und $R_f = 32\% / R_r = 32\%$ ähnlich aus. Für die Reflexionskoeffizienten $R_f = R_r = 32\%$ (gebrochene Facetten), wurde bei 2 A nicht so viel Leistung in die Faser des Spektrumanalysators eingekoppelt.

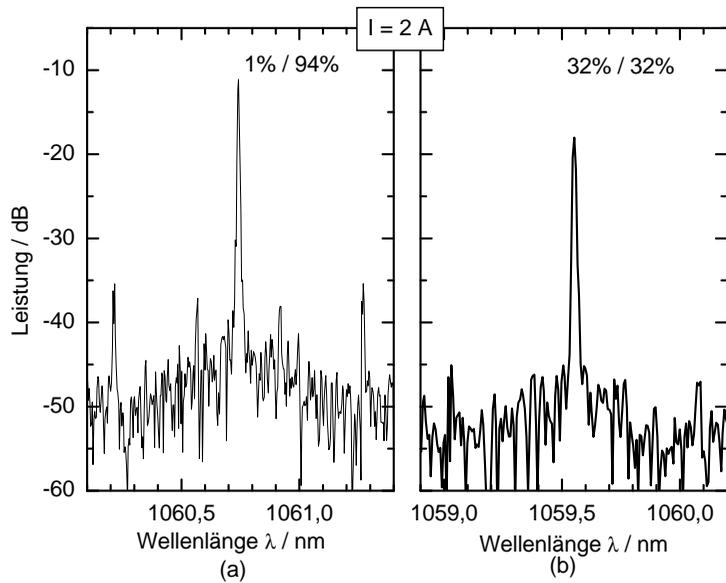


Abbildung 6.21: Einfluss der Facettenbeschichtungen auf die Spektren der Laser aus Abb. 6.20 (d) (Messbed.: OSA: Q8347; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

Aber die Seitenmodenunterdrückung und die spektralen Breiten liegen an der Auflösungsgrenze des Spektrumanalysators.

Die Ergebnisse aus Abb. 6.20 legen nahe, eine weitere Erhöhung der Entspiegelung an der Frontfacette vorzunehmen. Theoretisch sollte der Einfluss nach Abb. 3.17 in Abschnitt 3.3.4.1 (S. 3.17) eher klein sein. Reflektivitäten unter 0,1% ergaben theoretisch keine weitere Verbesserung und wurden deshalb nicht vorgenommen. Die Ergebnisse der Entspiegelung von 0,1% im Vergleich mit 1% sind in den Abb. 6.22 und 6.23 zu sehen. In der Abb. 6.22 sind die Beugungsmaßzahlen in Abhängigkeit der optischen Leistungen für Laser mit den Beschichtungen 0,1% / 94% (gestrichelte Linie) und 1% / 94% (durchgezogene Linie) und mit verschiedenen Ätztiefen, die zu den Koppelkoeffizienten $\kappa = 97\text{ cm}^{-1}$ (offene Kreise) und $\kappa = 106\text{ cm}^{-1}$ (gefüllte Kreise) führen, dargestellt. Konstant gehalten wurden folgende Parameter: $\alpha_G = 15^\circ$, $w = 160\text{ }\mu\text{m}$, Struktur A und $L = 4\text{ mm}$. Für Laser mit den Koppelkoeffizienten $\kappa = 97\text{ cm}^{-1}$ (gefüllte Kreise) zeigt sich, dass sich die zusätzliche Entspiegelung der Frontfacette positiv auf die Beugungsmaßzahlen bei hohen Leistungen auswirken. Ändert sich jedoch der Koppelkoeffizient, scheint sich der Vorteil der höheren Entspiegelung zu verringern. Die Erhöhung der Entspiegelung der Frontfacette hat scheinbar kaum einen Einfluss auf die spektralen Eigenschaften der Laser (Abb. 6.23).

6.2.6 Unterdrückung der Nebenmaxima im Nahfeld durch Implantation seitlich des Kontaktstreifens

Die bisher gezeigten Nahfelder sind nicht ideal GAUSS-förmig sondern weisen Nebenmaxima auf wie beispielsweise in der Abb. 6.18 (b) und (d). Zur Unterdrückung dieser Nebenmaxima im Nahfeld wurde in den Bereichen außerhalb des p-Kontaktstreifens eine Zusatzabsorption mittels Protonenimplantation erzeugt (auf Seite 52 im Abschnitt 4.2.2).

Zur Demonstration der Leistungsfähigkeit des nichtlinearen Modells wurden Feldintensitäten im Laser ohne und mit Zusatzabsorption schon in Kapitel 3.3 Abschnitt 3.3.4.2 Abb. 3.18 und Abb. 3.19 miteinander verglichen. Hier erfolgt der vollständige Vergleich und zwar für die PI -Kennlinien der Laser (Abb. 6.24), Nah- und Fernfelder (Abb. 6.25) und das spektrale Verhalten (Abb. 6.27).

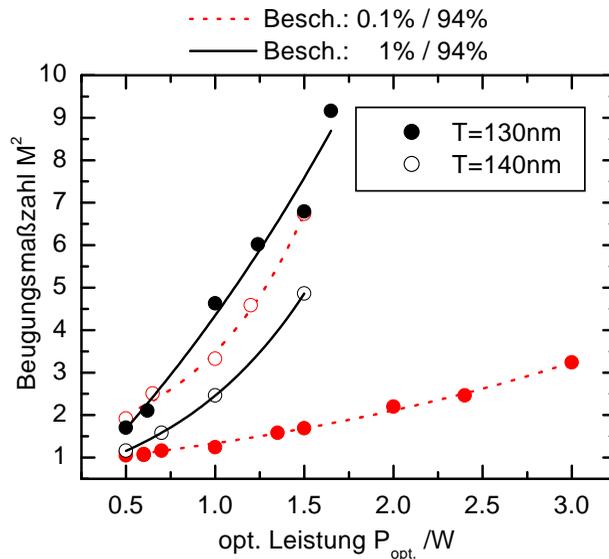


Abbildung 6.22: Vergleich des Einflusses verschiedener Facettenbeschichtungen: 1% / 94% und 0.1% / 94% für Laser mit der Parameterkombination: $\alpha_G = 15^\circ$, $w = 160 \mu\text{m}$, Struktur A und $L = 4 \text{ mm}$. Ausgefüllte Kreise sind Messwerte von Lasern eines Wafers mit einer Ätztiefe $T = 130 \text{ nm}$ und offene Kreise sind Messwerte von Lasern eines Wafers mit einer Ätztiefe $T = 140 \text{ nm}$. (Messbed.: quasi cw-Betrieb: $1 \text{ ms} / 25 \text{ Hz}$; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

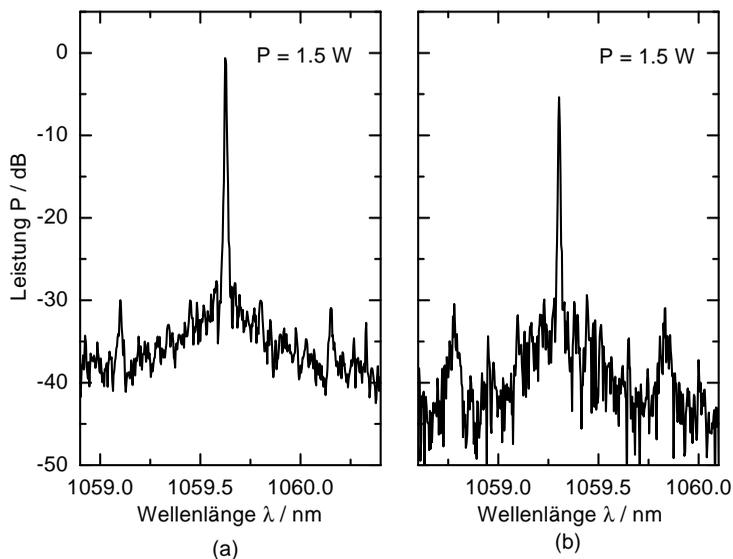


Abbildung 6.23: Vergleich des Einflusses verschiedener Facettenbeschichtungen: 1%/94% und 0.1% / 94% für Laser aus Abb. 6.22 mit $\kappa = 97 \text{ cm}^{-1}$ auf die spektralen Verteilungen (Messbed.: OSA: Q8347; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

Die Charakteristiken (Abb. 6.24) demonstrieren für den Fall mit Implantation ein kinkfreies Verhalten bis 1.8 W Leistung mit nahezu Beugungsbegrenzung von $M^2 = 1.7$ (in den Einfügungen der Abb. 6.24). Die Kennlinie des Lasers ohne Implantation zeigt im Gegensatz dazu ein kinkfreies Verhalten nur bis 1.3 W emittierter Ausgangsleistung. Gemessen wurde bei Raumtemperatur: $T_s = 25^\circ\text{C}$ und im quasi-cw Betrieb. Die Geometrie-Parameter der Laser sind: $\alpha_G = 15^\circ$, $w = 160 \mu\text{m}$, $R_r = 94\%$, $R_f = 0.1\%$, $\kappa = 97 \text{ cm}^{-1}$ und $L = 4000 \mu\text{m}$. Im implantierten Fall bleibt

die Beugungsmaßzahl mit zunehmender Leistung nahezu konstant. Die mit Dreiecken (Abb. 6.24)

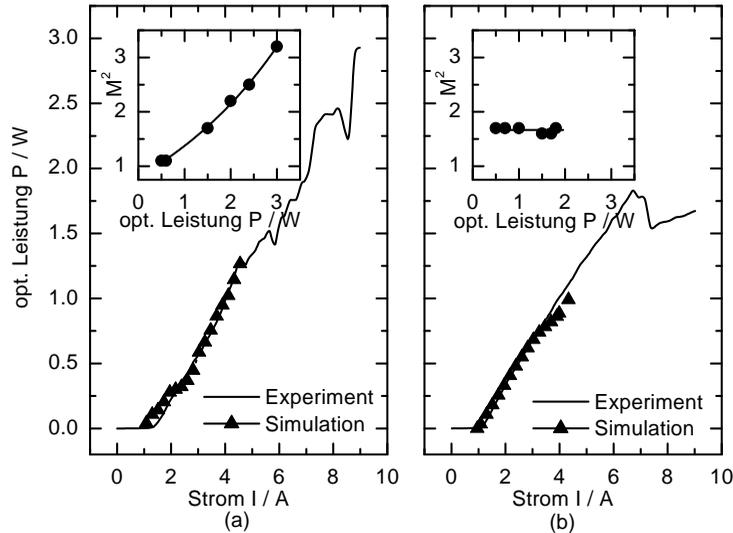


Abbildung 6.24: Theoretische (Dreiecke) und experimentelle (durchgezogene Linie) Kennlinie zweier α -DFB-Laser ohne (a) und mit (b) Implantation mit $\alpha_G = 15^\circ$, $w = 160 \mu\text{m}$, $R_r = 94\%$, $R_f = 0.1\%$, $\kappa = 97 \text{ cm}^{-1}$ und $L = 4000 \mu\text{m}$ des gleichen Wafer der Struktur A mit $\lambda \sim 1060 \text{ nm}$. Die gefüllten Kreise in den eingesetzten M^2 -Darstellungen kennzeichnen Messwerte. (Messbed.: cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

beziehungsweise Kreisen (Abb. 6.25) markierten Kurven sind die Ergebnisse aus dem nichtlinearen Modell, welches die experimentellen Ergebnisse (durchgezogene Linie) gut beschreibt. Die exakte Bestimmung der effektiven Index-Modulation $\Delta n_G \cos(2\alpha_G)$, die für die Simulationen notwendig ist, erweist sich als schwierig, da sie sowohl von der genauen Ätztiefe und dem Tastverhältnis des Gitters, als auch von dem Brechungsindex des verwendeten Wellenleiters abhängt. Deshalb wurde die effektive Indexmodulation als Fit-Parameter behandelt. Die Übereinstimmung der theoretischen und der experimentellen PI -Kennlinien in Schwellenstrom und Effizienz ist sehr gut bis 4 A, d.h. bis 1,3 W für die nicht implantierte Laserdiode (Abb. 6.24(a)) und bis 1 W für die implantierte Laserdiode (Abb. 6.24(b)).

Oberhalb dieser Werte treten in der Simulation numerische Instabilitäten auf. Diese numerischen Instabilitäten in den Rechnungen hängen mit Effekten der Filamentierung und mit dem Übergang zum spektralen Multimode-Betrieb zusammen. Die numerische Lösung der Gleichungen (3.45) - (3.48) erweist sich für kleine Ströme und Leistungen als stabil. Wenn der Strom zunimmt und die Leistung eine kritische Größe P_c überschreitet, werden die Iterationen divergent. In einigen Fällen sind die Iterationen auch für höhere Ströme wieder konvergent und man kann Lösungen für Leistungen P_{opt} finden, die oberhalb von P_c liegen. Lösungen mit $P_{opt} > P_c$ zeigen einen engen Stabilitätsbereich. Es zeigt sich, dass eine kontrollierbare und stabile Berechnung von spektral monomodigen Lasern mit einer homogenen lateralen Feldverteilung und einem beugungsbegrenzten Strahl nur für $P_{opt} < P_c$ existiert. Hier liegen die Grenzen des nichtlinearen Modells. Für Leistungen $P_{opt} > P_c$ können keine Feldverteilungen oder andere Lasereigenschaften berechnet werden.

In den experimentell ermittelten PI -Kennlinien werden oberhalb von 1,5 W Nichtlinearitäten beobachtet, auf die im Abschnitt 6.3 näher eingegangen wird. Die Kennlinie für die implantierte Laserdiode (Abb. 6.24 (b)) zeigt bei einer Leistung oberhalb von 2 W thermisches „roll over“. Dieser Effekt zeigte sich an verschiedenen Exemplaren, so dass eine erhöhte Wärmeentwicklung bei implantierten Lasern vermutet werden kann. Die Effizienz der implantierten Laser ist deutlich kleiner, als für die nicht-implantierte Laserdioden. Vergleicht man jedoch die 55% der Leistung im zentra-

len Peak des Fernfeldes der nicht-implantierten Laserdiode, die in Abb. 6.24 (a) dargestellt ist, bei einer Leistung $P_{opt} = 3 \text{ W}$ (1,65 W) mit den 1,8 W im zentralen Peak der implantierten Laserdiode (Abb. 6.24 (b)), erweist sich letztere für verschiedene Anwendungen (wie z.B. Einkopplung in Fasern, Materialbearbeitung) als günstiger (Abb. 6.25 (a) und (c)). Sowohl die Modellierung für

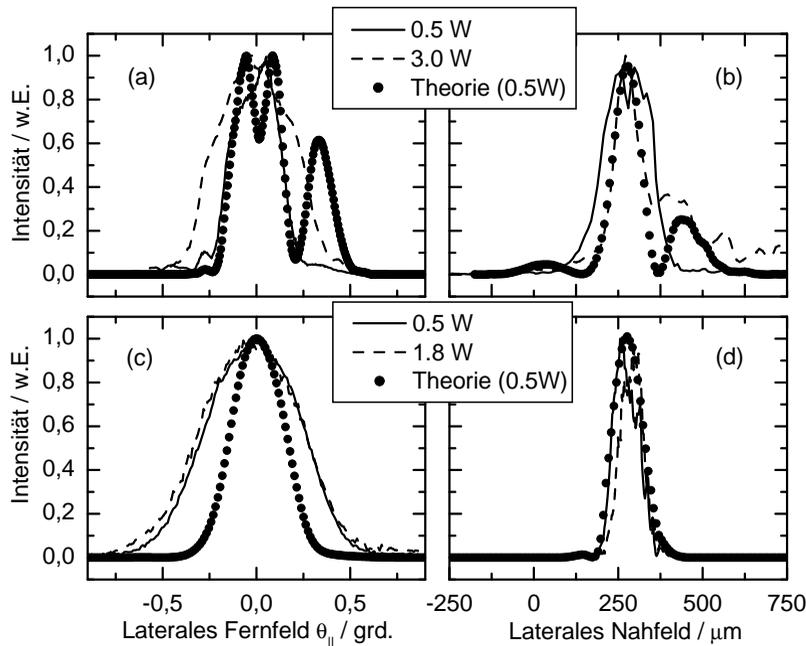


Abbildung 6.25: Laterales Fernfeld [(a) und (c)] und laterales Nahfeld [(b) und (d)] ohne [(a) und (b)] und mit [(c) und (d)] Implantation für verschiedene Ausgangsleistungen und im Vergleich zum nichtlinearen Modell (Kreise) der in Abb. 6.24 gezeigten Laser. (Messbed.: quasi cw-Betrieb: 1 ms / 25 Hz; $T_s = 25^\circ \text{C}$)

eine Leistung $P_{opt} = 0,5 \text{ W}$, als auch das Experiment bei zwei verschiedenen Leistungen zeigen das Verschwinden der Seitenmaxima für die Nah- und Fernfelder (Abb. 6.25 (c) und (d)).

Die Halbwertsbreite der Fernfeldverteilungen für die implantierte Laserdiode beträgt $0,6^\circ$ und ist fast unabhängig von der emittierten Leistung. Die kalkulierten Fernfeldverteilungen sind etwas schmaler. Die exakte Form der berechneten Feldverteilungen hängt sehr sensibel von den Parametern Δn_G und L ab.

Die Verbesserung der Form der Feldverteilungen und ihre Leistungsunabhängigkeit im Fall der Implantation findet Ausdruck in der Konstanz der Beugungsmaßzahl M^2 mit zunehmender Leistung (Abb. 6.24 gefüllte Kreise in den eingesetzten Darstellungen).

Interessant ist die mit der Verbreiterung des Fernfeldes einhergehende Verschmälerung des Nahfeldes im implantierten (Abb. 6.25 (d)) gegenüber dem nichtimplantierten Fall (Abb. 6.25 (b)). In der Abb. 6.26 ist der e^2 -Abfall des Nahfeldes in Abhängigkeit vom Strom für den α -DFB-Laser ohne Implantation (a) und einen α -DFB-Laser mit Implantation dargestellt. Man sieht in Abb. 6.26 (a), dass das Minimum der Nahfeldbreite von $170 \mu\text{m}$ an der Schwelle in etwa der Kontaktstreifenbreite entspricht. Oberhalb der Schwelle nimmt die Nahfeldbreite mit zunehmenden Strom drastisch zu. Das bedeutet, dass sich mit zunehmender emittierter Leistung der Teil der Wellen, der sich entlang des „direkten Weges“ zur Facette ausbreitet, zunimmt und die unerwünschten Nebenmaxima anwachsen.

In der Abb. 6.26 (b) ist zu sehen, dass durch die Implantation die Nahfeldbreite oberhalb der Schwelle nahezu konstant bleibt. Diese Invarianz des Nahfeldes mit der Veränderung des Stromes, ist

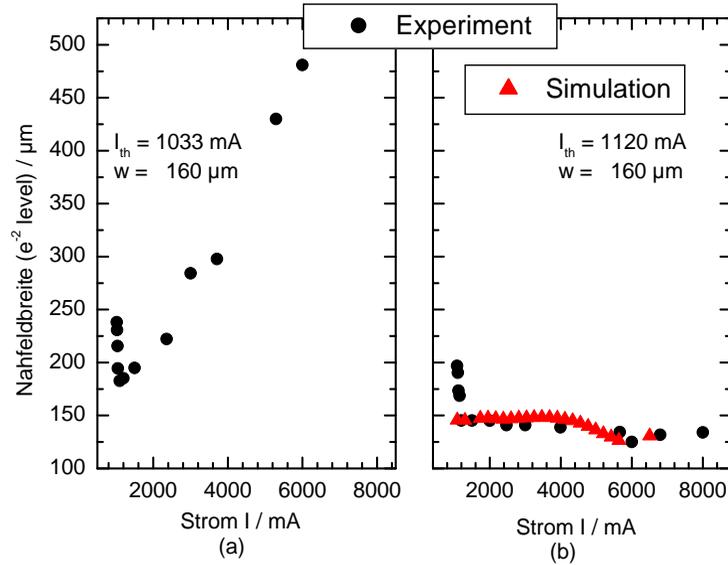


Abbildung 6.26: Experimentell ermittelte Nahfeldbreiten (e^2 -level) in Abhängigkeit vom Strom am Beispiel von den α -DFB-Lasern aus Abb. 6.24 ohne (a) und mit Implantation (b). (Messbed.: quasi cw-Betrieb: 1 ms / 25 Hz; $T_s = 25^\circ\text{C}$) Für den implantierten Laser wurden Nahfeldbreiten simuliert und als Dreiecke eingezeichnet.

eine Eigenschaft, die für die technischen Anwendungen (wie z.B. Einkopplung in Fasern) besonders wichtig ist.

Das Minimum liegt deutlich unterhalb der Kontaktstreifenbreite $w = 160 \mu\text{m}$. Um diese Verschmälerung des Nahfeldes zu verstehen, wurden im nichtlinearen Modell verschiedene Parameter variiert und der Einfluss auf das Nahfeld betrachtet. Es wurde der Einfluss der reduzierten Lebensdauer der Ladungsträger im implantierten Bereich, der Effekt der induzierten Absorption und der Effekt der induzierten lateralen Wellenführung durch Brechungsindexänderung im implantierten Bereich untersucht. Durch die Implantation wird der Brechungsindex neben dem Kontaktstreifen gegenüber dem aktiven Gebiet sprunghaft verkleinert, d.h. der Brechungsindexunterschied zwischen dem Kontaktstreifen und dem angrenzenden Gebiet vergrößert sich [76]. Geht man in der Modellierung von einem zusätzlichen Brechungsindexunterschied in der Größenordnung von $\Delta n_G = -1 \cdot 10^{-3}$ aus, hat das Einfluss auf die Leistung/Strom-Kennlinie und die Nahfeldbreiten verkleinern sich bis ca. $140 \mu\text{m}$ (Dreiecke in Abb. 6.26). Die so berechneten Nahfeldbreiten stimmen gut mit dem Experiment in Abb. 6.26 überein.

Sowohl beim Laser mit Implantation, als auch beim Laser ohne Implantation nimmt die Nahfeldbreite sprunghaft in der Nähe der Schwelle und darunter zu, was einer Lumineszenz unterhalb der Schwelle entspricht.

Abb. 6.27 bestätigt die spektrale Monomodigkeit sowohl für den Fall mit Implantation als auch für den Fall ohne Implantation. Die Seitenmodenunterdrückung für $P_{opt}=1 \text{ W}$ emittierter Ausgangsleistung eines Lasers ohne Implantation beträgt hier $\geq 43 \text{ dB}$ (Spektrumanalysator Q8384).

Das Spektrum des implantierten Lasers zeigt eine Seitenmodenunterdrückung bei $P_{opt}=1 \text{ W}$ Ausgangsleistung von nur 20 dB. Es ist zu vermuten, dass sich der breite Peak im Experiment aus einer Resonanz quer zum Kontaktstreifen ergibt. Entsprechend der kinematischen Näherung der BRAGG-Reflexion würde sich für ein Gebiet der Breite des Kontaktstreifens eine Resonanzbreite von 0,6 nm ergeben, wie auch gemessen wurde. Bei unimplantierten Lasern wird entsprechend der Vierwellentheorie [45] von einer Reflexion Null am Streifenrand ausgegangen (Gl. (3.21) und (3.22)), wobei

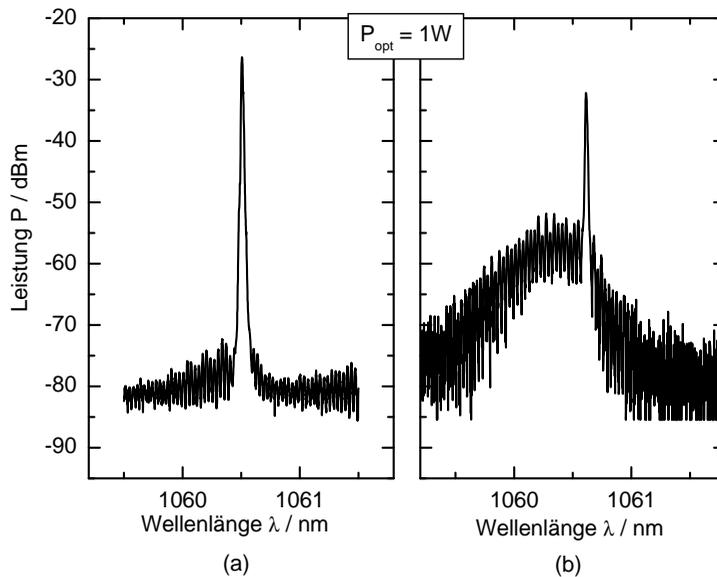


Abbildung 6.27: Optische Spektren der α -DFB-Laser aus der Abb. 6.24 bei $P_{opt} = 1,0\text{ W}$ ohne (a) und mit (b) Implantation (Messbed.: OSA: Q8384; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

dann keine verbreiterte Unterresonanz zu erwarten ist.

6.2.7 Auswertung und Diskussion der Ergebnisse

In den vorangegangenen Abschnitten des Kapitels wurde der Einfluss verschiedener Design-Parameter auf die Lasereigenschaften experimentell untersucht und mit den theoretischen Ergebnissen verglichen. In diesem Abschnitt sollen die optimalen Konfigurationen, die für α -DFB-Laser mit einer Wellenlänge um $\lambda = 1060\text{ nm}$ gefunden wurden, noch einmal zusammengefasst werden.

Winkel zur Facettennormalen α_G und Gitterperiode Λ

Die Gitterperiode wird bei gegebenem Winkel über die BRAGG-Bedingung bestimmt. Gitter mit größeren Neigungswinkeln zur Facettennormalen wie zum Beispiel $13,5^\circ$ und 15° erwiesen sich als wirkungsvolle Modenfilter, was sich vor allem in der Strahlqualität niederschlug. Dabei liegt die Gitterperiode für den Neigungswinkel von 15° an der Auflösungsgrenze des Steppers und ist damit technologisch schwieriger zu realisieren.

Kontaktstreifenbreite w

Die mit dem Vier-Wellen Modell bestimmten Kontaktstreifenbreiten von $160\text{ }\mu\text{m}$ für einen Neigungswinkel von 15° und $115\text{ }\mu\text{m}$ für $13,5^\circ$ führten zu Lasern mit Ausgangsleistungen bis zu 3 W . Vorausgesetzt wurde, dass der Verlust der Grundmode kleiner als 4 cm^{-1} sein soll und die Verlustdifferenz zwischen Grundmode und erster angeregter Mode größer als 4 cm^{-1} ist.

Koppelkoeffizient κ

Sowohl die Ätzform und -tiefe des Gitters, als auch Struktur und Dicke des Wellenleiters bestimmen den Koppelkoeffizienten. Bei gegebenen Neigungswinkeln und Kontaktstreifenbreiten, wurden die besten Ergebnisse mit einem Koppelkoeffizienten $95\text{ cm}^{-1} \leq \kappa \leq 106\text{ cm}^{-1}$ erzielt. Technologisch einfacher sind dabei Wellenleiterstrukturen mit breitem Wellenleiter, die eine Ätztiefe von $120\text{ bis }140\text{ nm}$ erfordern, um den gewünschten Koppelkoeffizienten zu erreichen. Das ist die in dieser Arbeit beschriebene Struktur A (Seite 44 im Abschnitt 4.1.2). Kleine technologisch bedingte Abweichungen von der optimalen Ätztiefe oder -form (duty cycle) haben weniger Einfluss auf die

Lasereigenschaften, als bei der Struktur B .

Resonatorlänge L

Die beste Strahlqualität bei hohen optischen Ausgangsleistungen wurde mit Lasern mit Resonatorlängen ≥ 2 mm erreicht. Zum Beispiel wurden 3 W emittierter Leistung mit $M^2=3,3$ bei einer Resonatorlänge von 4 mm erzielt. Bei Resonatorlängen um 2 mm ist die Effizienz deutlich höher als bei $L = 4$ mm. Resonatorlängen ≥ 3 mm haben jedoch den Vorteil, dass sich bei hohen Leistungen kleine Variationen in der Länge ($\pm 20 \mu\text{m}$) nicht so kritisch auswirken.

Facettenbeschichtung R_f und R_r

Im Laufe der Untersuchungen zeigte es sich, dass sich eine starke Verspiegelung $R_r \geq 94\%$ positiv auf die Lasereigenschaften hinsichtlich Leistung und Strahlqualität auswirkt. Die besten experimentellen Ergebnisse zeigten sich bei einer Entspiegelung $R_f = 0,1\%$.

Implantation

Mit Implantation wird die Strahlqualität (Strahlform) bei höheren Leistungen auf Kosten der Effizienz und der spektralen Eigenschaften besser.

λ	1060 nm	
α_G	13,5°	15°
Λ	658 nm	594 nm
w	115 μm	160 μm
κ	$\sim 100 \text{ cm}^{-1}$	
Struktur	A	
Ätztiefe	120 nm	
L	≥ 2 mm	
R_f	0,1%	
R_r	95%	
Implantation	Je nach Anwendung: mit Implantation ist die Strahlung GAUSSähnlicher, aber es liegt eine geringere Effizienz und spektrale Reinheit vor	

Tabelle 6.4: Zusammenfassung der gefundenen optimalen Design-Parameter

In der Tabelle 6.4 sind alle Dimensionierungsanforderungen an das Design der α -DFB-Laser noch einmal übersichtlich dargestellt.

6.3 Untersuchungen von Nichtlinearitäten und Kinks in den Kennlinien der α -DFB-Laser

In der Abb. 6.28 ist die Kennlinie eines typischen α -DFB-Lasers gezeigt. Die Parameter des Lasers sind: $\alpha_G = 12^\circ$, $w=100 \mu\text{m}$, $L = 2000 \mu\text{m}$ von der Wellenleiterstruktur B ($\lambda = 1040\text{nm}$). Bis $I = 2 \text{ A}$ verläuft die Kennlinie linear. Die Ausnahmen sind mit Kreisen markiert. Nimmt der Strom über 2 A zu, treten gehäuft größere Einbrüche in der PI -Kennlinie auf. Nichtlinearitäten in der Kennlinie werden für alle α -DFB-Laser unabhängig vom Neigungswinkel des Gitters zur Facettennormalen (α_G : 10° bis 15°) beobachtet. Ähnliche Effekte wurden bereits in der Literatur [43] beschrieben. Der in dieser Literatur untersuchte α -DFB-Laser zeigt im cw-Betrieb bei 2,5A ($P_{opt} = 0,2 \text{ W}$) einen Einbruch in der PI -Kennlinie und ab 5 A ($P_{opt} = 0,75 \text{ W}$) thermisches „roll over“.

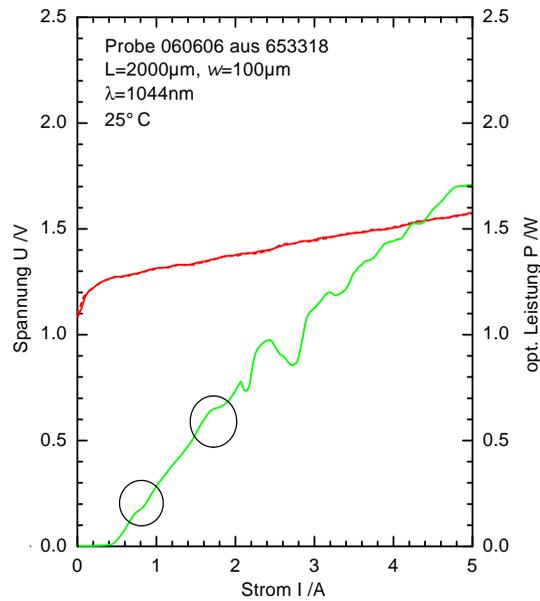


Abbildung 6.28: PI -Kennlinie eines α -DFB-Lasers mit folgenden Parametern: $\alpha_G = 12^\circ$, $w=100 \mu\text{m}$, $L = 2000 \mu\text{m}$, $R_f = 1\%$ und $R_r = 95\%$ von der Struktur B ; Nichtlinearitäten sind mit Kreisen markiert. (Messbed.: gemessenen Schrittweite: $\Delta I = 20 \text{ mA}$; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

Ströme bis $I = 1 \text{ A}$

Um die Ursachen der Nichtlinearitäten zu klären, wurde zunächst der Laser aus Abb. 6.28 detailliert bis $I = 1 \text{ A}$ untersucht. In der Abb. 6.29 ist die PI -Kennlinie des α -DFB-Lasers fein aufgelöst ($\Delta I = 1 \text{ mA}$) und ihre erste Ableitung dargestellt. Bei den Strömen 590 mA , 730 mA und 900 mA erkennt man Abweichungen von der Linearität der PI -Kennlinie.

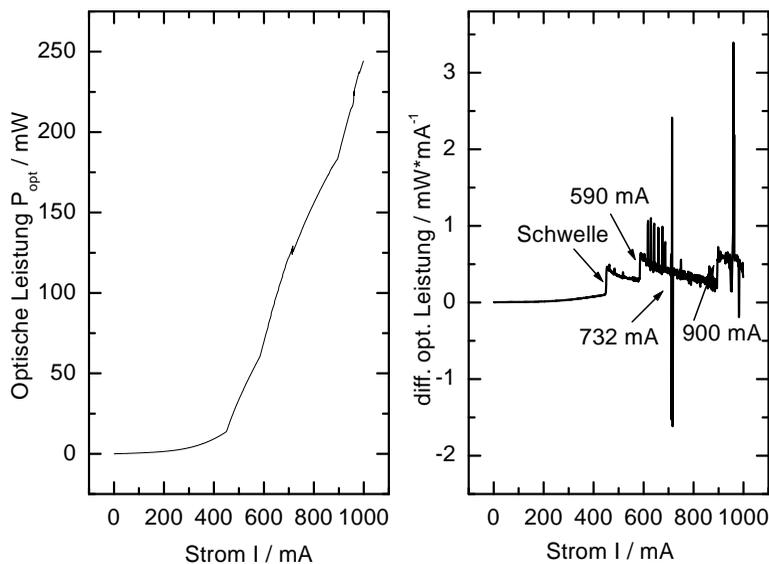


Abbildung 6.29: PI -Kennlinie (a) fein aufgelöst und ihre erste Ableitung (b) des α -DFB-Lasers aus Abb. 6.28 (Messbed.: ($\Delta I = 1 \text{ mA}$); cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

In Abb. 6.30 sind die Fernfelder und Nahfelder des Lasers aus Abb. 6.28 für verschiedene Ströme

bis 0,8 A dargestellt. Es ist zwar keine sprunghafte Veränderung in den Feldverteilungen (verursacht z.B. durch das Anschwingen lateraler Obermoden) zu erkennen, aber deutlich ist eine Verschiebung der Maxima in den Fernfeldern zu kleineren Winkeln zu sehen. Mit der Stromerhöhung von 550 mA bis 800 mA verschiebt sich das Maximum des Fernfeldes um $0,03^\circ$, was sich bei Einkoppelversuchen in Fasern negativ auswirken kann. Das Nahfeld bleibt fast unverändert.

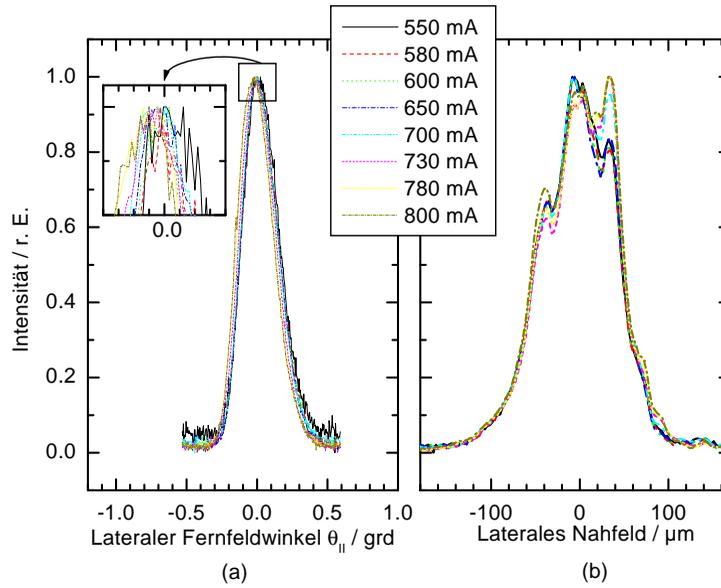


Abbildung 6.30: Fernfelder (a) und Nahfelder (b) des Lasers aus Abb. 6.28

Um die spektralen Eigenschaften im Detail zu untersuchen, wurde für den Laser aus Abb. 6.28 eine zwei-dimensionale Darstellung des optischen Spektrums in Abhängigkeit des Stromes mit dem rauscharmen Spektrumanalysator experimentell gemessen. Mit zunehmenden Strom bleibt die Laserwellenlänge über einen Bereich von 30-50 mA konstant, bevor sie zur nächsten longitudinalen Mode im kürzerwelligen Bereich springt. Die nächste longitudinale Mode befindet sich in einem gemessenen Abstand von $\lambda_{m+1} - \lambda_m = 0,065$ nm. Der Abstand der FABRY-PEROT-Moden berechnet sich wie folgt [13]:

$$\lambda_{m+1} - \lambda_m = \frac{\lambda^2}{2 \cdot n_{gr} \cdot L_{real}} \quad (6.1)$$

Der Laser emittiert bei einer Wellenlänge von 1044 nm und der Gruppenindex der Wellenleiterstruktur B ist $n_{gr} = 3.975$. Die reale Weglänge der Welle ist gegeben durch die Resonatorlänge L und den Neigungswinkel der Gitterfurchen α_G zu $L_{real} = \frac{L}{2} + \frac{L}{2} / \cos(2\alpha_G)$. Der so erhaltene FABRY-PEROT-Modenabstand von $\lambda_{m+1} - \lambda_m = 0,065$ nm stimmt mit dem gemessenen überein.

Bei einem Strom von 590 mA springt das Maximum des Spektrums um 1,25 nm zu einer Mode im längerwelligen Bereich. Liegt der Strom zwischen 590 und 610 mA, existieren zwei longitudinale Moden gleichzeitig. Das ist der Bereich, in dem in Abb. 6.29 der erste Kink beobachtet wurde. Oberhalb dieses Stromes, verschiebt sich die Laserwellenlänge wieder langsam zu kürzeren Wellenlängen bis 730 mA. Auf die Ursachen der Verschiebung des Maximums zu kürzeren Wellenlängen und die damit einhergehende Verschiebung der Fernfelder zu kleineren Winkeln (Abb. 6.30 (a)) wird im Abschnitt 6.4 näher eingegangen. Bei 730 mA springt die Wellenlänge um 1,25 nm in den kürzerwelligen Bereich, was wiederum zu einem Kink in der Kennlinie führt (Abb. 6.29). Überschreitet der Strom 900 mA wird der Laser instabil. Das spiegelt sich in der Verbreiterung des Spektrums mit mehreren Maxima und einer Abweichung von der Linearität in der Kennlinie wider. Das bedeutet, die Kinks in den PI -Kennlinien korrelieren mit spektralen Sprüngen.

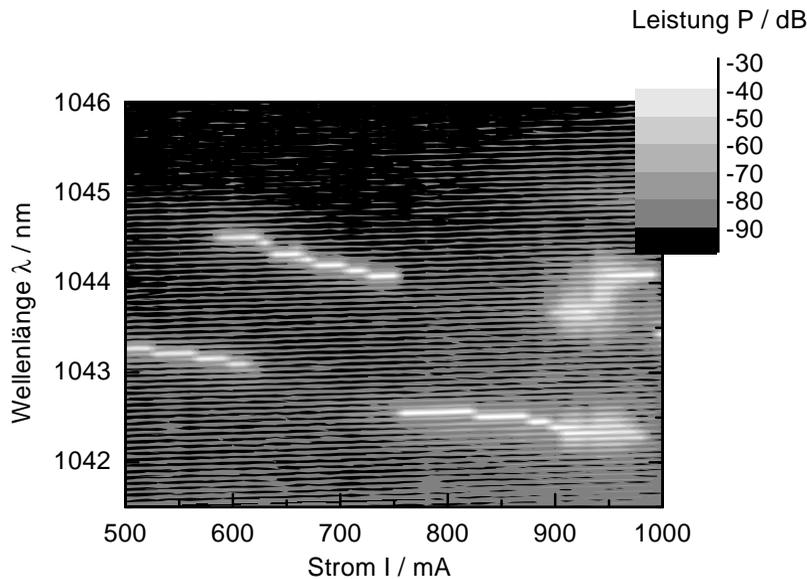


Abbildung 6.31: Zwei dimensionale Darstellung eines optischen Spektrums des Lasers aus Abb. 6.29 in Abhängigkeit des Stromes (Messbed.: OSA: Q8384; cw-Betrieb; bei konstanter Temperatur $T_s = 25^\circ\text{C}$)

Ströme $I > 1\text{ A}$

Geht man zu Strömen deutlich über 1 A hinaus, treten größere Einbrüche in der PI -Kennlinie auf, wie eingangs bereits erwähnt wurde. Solche Instabilitäts-Phänomene in Grundmode-Lasern mit Ridge-Breiten zwischen $3\text{-}5\mu\text{m}$ wurden in der Literatur schon beschrieben [77, 78, 79] und in [80] wurden Rechnungen dazu durchgeführt. Mit dem α -DFB-Laser werden erstmals solche Instabilitäten in der Kennlinie für große Streifenbreiten bis $w = 160\mu\text{m}$ untersucht.

Die Nah- und Fernfeldverteilungen der emittierten Strahlung für vier verschiedene Leistungen sind in Abb. 6.32 miteinander verglichen. Die Feldverteilungen für 0,1 W liegen noch vor dem ersten größeren Einbruch in der Kennlinie. Ein Sprung der Maxima in den Fern- und Nahfeldverteilungen ist deutlich zu sehen. Das Maximum des Fernfeldes ändert sich um $0,08^\circ$. Beim Einkoppeln in eine Faser mit Hilfe einer Linse mit einer Brennweite $f_L = 1\text{mm}$ würde das einer Verschiebung des Intensitätsmaximums an der Faser von $\Delta y = (0,08^\circ \cdot \pi/180) f_L = 1,4\mu\text{m}$ entsprechen. Diese sprunghafte Änderung der Feldverteilungen werden zumindest für RW-Laser [77] als zusätzliche Anregung lateraler Moden höherer Ordnungen gedeutet. In den Feldverteilungen von implantierten Lasern sind solche Verschiebungen nicht beobachtet worden.

Überraschender Weise vergrößert sich die Beugungsmaßzahl nur unwesentlich nach den Nichtlinearitäten, so dass auch für höhere Ströme in der Kennlinie die Grundmode bezüglich der Moden höherer Ordnung dominiert.

Für Ströme $I \geq 1,45\text{ A}$ zeigen sich in den Spektren ähnliche Eigenschaften, die auch schon bei Strömen bis 1 A beobachtet wurden. In Abb. 6.33 sind Spektren des Lasers aus Abb. 6.28 für verschiedene Ströme über 1 A hinaus dargestellt. In weiten Bereichen ist der α -DFB-Laser spektral monomodig und es ist eine Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen beispielsweise bei Strömen von 1450 bis 1800 mA zu beobachten. An den Stellen, die in der Kennlinie als Nichtlinearitäten auftreten, wird der Laser spektral instabil (zwischen 1900 und 2000 mA und bei 2500 mA).

Die Sprünge in der spektralen Verteilung und in den Feldverteilungen in Abhängigkeit des Stromes könnten auf eine geringe Temperaturstabilität der Laserdioden hindeuten. Eine Abschätzung des thermischen Widerstandes zeigte, dass sich die Temperatur der aktiven Schicht gegenüber dem

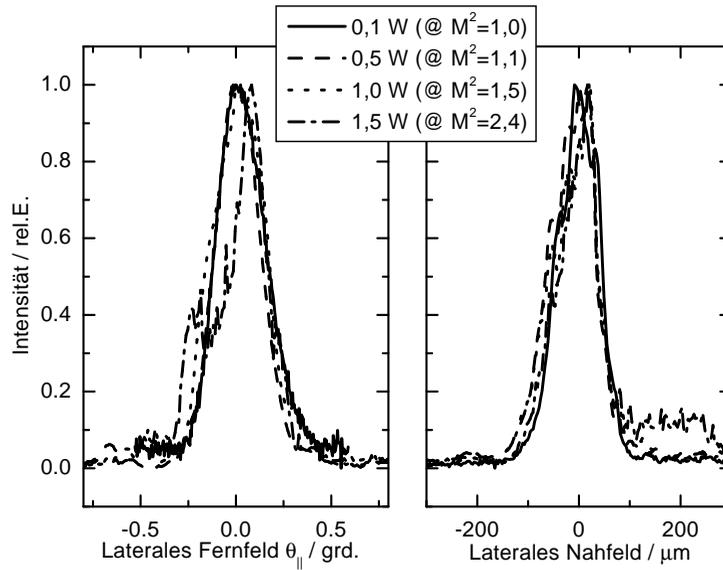


Abbildung 6.32: Fernfelder (a) und Nahfelder (b) des Lasers aus Abb. 6.28 bis zur emittierten Leistung von 1,5 W. (Messbed.: quasi cw-Betrieb: 1 ms / 25 Hz; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

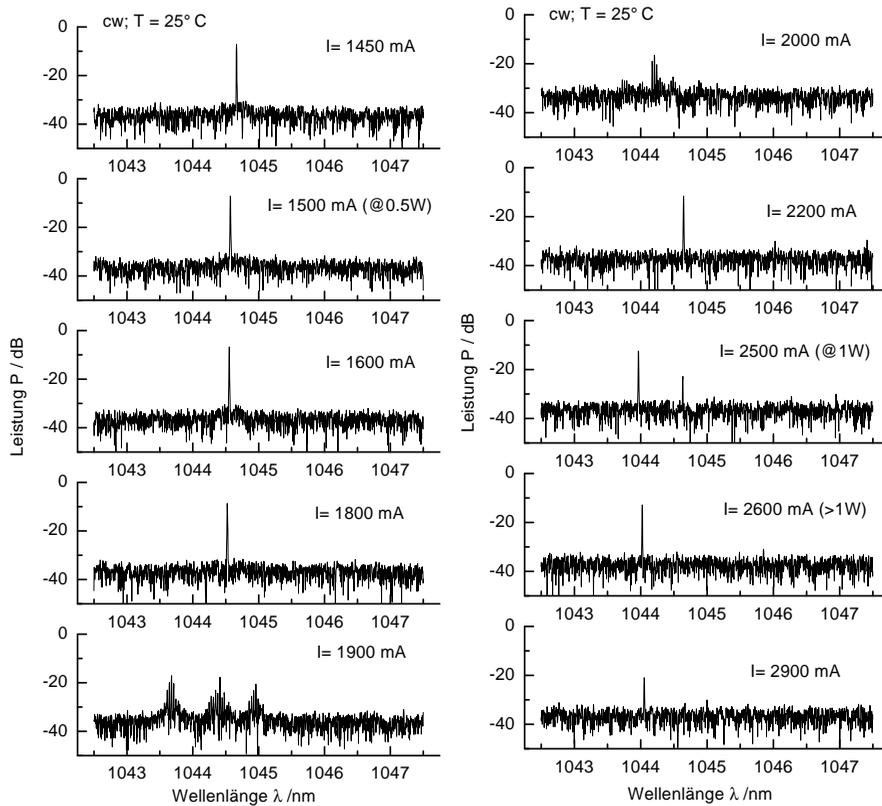


Abbildung 6.33: Spektren des Lasers aus Abb. 6.28 bei unterschiedlichen Strömen bei konstanter Temperatur. Laser wird an Stellen der Kinks (vergl. Kennlinie) longitudinal instabil. (Messbed.: OSA: Q8347; cw-Betrieb; bei konstanter Temperatur $T_s = 25^\circ\text{C}$)

Träger um mehr als 75 K erhöhen kann. Diese Temperaturerhöhung ist zurückzuführen auf die mit der Modenselektion verbundenen Absorption. Deshalb wurden von verschiedenen α -DFB-Lasern Kennlinien in Abhängigkeit von der Submount-Temperatur gemessen und die Auswirkung auf die Nichtlinearitäten in der PI -Kennlinie beobachtet. Wie zu erwarten zeigt sich, dass bei höheren Temperaturen die Kink-Stromdichte J_{kink} abnimmt.

Abb. 6.34 zeigt die Schwellenstromdichte J_{th} (gefüllte Kreise) und die Stromdichte bei denen die Einbrüche in der Kennlinie beobachtet wurden J_{kink} (gefüllte Quadrate) als Funktion der Länge des α -DFB-Lasers mit den Parametern: $\alpha_G = 15^\circ$, $w = 160 \mu\text{m}$, $R_f = 1\%$, $R_r = 95\%$ und $\kappa = 95 \text{ cm}^{-1}$. Alle vermessenen α -DFB-Laser waren vom selben Wafer der Struktur A mit $\lambda \sim 1060 \text{ nm}$. Die Ab-

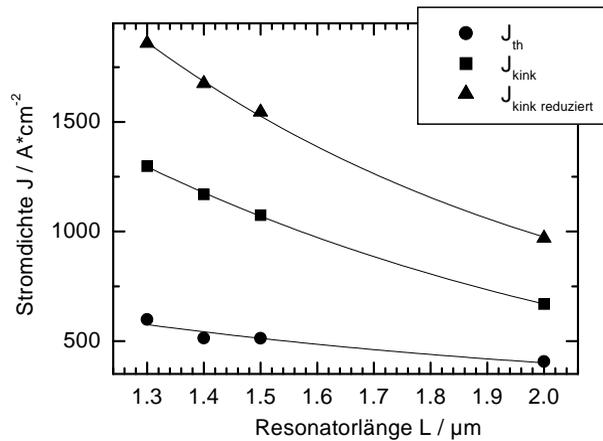


Abbildung 6.34: Kink-Stromdichte (gefüllte Kreise), reduzierte Kink-Stromdichte (Dreiecke) und Schwellenstromdichte (gefüllte Quadrate) von Lasern des gleichen Wafers in Abhängigkeit der Resonatorlänge bei Raumtemperatur

nahme der Schwellenstromdichte mit der Resonatorlänge ist aus der Theorie der BA-Laser bekannt (Abschnitt 2.1.2 Gleichungen (2.5) und (2.10)). Die exponentielle Abnahme der Kink-Stromdichte mit der Resonatorlänge ähnelt den analogen Abbildungen der Literatur [77].

Jedoch bleibt für diese Kurve die folgende Inkonsistenz:

Zu den unterschiedlichen Kink-Stromdichten gehören unterschiedliche Temperaturwerte in der aktiven Zone t_{AZ} , die zunächst keiner Messung zugänglich sind, da nur Submount-Temperaturwerte T_s vorliegen. Für eine einheitliche Darstellung der Kink-Stromdichte über die Resonatorlänge wird beispielsweise gefordert, dass alle Kink-Stromdichten auf die Temperatur in der aktiven Zone bezogen sind, wie sie an der Laserschwelle auftritt ($J_{kink \text{ reduziert}}$). Zur numerischen Berechnung dieser Erhöhung von $J_{kink} \rightarrow J_{kink \text{ reduziert}}$ sind bekannt:

- die Kink-Stromdichte fällt linear mit der Temperaturerhöhung ab und
- die Größe des Temperaturunterschiedes zwischen der messbaren Submount-Temperatur und der in der aktiven Zone wirklich vorliegenden Temperatur. Diese letztere Temperaturdifferenz ist aus den Werten für den Kinkstrom, den OHMSchen Widerstand der Laserdiode, die Spannung der emittierten Leistung und den thermischen Widerstand berechenbar.

Somit liegen eine Temperaturdifferenz und die differentielle Änderung der Kink-Stromdichte mit der Temperatur vor, und die Kink-Stromdichte $J_{kink \text{ reduziert}}$, die auf eine einheitliche Temperatur bezogen ist, kann in Form der durch volle Dreiecke markierten Kurve in Abb. 6.34 eingetragen werden. Damit ist die Inkonsistenz der Kurve J_{kink} , sich auf verschiedene Temperaturen zu beziehen, durch die Kurve $J_{kink \text{ reduziert}}$ beseitigt.

In [77] findet sich eine Sägezahn-ähnliche Periodizität für die Kink-Stromdichte J_{kink} als Funktion der Resonatorlänge entsprechend folgendem Sachverhalt: Ein Kink entsteht durch das Auftreten

der ersten angeregten Obermode zur Grundmode, und zwar unter Phasenkopplung beider Moden. Wenn beide Moden longitudinal in dem Resonator zur Resonanz gelangen, so tritt der Kink bei einem hohen Strom auf, gerät aber mindestens eine der beiden Moden außer Resonanz, so tritt das nichtlineare Kinkverhalten bei kleineren Strömen auf. Für die Periodizität der hohen Werte für die Kink-Stromdichte J_{kink} ist damit die Beatlänge zwischen Grundmode und der ersten angeregten Mode verantwortlich:

$$L_b = \frac{2\pi}{|\beta_0 - \beta_1|}, \quad (6.2)$$

mit β_0 als Ausbreitungskonstante der Grundmode und β_1 als Ausbreitungskonstante der ersten angeregten Mode. Damit wird die Energie zwischen der ersten angeregten Obermode und der Grundmode periodisch ausgetauscht.

Ein großer Kinkstrom (d.h. der Kink tritt erst bei sehr hohen Strömen auf) liegt vor, wenn für die Resonatorlänge $L_m = mL_b/2$ mit $m=1,2,3\dots N$ gilt. Im Fall des α -DFB-Lasers kann die Differenz der Ausbreitungskonstanten von beiden Moden berechnet werden über die Eigenwertgleichungen (Abschnitt 3.2 Gleichungen (3.10) bis (3.13)) mit dem Ergebnis: $|\beta_1 - \beta_0| = 0,0011\mu\text{m}^{-1}$. Dem entspricht eine Beatlänge nach [77] von $L_m = 2915\mu\text{m}$. Diese Länge, die nach dem bisherigen Erkenntnisstand Kinks erst bei hohen Strömen auftreten läßt, ist größer, als die längsten diesbezüglich untersuchten α -DFB-Laser. Somit passt die Phasen-Synchronisation der Grundmode und der ersten angeregten Mode und der Kink-Stromdichte-Abfall bei der Nichtresonanz einer der beiden Moden zu dem in [77] explizierten Modell, wobei die sehr große Periodizität bezüglich der Resonatorlänge außerhalb des Messbereiches lag. Damit ist die durch ausgefüllte Quadrate charakterisierte Kurve in Abb. 6.34 auch kompatibel mit früheren Arbeiten zum RW-Laser.

Diese Ergebnisse zeigen, dass der Arbeitspunkt der α -DFB-Laser im linearen Bereich der Kennlinie liegen muss, damit der Laser stabil lateral und longitudinal monomodig emittiert.

6.4 Spektrales Verhalten der α -DFB-Laser in Abhängigkeit vom Strom und den Laserparametern

Ein Spektrum in Abhängigkeit vom Strom bis 1 A für die Parameterkombination: $\alpha_G = 12^\circ$, $w=100\mu\text{m}$, Resonatorlänge $L = 2000\mu\text{m}$, $R_f = 1\%$ und $R_r=94\%$ von der Struktur B ist bereits im Abschnitt 6.3 auf Seite 90 in Abb. 6.31 dargestellt worden. In den Abbildungen 6.35 und 6.36 sind im Vergleich dazu Spektren als Funktion des Stromes von Lasern gleicher Länge und Beschichtung mit den Parameterkombinationen $\alpha_G = 10^\circ$ ($w=80\mu\text{m}$) bzw. $\alpha_G = 13.5^\circ$ ($w=115\mu\text{m}$) vom gleichen Wafer gezeigt. Es wiederholt sich der prinzipielle Verlauf auch in dieser Darstellung. In weiten Bereichen sind diese α -DFB-Laser longitudinal monomodig. In einem Stromintervall von 30 bis 50 mA bleibt die Laserwellenlänge mit zunehmendem Strom konstant, bevor sie zur nächst kürzeren longitudinalen Mode springt. In Abb. 6.35 wurden auch mitunter 2-3 Moden übersprungen. Für die Parameterkombination des Lasers, der in Abb. 6.35 dargestellt ist, sieht man sehr schön die Sprünge um ca. 1 - 1,5 nm in den längerwelligen Bereich. Diese Sprünge gehen oft mit Instabilitäten und longitudinaler Mehrmodigkeit einher (z.B. bei 480 mA oder 700 mA).

In Abb. 6.36 sind Sprünge um ca. 1 nm - 1,5 nm in den längerwelligen Bereich und Instabilitäten nicht zu erkennen. Die Verschiebung der Wellenlänge in den kürzerwelligen Bereich mit zunehmenden Strom kann theoretisch mit dem nichtlinearen Modell beschrieben werden. In der Abb. 6.37 ist die Ladungsträgerdichte an der Emissions-Facette (Y an der Stelle $z = L$) anhand eines Beispiels mit einer Streifenbreite von $115\mu\text{m}$ für verschiedene Laserleistungen aufgetragen. Mit steigender Leistung erhöht sich die Ladungsträgerdichte außerhalb der Streifenelektrode. Durch die Zunahme des räumlichen Lochbrennens im Zentrum des Kontaktstreifens (Abb. 6.37) kann es zu einer Verschiebung zu kürzeren Wellenlängen kommen. In Abb. 6.38 (linke Seite; Kreise) ist der gerechnete Einfluss der optimalen Laserwellenlänge λ_{opt} über dem Strom I für einen Laser mit den Para-

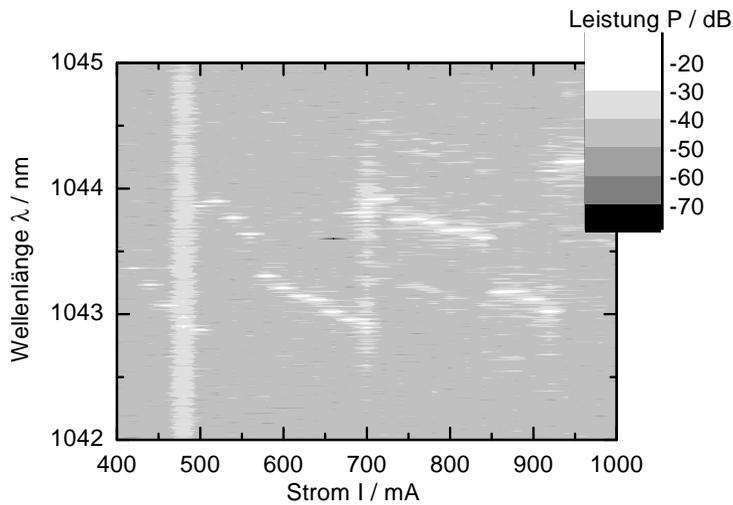


Abbildung 6.35: Optisches Spektrum als Funktion des Stromes eines α -DFB-Lasers mit folgenden Parametern: $\alpha_G = 10^\circ$, $w=80 \mu\text{m}$, $L = 2000 \mu\text{m}$, $R_f = 1\%$ und $R_r=94\%$ von der Wellenleiterstruktur B (Messbed.: OSA: Q8347; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

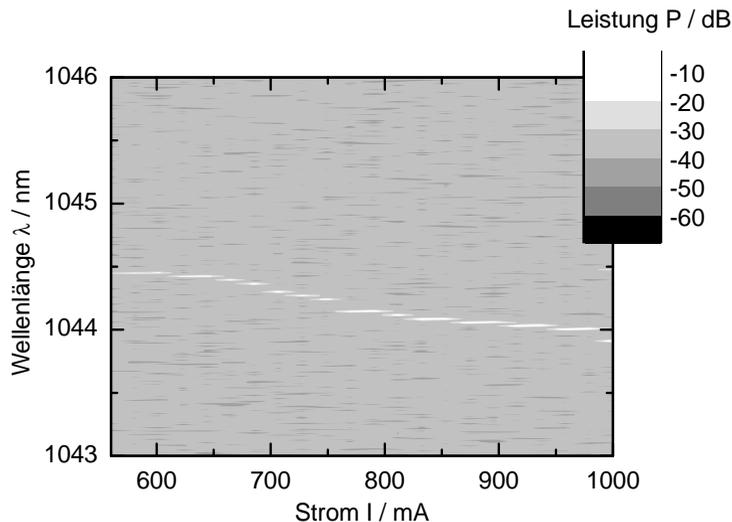


Abbildung 6.36: Optisches Spektrum als Funktion des Stromes eines α -DFB-Lasers mit folgenden Parametern: $\alpha_G = 13,5^\circ$, $w=115 \mu\text{m}$, $L = 2000 \mu\text{m}$, $R_f = 1\%$ und $R_r=94\%$ vom gleichen Wafer wie in Abb. 6.35 (Messbed.: OSA: Q8347; $\Delta I = 25 \text{ mA}$; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

metern $\alpha_G=13,5^\circ$, $L=2000\mu\text{m}$, $w=115\mu\text{m}$, Struktur A ($\lambda \sim 1060\text{nm}$), $R_r = 95\%$, $R_f = 1\%$ und $\kappa=95 \text{ cm}^{-1}$ dargestellt. Die Abb. 6.40 zeigt die zwei-dimensionale Darstellung eines solchen Lasers. Wenn der Strom von der Schwelle ($I_{th} = 0,6 \text{ A}$) bis $1,5\text{A}$ zunimmt, sinkt die Laserwellenlänge um mehr als 1 nm . In Abb. 6.38 zeigt die zweite Kurve (rechte Achse; Dreiecke) die Größe $\delta\lambda_s$ von Gleichung (3.58), die die spektrale Selektivität des Resonators charakterisiert. Man kann sehen, dass $\delta\lambda_s$ um den Faktor $1,5$ von der Schwelle bis zu einem Strom von $I = 1,55\text{A}$ abnimmt. Die Fernfeldverschiebung zu kleineren Winkeln in Abb. 6.30 (a) mit zunehmenden Strom bis 800 mA kann ebenfalls mit dem räumlichen Lochbrennen erklärt werden. Wie in Abb. 6.39 (a) zu sehen ist, ändert sich die Ladungsträgerdichte mit wachsender Leistung nicht homogen über den Kontaktstreifen. Es entsteht eine zunehmende asymmetrische Verteilung. Da der Brechungsindex von der Trägerdichte abhängt,

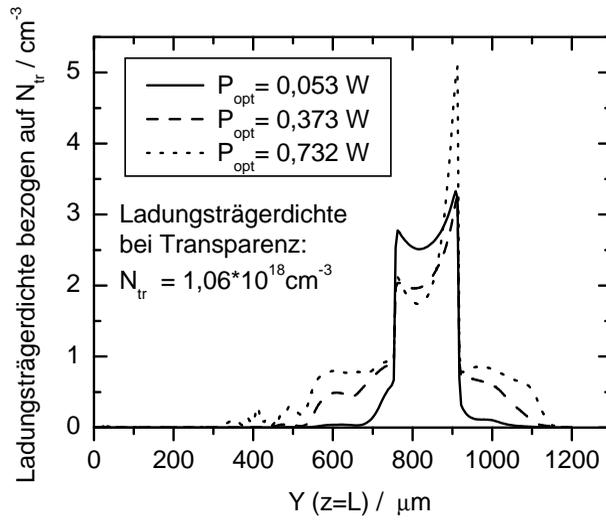


Abbildung 6.37: Berechnete Ladungsträgerdichte an der Emissions-Facette (Y an der Stelle $z = L$) für unterschiedliche Leistungen P_{opt} . Die zugrundeliegenden Parameter waren: $\alpha_G=13,5^\circ$, $L=2000\mu\text{m}$, $w=115\mu\text{m}$, Struktur A ($\lambda \sim 1060\text{nm}$), $R_r = 95\%$, $R_f = 1\%$ und $\kappa=95 \text{ cm}^{-1}$

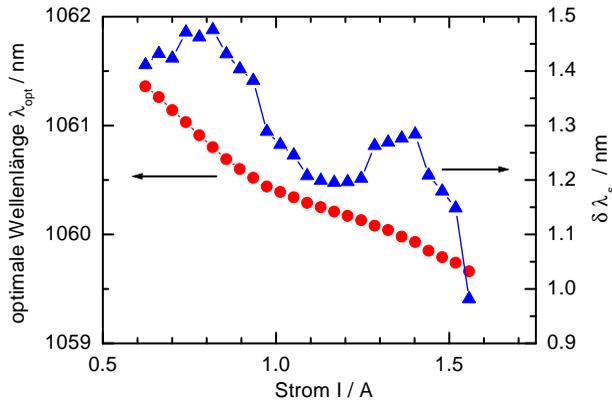


Abbildung 6.38: Berechnete optimale Wellenlänge (linke Achse; Kreise) und die spektrale Halbwertsbreite (rechte Achse, Dreiecke) für verschiedene Ströme.

kann es zu einer Verkippung der Wellenfront kommen. Diese Wellenfrontkippung führt einmal dazu, dass die Richtung des Maximums der Fernfeldverteilung verschoben wird und zum anderen trifft die Welle E_0^+ unter einem wenig geänderten Winkel auf die Furchen des BRAGG-Gitters. Damit gilt die BRAGG-Bedingung für eine andere Wellenlänge. Somit ist die Wellenlängenverschiebung in Abb. 6.38 anschaulich erklärt.

Abb. 6.39 (b) zeigt die mit dem nichtlinearen Modell berechneten Fernfeldverteilungen. Wie im Experiment Abb. 6.30 (a) zeigt sich auch hier eine Verschiebung des Maximums des Fernfeldes mit zunehmendem Strom. Da solch eine Verschiebung der Fernfeldmaxima bei implantierten Lasern nicht beobachtet wurde, läßt sich vermuten, dass folglich die Asymmetrie der Ladungsträgerdichteverteilung durch Implantation abgeschwächt wird.

In den Abbildungen 6.40 (a) und- (b) sind die Spektren als Funktion des Stromes bis 1 A für die Parameterkombinationen der Neigungswinkel $13,5^\circ$ und 15° von Lasern mit der vertikalen Wellenleiterstruktur A dargestellt. Die durchgezogenen Linien markieren den groben Verlauf der

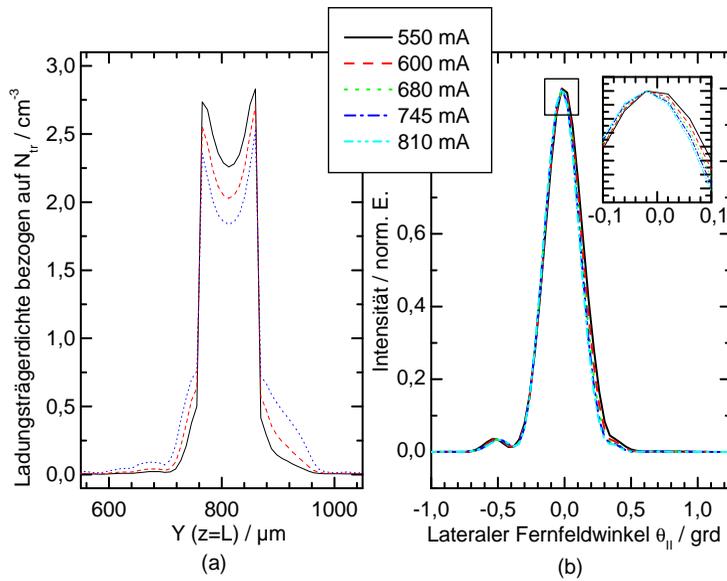


Abbildung 6.39: Berechnete Ladungsträgerdichten an der Emissions-Facette für unterschiedliche Ströme (a) und berechnete Fernfeldverteilungen eines Lasers mit Parametern wie der gemessene Laser aus Abb. 6.28: $\alpha_G = 12^\circ$, $w=100 \mu\text{m}$, $L = 2000 \mu\text{m}$, $R_f = 1\%$ und $R_r=95\%$ von der Struktur B ($\lambda \sim 1040\text{nm}$)

Laserwellenlänge. Es zeigt sich, dass Parameterkombinationen mit größeren Neigungswinkeln ($13,5^\circ$

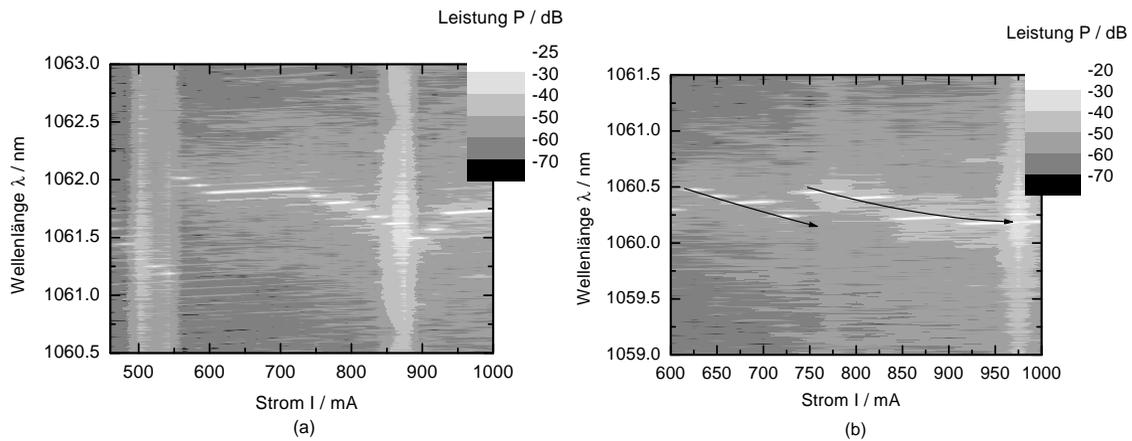


Abbildung 6.40: Optische Spektren als Funktion des Stromes zweier 2 mm langer α -DFB-Laser vom gleichen Wafer der Wellenleiterstruktur A mit folgenden Parametern:
 (a) $\alpha_G = 12^\circ$, $w=100 \mu\text{m}$ und
 (b) $\alpha_G = 13,5^\circ$, $w=115 \mu\text{m}$
 mit Reflexionskoeffizienten $R_f = 1\%$ und $R_r=94\%$; (Messbed.: OSA: Q8347; $\Delta I=25\text{mA}$; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

und 15°) nicht nur lateral sondern auch longitudinal höhere Moden besser und stabiler filtern.

In Abb. 6.41 ist das Spektrum als Funktion des Stromes für einen unbeschichteten α -DFB-Laser mit den Parametern $\alpha_G = 15^\circ$, $w=160 \mu\text{m}$, $L = 2000 \mu\text{m}$, $R_f = 1\%$ und $R_r=94\%$ von der Wellenleiterstruktur A dargestellt. Die Bereiche, in denen die Wellenlänge konstant ist bzw. sich langsam in den längerwelligen Bereich verschiebt, sind größer (z.B. von 750 - 1000 mA), als bei den beschichteten Dioden. Es sind auch die typischen Sprünge zu kürzeren Wellenlängen zu sehen. Sprünge um

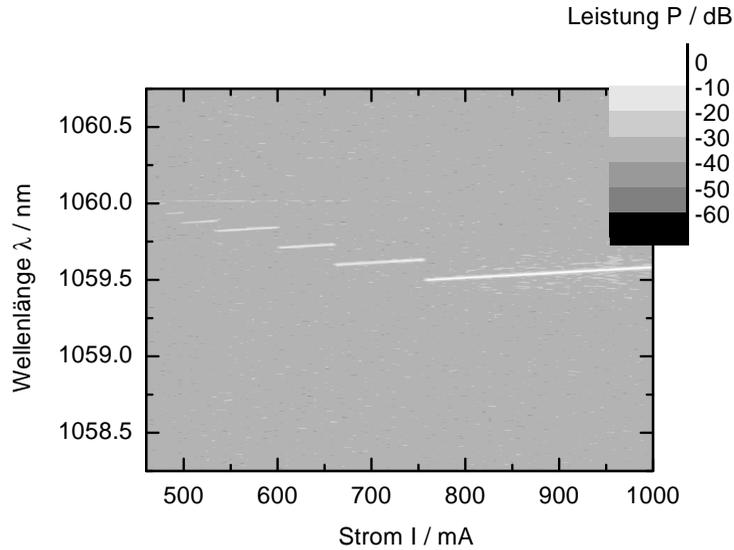


Abbildung 6.41: Optisches Spektrum als Funktion des Stromes eines unbeschichteten α -DFB-Lasers mit folgenden Parametern: $\alpha_G = 15^\circ$, $w=160 \mu\text{m}$, $L = 2000 \mu\text{m}$, $R_f=1\%$ und $R_r=94\%$ von der Wellenleiterstruktur A; (Messbed.: OSA: Q8347; $\Delta I=6 \text{ mA}$; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

ca. 1-1,5 nm und damit einhergehende Instabilitäten und longitudinale Mehrmodigkeit werden bis 1 A nicht beobachtet. Qualitativ kann wieder argumentiert werden, dass Störungen durch Filamentbildungen weniger verstärkt werden gegenüber beschichteten Lasern, in denen sich die emittierte Leistung auf einer Seite konzentriert.

Durch einen spektralen „Selbst-Stabilisierungs-Effekt“ erleiden Moden nahe der Lasermode eine zusätzliche Dämpfung für kürzere und längere Wellenlängen. Das ist der Grund für die gute experimentell beobachtete Seitenmodenunterdrückung (SMSR) $\geq 23 \text{ dB}$ mit dem hochauflösenden Spektrumanalysator bei einer Leistung $P_{opt} = 2,14 \text{ W}$, die in Abb. 6.42 dargestellt ist. Mit der

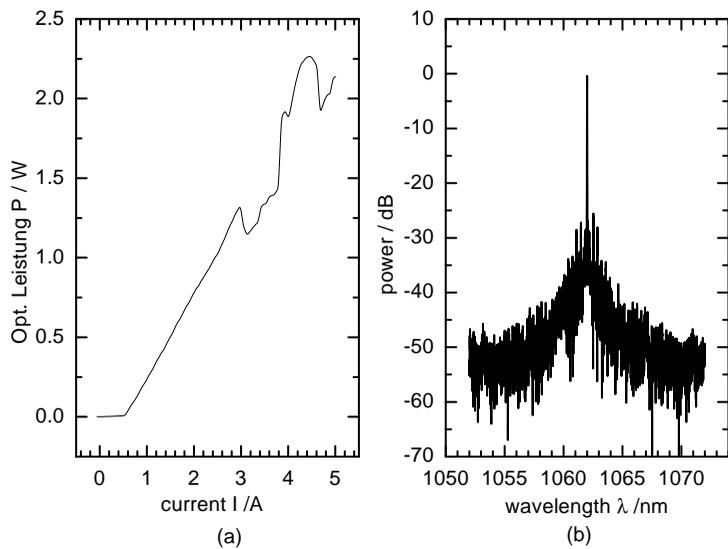


Abbildung 6.42: Kennlinie (a) und optisches Spektrum gemessen bei 2,14 W (b) eines α -DFB-Lasers mit $\alpha_G = 13,5^\circ$, $w=115 \mu\text{m}$, $L=2 \text{ mm}$, $R_f = 1\%$, $R_r = 94\%$ und $\kappa = 95 \text{ cm}^{-1}$ (Messbed.: OSA: Q8347; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

spektralen Linienbreite $\Delta\lambda \leq 6$ pm und der Beugungsmaßzahl $M_{\parallel}^2 = 2,2$ bei einer Leistung $P_{opt} = 2.14$ W erhält man für den α -DFB-Laser nach Gleichung (2.18) eine spektrale Strahldichte $\beta_{\lambda} \geq 14$ GW/(cm² sr nm). Dieser Wert übertrifft den vergleichbarer Hochleistungslaser um mehr als eine Größenordnung.

Kapitel 7

Weiterführende Laserstrukturen und Ausblick

7.1 α -DFB-Laser als „master oscillator“ in einem hybriden MOPA

Wenngleich die Erhöhung des Konversionswirkungsgrades von α -DFB-Lasern ein wichtiges Entwicklungsziel bleibt, so kann man versuchen, mit dem relativ geringen Wirkungsgrad in einer hybriden Anordnung einen höheren Konversionswirkungsgrad der gesamten Anordnung zu erreichen.

Eine Möglichkeit zur Realisierung von hybriden beugungsbegrenzten Hochleistungslasern ist der MOPA. Als MO (master oscillator) wurde erstmals ein α -DFB-Laser und als PA (power amplifier) ein BA-Laser verwendet [19]. Die prinzipielle Wirkungsweise eines „master oscillator power amplifier“ (MOPA) ist im Abschnitt 2.3 (S. 18) bereits näher erläutert worden. Der Vorteil liegt in der unabhängigen Optimierung beider Bauelemente. Eine hybride MOPA-Anordnung mit einer Gesamtausgangsleistung von $P_{opt} = 1,6 \text{ W}$ im cw-Betrieb wurde auf einer Grundfläche von $F \leq 100 \text{ mm}^2$ im FBH realisiert. Der α -DFB-Laser eignet sich auf Grund der sehr geringen lateralen

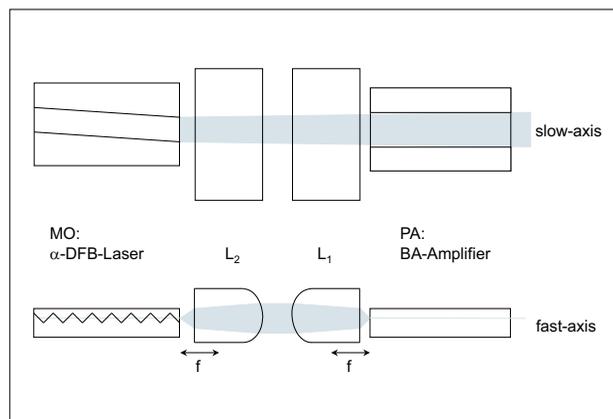


Abbildung 7.1: Schematischer Aufbau eines hybriden MOPAs mit einem α -DFB-Laser als Master Oscillator; Gezeigt ist das Design in der fast und der slow axis. L_1 und L_2 bezeichnen plankonvexe Zylinderlinsen („Asphären“).

Fernfeldwinkel sehr gut zur Kopplung mit zwei asphärische Zylinderlinsen mit einer Brennweite von 0,9mm in einem solchen System, wie das in Abb. 7.1 veranschaulicht wird. Durch den schmalen Divergenzwinkel des α -DFB-Lasers von $\theta_{||} = 0,7^\circ$ bis $1,1^\circ$ bei emittierten Leistungen zwischen 0,1 W bis 0,3 W wird in lateraler Richtung keine weitere Linse für die Fokussierung und Kollimierung des Laserstrahles benötigt. Die Parameter des verwendeten α -DFB-Lasers sind: $\alpha_G = 10^\circ$, $w_{MO} = 80 \mu\text{m}$, $L_{MO} = 2 \text{ mm}$, $\kappa \approx 65 \text{ cm}^{-1}$, Wellenleiterstruktur A (vergl. Abschnitt 4.1.2, S. 44) mit $\lambda = 1057 \text{ nm}$ und $R_f = R_r = 0,32$. Der Schwellenstrom liegt bei $I_{th} = 750 \text{ mA}$ und die Steilheit $S = 0,17 \text{ W/A}$ pro Facette.

Mit der Ausgangsleistung des MO von $P_{opt} = 268 \text{ mW}$ kommt man in die Sättigung des Verstärkers. Der BA-Verstärker (PA) hat eine LOC-AlGaAs-Wellenleiterstruktur mit einem InGaAs Quantenwell. Die Resonatorlänge beträgt ebenfalls $L_{PA} = 2 \text{ mm}$ und die Kontaktstreifenbreite $w_{PA} = 100 \mu\text{m}$. Beide Facetten sind antireflektierend $\leq 1\%$ beschichtet. Der Verstärker hat ohne den MO einen Schwellenstrom von $I_{thPA} = 0,49 \text{ A}$.

Der α -DFB-Laser ist p-up und der Verstärker p-down auf eine Kupfer-Wärmesenke aufgebaut. Alle Messungen am MOPA wurden bei einer Temperatur von $T_s = 20^\circ$ durchgeführt.

Der MO hat bei diesen Ausgangsleistungen eine sehr gute Strahlqualität, was zu Beugungsmaßzahlen von $M^2 \leq 2,0$ für den gesamten MOPA führt. Das veranschaulicht Abb. 7.2. Hier sind für

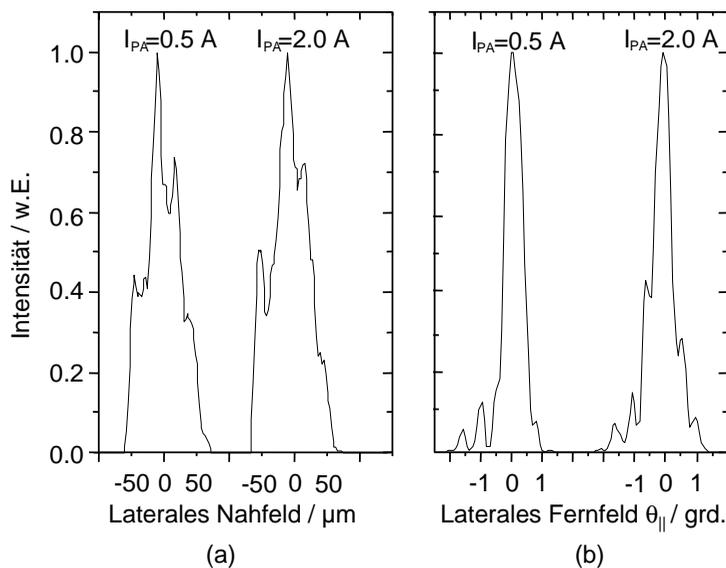


Abbildung 7.2: (a) Nah- und (b) Fernfeldverteilung eines hybriden MOPAs wie er in Abb. 7.1 skizziert ist. (Messbed.: quasi cw-Betrieb: 1 ms / 25 Hz; $T_s = 20^\circ \text{C}$)

zwei Anregungsströme des Verstärkers das Nahfeld (Abb. 7.2 (a)) bzw. das Fernfeld (Abb. 7.2 (b)) dargestellt. Der laterale Fernfeldwinkel nimmt zu von $\theta_{||1/e^2} = 1,2^\circ$ für $P_{opt} = 0,3 \text{ W}$ bis $\theta_{||1/e^2} = 1,6^\circ$ für $P_{opt} = 1,4 \text{ W}$. Für einen Strom $I_{PA} = 0,5 \text{ A}$ wird die Emission des MO im PA so verstärkt, dass die Fernfeldverteilung annähernd GAUSSförmig ist. Mit Zunahme des Stromes bis $I_{PA} = 2 \text{ A}$ entstehen zusätzliche Seitenpeaks neben dem Hauptmaximum. Berücksichtigt man die Ergebnisse des $1/e^2$ -Abfalls aus den Nahfeldmessungen, ergeben sich die bemerkenswerten Beugungsmaßzahlen von $M^2 = 1,3$ ($P_{opt} = 0,3 \text{ W}$) und $M^2 = 1,9$ ($P_{opt} = 1,4 \text{ W}$). Es wurden kaum Filamentierungen beobachtet.

Das Gitter im α -DFB-Laser verringert die Rückkopplung vom Verstärker auf den MO und führt außerdem zu einem sehr schmalen longitudinalen Spektrum des MOPAs von $\text{FWHM} < 6 \text{ pm}$. Die dabei erreichte Seitenmodenunterdrückung beträgt $\text{SMS} = 18 \text{ dB}$ (Abb. 7.3). Der Anregungsstrom des Verstärkers ist hierbei $I_{PA} = 2,3 \text{ A}$ und die optische Leistung des MOs $P_{MO} = 268 \text{ mW}$.

Es wurden keine Feedback-Effekte des PAs auf den MO beobachtet, was für die Stabilität des Kopplungs-Schemas spricht.

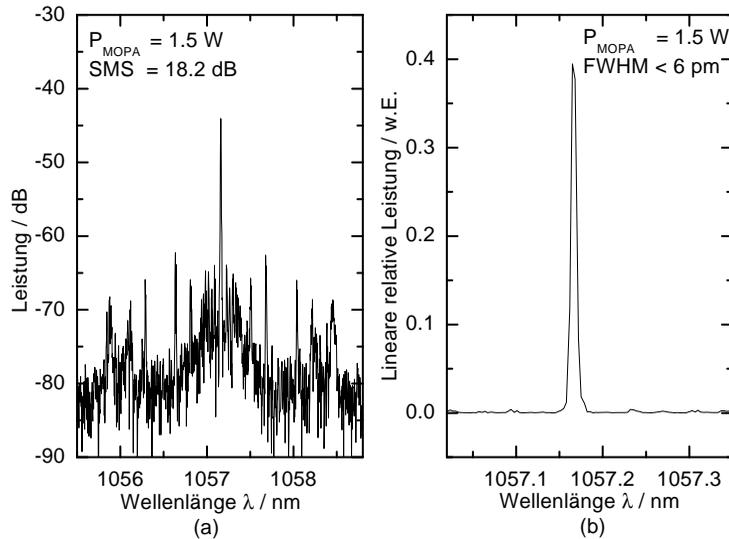


Abbildung 7.3: Longitudinales optisches Emissions-Spektrum des hybriden MOPAs für $P_{\text{opt}} = 1,5 \text{ W}$ ist in (a) logarithmisch und in (b) linear dargestellt (Messbed.: OSA: Q8347; cw-Betrieb; $T_s = 20^\circ \text{C}$).

Die Abbildung 7.4 zeigt die PI -Kennlinien für verschiedene eingekoppelte Leistungen des MOs. Entsprechend der Transparenzstromdichte des Verstärkers von $j_T = 65 \text{ A/cm}^2$ beginnt der PA mit der Verstärkung bei einem Strom von $I_{PA} = 130 \text{ mA}$. Mit zunehmender Leistung des α -DFB-Lasers wächst die Steilheit der PI -Kennlinie des gesamten MOPAs von $S = 0,55 \text{ W/A}$ auf $S = 0,77 \text{ W/A}$. Die maximale emittierte Leistung des MOPAs liegt bei $P_{\text{opt}} = 1,6 \text{ W}$ bei einem Anregungsstrom des Verstärkers von $I_{PA} = 2,37 \text{ A}$. Das Abknicken der PI -Kennlinien ist auf das Anschwingen von Ring-Moden im Verstärker zurückzuführen.

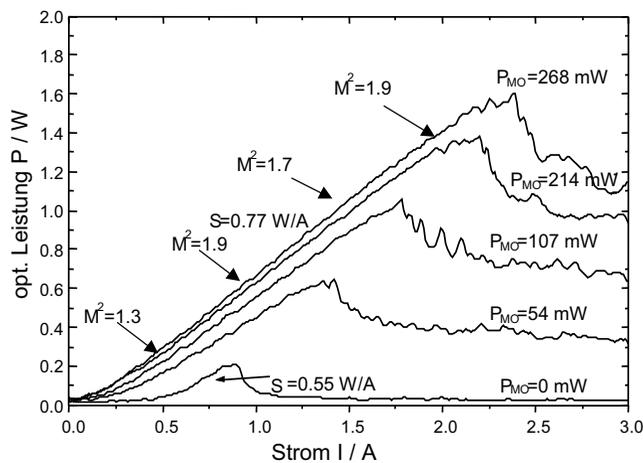


Abbildung 7.4: PI -Kennlinien des Verstärkers bei verschiedenen eingekoppelten Leistungen des Master-Oscillators zwischen $P_{\text{MO}} = 0 \text{ mW}$ und $P_{\text{MO}} = 268 \text{ mW}$. Die Steilheit S der Kennlinie ist in zwei Fällen angegeben. Vier M^2 -Werte sind an Positionen der Kennlinie mit der stärksten Leistung aufgeführt. (Messbed.: cw-Betrieb; $T_s = 20^\circ \text{C}$)

Eine Leistungssteigerung z.B. durch Nutzung eines herkömmlichen Trapezverstärkers als *PA*, ist nicht möglich, da die Strahlung des α -DFB-Lasers durch ein besonderes optisches Element merklich divergent gestaltet werden müßte. Höhere Leistungen sind zu erwarten, wenn der Aufbau mit den Hochleistungs- α -DFB-Lasern wiederholt wird, die gegen Ende der Dissertation verfügbar waren, und die Entspiegelung des BA-Verstärkers noch verbessert wird. Bei idealer Verspiegelung wäre mindestens eine Verdopplung der Leistung theoretisch möglich [81].

7.2 Kreuzgitter-Laser

7.2.1 Wellenausbreitung und Verluste im Kreuzgitter-Laser

Die Grundidee des α -DFB-Lasers besteht darin, in einem breiten Kontaktstreifen mit BRAGG-Gitter-Filterung hohe Leistungen und hohe Strahlqualität zu erreichen. Eine prinzipiell neue Methode zur weiteren Leistungssteigerung könnte sich aus der kohärenten Kopplung von α -DFB-Lasern oder ähnlichen Breitstreifenlasern mit hoher Strahlqualität ergeben. Dazu bieten sich planare Kreuzgitter an [82], da ein Kreuzgitter zwei Strahlen zu einem Strahl kombinieren oder einen Strahl in zwei Strahlen aufteilen kann.

Strahlaufteilung oder Strahlkombination für einmodige Wellenleiter, wie sie mit RW-Lasern verbunden sind, erfolgt üblicherweise durch *y*-Verzweiger [83]. Die *y*-Verzweiger können nicht auf Laser mit großen Nahfeldbreiten (z.B. 100 μm Breite) angewendet werden, wie sie durch α -DFB-Laser emittiert werden. Daher wurde vorgeschlagen [84], dass bei großen Nahfeldbreiten ein Kreuzgitter die Rolle der *y*-Verzweiger für Strahlaufteilung und Strahlkombination übernehmen kann.

Die Aufteilung einer Welle *R* in die beiden Wellen *S* und *T* ist in Abb. 7.5 skizziert. Dabei wird

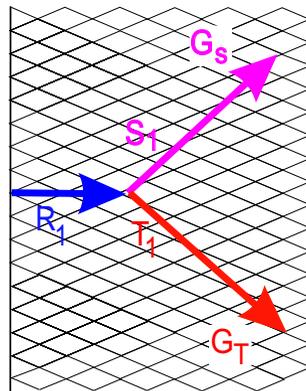


Abbildung 7.5: Schema der Wellenausbreitung im Kreuzgitter-Laser

die einfallende Welle *R* zu einem Teil an dem Untergitter G_s reflektiert mit der reflektierten Welle *S*. Zum Teil wird sie an dem Untergitter G_T reflektiert mit der reflektierten Welle *T*. Damit ergibt sich eine Strahlteilung.

Eine numerische Simulation für einen einfallenden GAUSS-Strahl als Welle *R* auf das Kreuzgitter ist in Abb. 7.6 zu sehen [84]. In den drei Unterabbildungen ist die Ausbreitung der drei Wellen *S*, *R* und *T* dargestellt. Auf der Hälfte der Ausbreitungsstrecke bei $z = 750 \mu\text{m}$ hat eine Strahlteilung stattgefunden, indem die Leistung von der *R*-Welle in die *S*-Welle und in die *T*-Welle übergekoppelt wurde. Am Ende der Ausbreitungsstrecke ist die Leistung nahezu wieder in der *R*-Welle kombiniert.

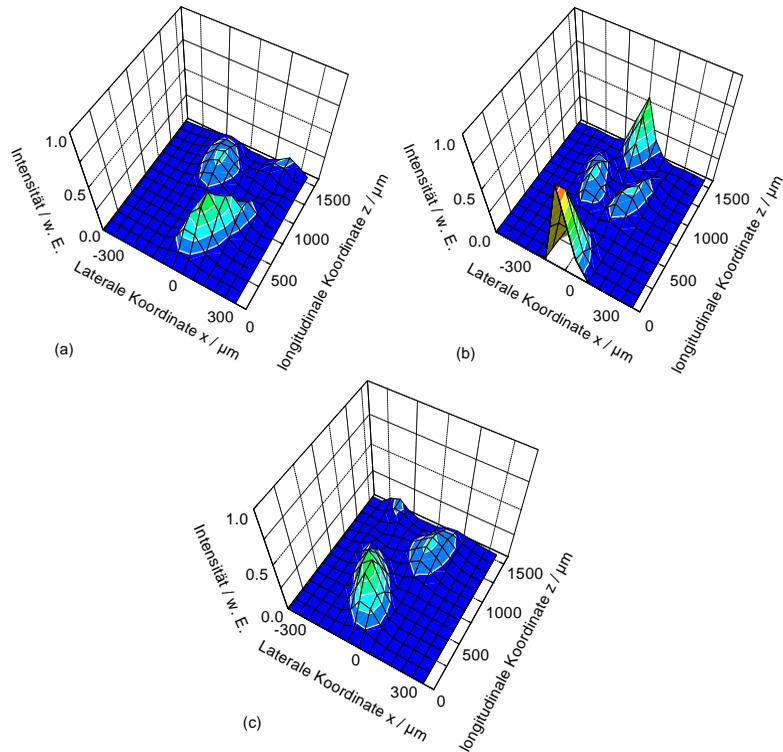


Abbildung 7.6: Numerische Simulation der Ausbreitung der drei Wellen S (a), R (b) und T (c) auf einem Kreuzgitter

7.2.2 Design und Technologie des Kreuzgitter-Lasers

Diese Strahlteilungs- und Kombinationsmöglichkeiten können sowohl in einer Kopplung von vier Kreuzgitterlasern in der Form eines MACH-ZEHNDER-Interferometers [84, 85, 86] als auch in einer V-förmigen Kombination von zwei Kreuzgitterlasern entsprechend Abb. 7.7 verwendet werden. Insbesondere Kreuzgitter-Laser mit einer Konfigurationen, wie sie in 7.7 gezeigt ist, wurden rea-

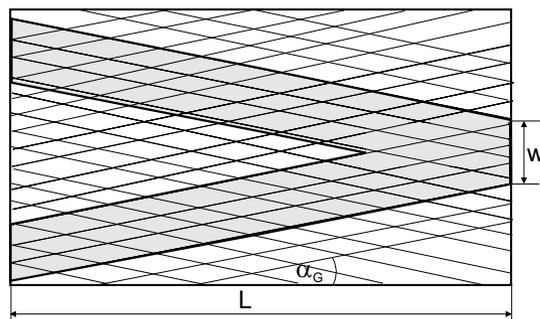


Abbildung 7.7: Eine Design-Variante eines Kreuzgitter-Lasers: Der graue Bereich entspricht der Elektrode. Die Resonatorlänge ist $L = 2 \text{ mm}$ ($\alpha_G = 12^\circ$, $w = 100 \text{ }\mu\text{m}$).

lisiert und getestet. Das Design wurde so gestaltet, dass zwei 2 mm lange α -DFB-Laser zu einem 2 mm langen Kreuzgitter-Laser kombiniert wurden. Die Wellenlängen- und Winkelselektivität des Gesamtlasers entspricht der, die auch aus [49] und [51] für den α -DFB-Laser folgt, aber es sind zwei Laser gekoppelt.

Die Technologie der α -DFB-Laser wurde auf die Kreuzgitter-Laser übertragen. Der Neigungswinkel beider Gitter zur Facettennormalen beträgt 12° und die Gitterperiode 739 nm . Analog zum α -DFB-Laser wurde eine Kontaktstreifenbreite für diesen Neigungswinkel von $100\ \mu\text{m}$ gewählt. Die Laser sind mit 94% und 1% ver- bzw. entspiegelt. Die Details der Prozessführung sind in [61] dargestellt. Da zwischen einem holographisch aufgezeichneten Kreuzgitter und einem mittels Projektionslitho-

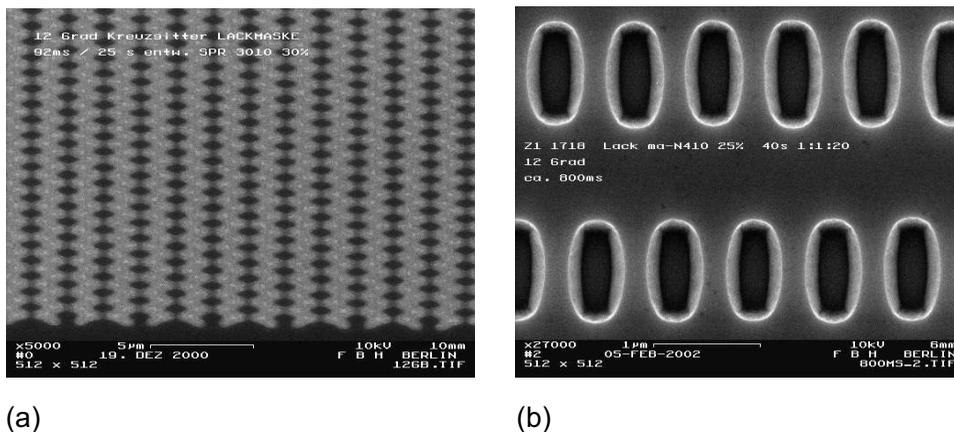


Abbildung 7.8: REM-Aufnahmen (a) einer Positivlackmaske (SPR3010 30%) eines Kreuzgitters mit einem 12° -Neigungswinkel des Gitters zur Facettennormalen und b) einer geätzten Struktur für deren Herstellung eine Negativlackmaske (ma-N 410 25%) verwendet wurde

graphie erzeugten Kreuzgitter ein prinzipieller Unterschied besteht, wurde der Prozess entsprechend theoretischer Aussagen zum Koppelkoeffizienten der Teilgitter geführt. Abb. 7.8(a) zeigt eine REM-Aufnahme einer Positivlackmaske eines Kreuzgitters. Ein Beispiel einer geätzten Gitterstruktur ist in der REM-Aufnahme der Abb. 7.8(b) gezeigt.

7.2.3 Ergebnisse zum Kreuzgitter-Laser

Im Folgenden werden erste Ergebnisse der Kreuzgitter-Laser dargestellt. In (Abb. 7.9) ist eine PI -Kennlinie eines solchen Lasers zu sehen. Die maximale optische Leistung beträgt etwa 380 mW und der Schwellstrom 0.95 A . Die verhältnismäßig hohen Intensitätsverluste der Kreuzgitter-Laser können anhand der Intensitätsverluste eines „ α -DFB-Lasers“ auf Kreuzgittern veranschaulicht werden.

In jedem der mit einem Kreuzgitter versehenen Teil-Streifenlaser tritt zu dem üblichen BRAGG-Gitter, welches parallel zur Streifenelektrode liegt, als Störung ein zweites überlagertes Gitter auf, das einen großen Anteil der Leistung als Verlust aus dem Streifen herauslenkt. Das veranschaulicht Abb. 7.10. Beispielsweise würde das für 4 Beats bedeuten, dass an der gegenüberliegenden Facette $1/16$ der ursprünglichen Intensität ankommt.

Die Abb. 7.11 zeigt die Nah- und Fernfeldverteilungen der untersuchten Laser für verschiedene Leistungen. Die Beugungsmaßzahl M^2 bleibt im Rahmen der Beugungsgrenze.

Das Design aus Abb. 7.7 führt zu einem sehr schmalen longitudinalen Spektrum des Kreuzgitter-Lasers von $\text{FWHM} \leq 6\text{ pm}$. Die dabei erreichte Seitenmodenunterdrückung beträgt $\text{SMS} = 25\text{ dB}$. Gemessen wurde bei $P_{\text{opt}} = 0.2\text{ W}$. Das zeigt, dass sich die Mehrfachkopplung von zwei Lasern nach Abb. 7.7 als wirkungsvoller transversaler als auch longitudinaler Modenfilter bewährt.

Hieraus ergeben sich entscheidende Verbesserungen für künftige Breitstreifen-Laser-Kopplungen. Wenn in den eigentlichen Laserstreifen selbst das störende Untergitter weggelassen wird und nur in

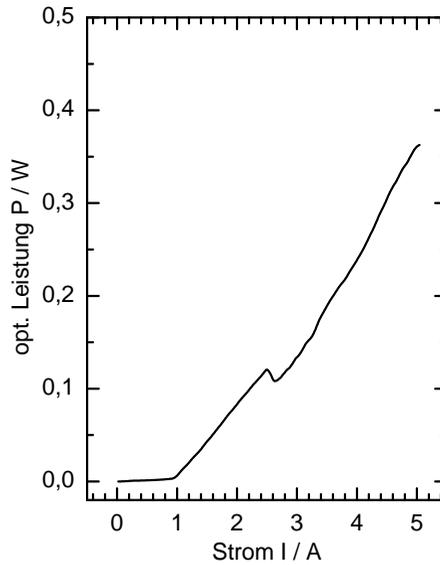


Abbildung 7.9: PI -Kennlinien eines Kreuzgitter-Lasers mit der Schichtstruktur A mit $\alpha_G = 12^\circ$, $w = 100 \mu\text{m}$, $R_r = 94\%$, $R_f = 1\%$, $\kappa = 100 \text{ cm}^{-1}$ und $L = 2000 \mu\text{m}$. (Messbed.: cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

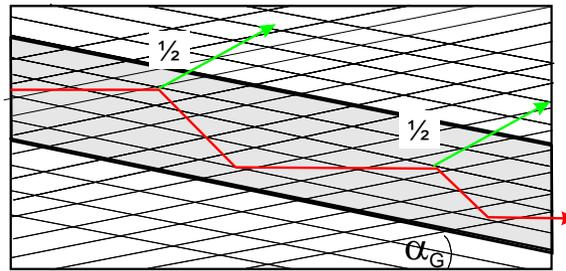


Abbildung 7.10: Schema der Intensitätsverluste eines α -DFB-Lasers auf Kreuzgittern: Die Energie einer Welle, die sich senkrecht zur Facette befindet, teilt sich mehrmals auf in den Verlustanteil und in den Anteil, der weiter im gepumpten Gebiet verbleibt.

den Überlagerungsteilen der beiden Streifen das Kreuzgitter zu Strahlkombinationszwecken belastet wird, so würde sich damit der Verlust der Grundmode verkleinern. Das heißt, das Kreuzgitter bietet die interessante Möglichkeit, zwei Laserstrahlen zu einem Strahl zu vereinigen. Genau diese Eigenschaft sollte man ausnutzen, um mehrere Breitstreifen-Monomode-Laser (z.B. α -DFB-Laser) kohärent zu koppeln. Eine entsprechende Anordnung ist in [87] dargestellt und in Abb. 7.13 schematisch skizziert. Dieses Schema und Kombinationen über Vielfachgitter könnten eine Leistungsvervielfachung der α -DFB-Laser durch kohärente Kopplung in Aussicht stellen.

Zusammenfassend kann zu den Kreuzgitter-Lasern festgestellt werden, dass mit dem Kopplungsschema in der „V-Form“ erstmalig zwei Laser mit einem breiten emittierenden Strahl ($\geq 100 \mu\text{m}$) kohärent gekoppelt wurden und eine Gesamtemission im 400 mW-Bereich nahe der Beugungsgrenze auftrat. Verbesserungen des Schemas wurden dargelegt.

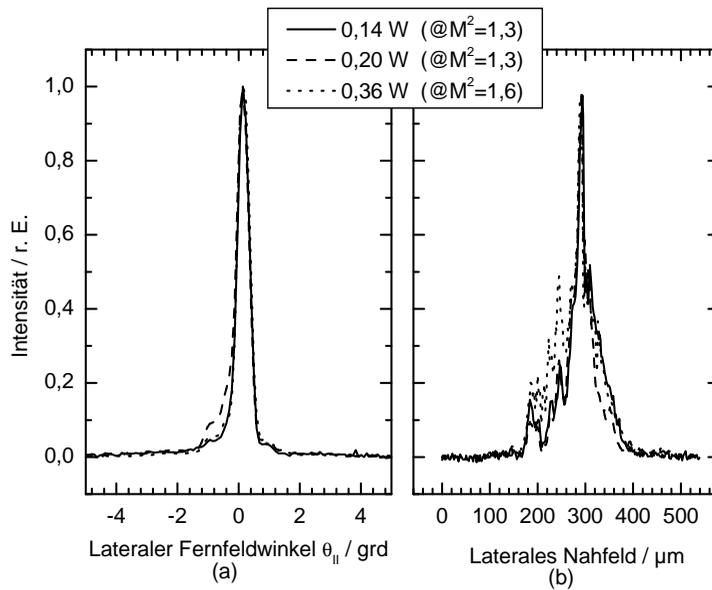


Abbildung 7.11: Laterale Fernfeld- (a) und laterale Nahfeldverteilungen (b) für einen Kreuzgitter-Laser für verschiedene Ausgangsleistungen. Laserparameter entsprechen denen in Abb. 7.9 (Messbed.: quasi cw-Betrieb: 1 ms / 25 Hz; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

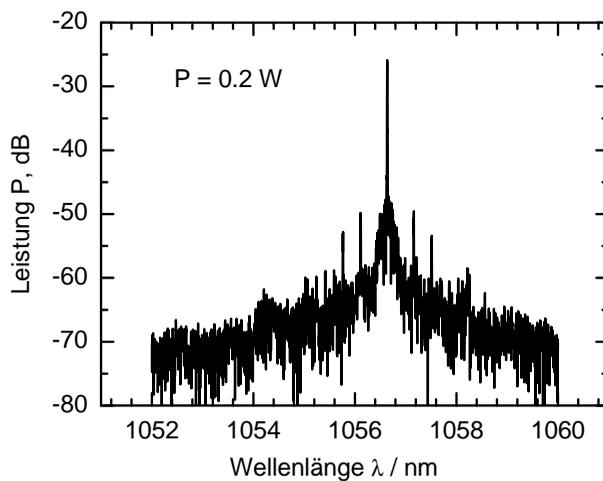


Abbildung 7.12: Optisches Spektrum des Kreuzgitter-Lasers aus der Abbildung 7.9 gemessen bei einer Leistung von 0,2 W (Messbed.: OSA: Q8347; cw-Betrieb; $T_s = 25^\circ\text{C}$)

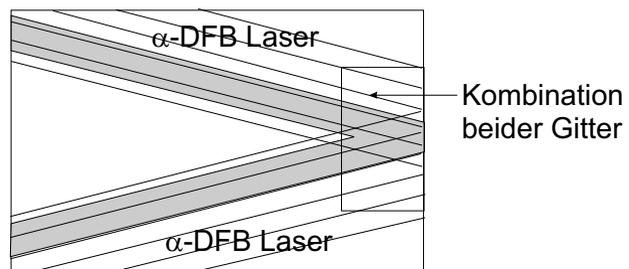


Abbildung 7.13: Eine vielversprechende Variante des Kreuzgitter-Lasers

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der Arbeit wurden Hochleistungsdiodenlaser mit zur Resonatorachse geneigten Modenfiltern (α -DFB-Laser) für 1060 nm bzw. 1040 nm entwickelt. Der Modenfilter ist als integriertes BRAGG-Gitter ausgeführt. Dafür wurden die erforderlichen Modellierungsverfahren erarbeitet:

- Ein lineares zweidimensionales Vierwellen-Modell beruht auf Relationen zwischen den Modenverlusten eines passiven Resonators mit geneigtem BRAGG-Gitter in Abhängigkeit von den Gestaltungsparametern. Das Modell ist geeignet für ein Anfangsdesign, um die zweckmäßigen Parameter festzulegen.
- Ein zweites, vollständigeres und realistischeres Modell (nichtlineares Modell), das sowohl die Wechselwirkung des elektromagnetischen Feldes mit den Ladungsträgern als auch die Wärme mit einbezieht, beinhaltet auch Aussagen zu einer möglichen Filamentbildung im Bereich hoher Lichtintensitäten. Zur Analyse vorhandener Konfigurationen ist es ebenso geeignet, wie auch zur Erkundung prinzipiell neuer Möglichkeiten zur Leistungssteigerung oder zur Verbesserung der Strahlqualität, wie zum Beispiel tiefe Implantation in den Wellenleiter oder die Optimierung der Reflexionskoeffizienten an den Facetten. Dieses Modell führt zum vollständigen Design, aus dem sämtliche Messgrößen berechnet werden können.

Die notwendige Herstellungstechnologie und Aufbautechnik des α -DFB-Lasers ist für den Leistungsbereich von 2 W als sicher anzusehen. Dies umfasst die Entwicklung

- einer zweckmäßigen vertikalen Schichtstruktur,
- einer Technologie zur Herstellung entsprechender BRAGG-Gitter,
- einer Technologie des epitaktischen Überwachsens dieser Gitter, bei der wesentlich das Auffinden einer optimalen Temperatur zu Beginn des zweiten Epitaxie-Schrittes war,
- und den Nachweis der Zweckmäßigkeit vorhandener Aufbautechnik.

Durch die Anpassung der Messtechnik an die Eigenschaften des α -DFB-Lasers konnten Messergebnisse, wie Ausgangsleistung, Wirkungsgrad und spektrale sowie laterale Strahleigenschaften mit den Modellierungsergebnissen verglichen werden.

Mit den Parametern aus den Modellrechnungen und einer erstmalig systematischen experimentellen Untersuchung des Einflusses der Designparameter auf die Lasereigenschaften, konnten optimale Konfigurationen der α -DFB-Laser gefunden werden, deren Charakterisierung zu folgenden Ergebnissen führte:

- Die elektrisch gepumpten α -DFB-Laser erreichten maximale Emissionsleistungen von 3 W mit der Beugungsmaßzahl von $M^2 \leq 3,3$. Dies entspricht einer Verdoppelung der bisher bekannten Werte.
- Eine kinkfreie Kennlinie zeigten α -DFB-Laser, bei denen durch tiefe Implantation die Absorption neben dem Kontaktstreifen erhöht wurde. Hier konnten 1,8 W emittierte Leistung bei einer Beugungsmaßzahl $M^2 = 1,7$ und GAUSSförmigem Nah- bzw. Fernfeldverteilungen ohne Nebenmaxima erzielt werden.
- Die Strahlgüteparameter von beispielsweise 1,1 bei einer emittierten Leistung $P = 1$ W sind mit den Angaben in der Literatur vergleichbar. Besonders interessant ist die Erkenntnis, dass die Filterung mittels BRAGG-Gittern bei anschwingenden höheren Moden im Hochleistungsbereich immer noch zu Emission sehr nahe an der Beugungsbegrenzung führt.
- Die spektrale Monomodigkeit der entwickelten α -DFB-Laser drückt sich in der gemessenen Halbwertsbreite von 6 pm und einer Seitenmodenunterdrückung von ca. 25 dB aus, wobei diese Werte die Auflösungsgrenze des verwendeten Spektrumanalysators darstellen. Spezielle spektrale Eigenschaften, wie die spektrale Verschiebung der emittierten Strahlung und spektrale Sprünge wurden erklärt.
- Die spektrale Strahldichte von $14 \text{ GW} / (\text{cm}^2 \text{ sr nm})$ übertrifft die vergleichbarer Hochleistungslaser um mehr als eine Größenordnung.

Der erreichte theoretische und technologische Stand war die Voraussetzung für die Entwicklung des Kreuzgitterlasers. Kreuzgitter können als kohärente Koppellemente zwischen verschiedenen Lasern auf einem Chip eingesetzt werden.

Ein mikrooptisch gekoppelter hybrider „master oscillator power amplifier“ mit einem α -DFB-Laser als Pumplaser wurde erstmalig aufgebaut und zeigte ebenfalls beugungsbegrenzte Emission. Mit diesem Aufbau konnten 1,6 W Gesamtleistung bei einer Beugungsmaßzahl $M^2 \leq 2$ für eine Wellenlänge von 1060 nm erreicht werden.

Häufig verwendete Abkürzungen und Symbole

Naturkonstanten

- c Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, $c = 2,997\,924\,58 \cdot 10^8$ m/s
 q Elementarladung, $q = 1,602\,177\,33 \cdot 10^{-19}$ As
 h PLANCKSches Wirkungsquantum, $h = 6,626\,075\,5 \cdot 10^{-34}$ Ws²

Allgemeine Symbole und Abkürzungen

$A(\lambda)$	bei einem Resonatorumlauf auftretendes Überlappungsintegral nach Gl. (3.54)
BA	„Broad Area“ - Breitstreifen
BPM	„Beam Propagation Method“
C-Mount	vergoldeter quaderförmiger Kupferkühlkörper
cw	„continuous wave“ - Dauerstrich
COD	„Catastrophical Optical Damage“ - katastrophale Facettendegradation
d	Schichtdicke
DBR	„distributed BRAGG reflector“
DFB	„distributed feedback“
duty cycle	Verhältnis von ungeätzttem Gitteranteil Λ_1 zur gesamten Gitterperiode Λ
E_g	Bandabstand zwischen Leitungs- und Valenzband
$E_{norm}(x, y, z)$	Leistungsdichteverteilungsfunktion
\vec{E}	Vektor der elektrischen Feldstärke
$E_{0,1}^+, E_{0,1}^-$	Wellenpaar des elektrischen Feldes in Vorwärts bzw. in Rückwärtsrichtung im Laserresonator
$\mathbf{e}_{0,1}$	Polarisationsvektoren
f_1, f_2	Brennweiten der Linsen $L1$ und $L2$
fast axis	vertikale Strahltaile
g	optische Verstärkung
g_0, \tilde{g}	Differentieller Gewinn bzw. modaler optischer Gewinn
Gl.	Gleichung
\vec{H}	Vektor der magnetischen Feldstärke
HLDL	Hochleistungs-Diodenlaser
I, I_{th}	Stromstärke, Schwellenstrom
J, J_{th}, J_{tr}	Stromdichte, Schwellenstromdichte, Transparenzstromdichte
J_∞	auf unendlich lange Laser extrapolierte Schwellenstromdichte
K	Betrag des Gitter-Vektors, $K = 2\pi/\Lambda$
k_0	Wellenzahl-Vektor, $k_0 = 2\pi/\lambda$
k_y	laterale Ausbreitungskonstante, $k_y = k_0 n_0 \sin \alpha_G$
$k_{E_{0,1}^\pm}$	Wellenzahlvektoren

L	Resonatorlänge
$L1, L2$	Linsen an Position 1 und 2
$M^2, M_{ }^2, M_{\perp}^2$	Beugungsmaßzahl ist ein Parameter zur Beschreibung der Strahlqualität
MOPA	„master oscillator power amplifier“
N	Modenindex; dimensionslose Ladungsträgerkonzentration
n	Index für die Anzahl der Iterationsschritte
n_a	Brechungsindex in der aktiven Zone
n_B	Fluktuationsamplitude des Brechungsindex
n_{eff}	effektiver Brechungsindex ohne Berücksichtigung des Gitters und der Verstärkung
n_g	effektiver Gruppenindex
P_{opt}	emittierte optische Leistung des Lasers
PI -Kennlinie	Leistungs-Strom-Kennlinie
REM	Raster-Elektronen-Mikroskopie
R_f, R_r	Reflexionskoeffizienten an der F ront- und R ückfacette
R_{th}	thermischer Widerstand
R_s	Serienwiderstand der Laserdiode
RW	„ridge waveguide“ - Rippenwellenleiter
S	Steilheit der PI -Kennlinie
SDL Inc.	Spectra Diode Laboratories
slow axis	horizontale Strahltaile
Submount	Zwischenträger
T	Ätztiefe des Gitters
T_0, T_1	charakteristische Temperaturkonstanten; geben an, inwieweit I_{th} bzw. η_{ext} von der Temperatur abhängen
T_{AZ}	Temperatur in der aktiven Zone
T_s	Submount-Temperatur
$T(y, z)$	Temperaturfeld
U_f	Flussspannung
w	Kontaktstreifenbreite; entspricht der Breite des gepumpten Gebietes
α -DFB	„angled grating distributed feedback“
α_B	Fluktuationsamplitude der Absorption
α_G	Neigungswinkel der Gitterfurchen zur Facettennormalen
α_i	interne Verluste
$\alpha_{lat}, \alpha_{beat}$	Laterale Verluste bzw. Schwebungsverluste für longitudinale Modenausbreitung im α -DFB-Laser
α_m	Auskoppelverluste an den Facetten
β	longitudinale Ausbreitungskonstante, $\beta = k_0 n_0 \cos \alpha_G$
β_{λ}	spektrale Strahldichte
Γ	„Confinement“-Faktor
$\delta\lambda_s$	Halbwertsbreite der emittierten Spektrallinie nach Gl. (3.58)
Δn_G	Modulationsindex des BRAGG-Gitters, $\Delta n_G = 2\kappa c/w$
$\delta\varphi$	Phasenzusatz für einen Resonatorumlauf Gl. (3.57)
ε_M	dielektrische Funktion nach Gl. (3.50)
$\varepsilon_N, \varepsilon_T,$	Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von den Ladungsträgern nach Gl. (3.51) bzw. der Temperatur nach Gl. (3.53)
ε_B	Beschreibt Fluktuationen von ε in den Sperr-Regionen nach Gl. (3.52)
η_{ext}	externe Effizienz
η_i	interner Wirkungsgrad
θ_{vert}	vertikaler Fernfeldwinkel
$\theta_{ }$	lateral Fernfeldwinkel
κ	Koppelkoeffizient

Λ	Gitterperiode, $\Lambda = \Lambda_1 + \Lambda_2$
Λ_1	Stegbreite - ungeätzter Gitteranteil
Λ_2	Talbreite - geätzter Gitteranteil
λ	Wellenlänge
λ_{PL}	Wellenlänge bei Photolumineszenz
ν	Frequenz des emittierten Lichtes
$\xi(y, z); \eta(y, z)$	unabhängige Zufallsfunktionen mit GAUSSScher Verteilung
$\sigma_y^2(z)$	zweite Momente der Leistungsdichtefunktion nach Gl. (5.4)
φ	Phase für einen Resonatorumlauf entsprechend Gl. (3.56)
$\chi_{1,N}, \chi_{2,N}$	komplexe Eigenwerte für die sich entlang der positiven z -Richtung ausbreitenden Moden N

Literaturverzeichnis

- [1] P. Ressel, G. Erbert, G. Beister, C. Dzonk, and G. Tränkle, “Simple but effective passivation process for the mirror facets of high-power semiconductor diode lasers,” in *Europhysics Conference Abstracts (CLEO Europe/EQEC)*, vol. 27E, no. CC4-02-TUE, München, Germany, June 2003.
- [2] S. Pawlik, S. Traut, A. Thies, B. Sverdlov, and B. Schmidt, “Ultra-high power RWG laser diodes with lateral absorber region,” in *Digest of the 18th IEEE Internat. Semiconductor Laser Conference*, Garmisch-Partenkirchen, Germany, Oct. 2002, pp. 163–164.
- [3] F. Bugge, M. Zorn, U. Zeimer, T. Sharma, H. Kissel, R. Hülsewede, G. Erbert, and M. Weyers, “Highly strained very high-power laser diodes with ingaas qws,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 248, pp. 354–358, 2003.
- [4] M.-C. Amann and J. Buus, *Tunable Laser Diodes*, 1st ed. Boston, USA: Artech House, 1998.
- [5] K. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik*, 2nd ed. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 1992.
- [6] R. J. Lang, K. M. Dzurko, D. R. Scifres, and D. F. Welch, “Semiconductor laser with broad-area intra-cavity angled grating,” U.S. Patent 5,337,328, Aug. 9, 1994.
- [7] A. E. Siegman, *Lasers*. Mill Valley, USA: University Science books, 1986.
- [8] M.A.G. Bernard and G. Duraffourg, “Laser conditions in semiconductors,” *Physica Status Solidi*, vol. 1, pp. 699–703, 1961.
- [9] P. Zory, *Quantum Well Lasers*, ser. Quantum Electronics Principles and Applications. New York, USA: Academic Press, 1993.
- [10] Sze, *Physics of Semiconductor Devices*. New York, USA: John Wiley & Sons, 1981.
- [11] L. Coldren and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonics integrated Circuits*. New York, USA: Wiley-Interscience, 1995.
- [12] S. Chuang, *Physics of optoelectronic devices*, 1st ed. New York, USA: John Wiley & Sons, 1995.
- [13] G. Grau and W. Freude, *Optische Nachrichtentechnik*. Berlin, Germany: Springer Verlag, 1991.
- [14] G. Erbert, A. Bärwolff, J. Sebastian, and J. Tomm, *High-Power Broad-area Diode Lasers and Laser bars*, R. Diehl, Ed. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 2000, vol. 78.
- [15] D. D. I. für Normierung, *Charakterisierung von Laserstrahlen und Laseroptiken*. Berlin, Germany: Beuth-Verlag GmbH, 2000.
- [16] R. Mästle, A. Giesen, and H. Hügel, “Genormte Messverfahren zur Laserstrahlcharakterisierung,” *LaserOpto*, vol. 32(3), pp. 44–49, 2000.

- [17] N. Hodgson and H. Weber, *Optical resonators*. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 1997.
- [18] P. W. Milonni and J. H. Eberly, *Lasers*. New York, USA: John Wiley & Sons, 1988.
- [19] K. Paschke, T. Reiche, F. Bugge, J. Fricke, R. Güther, G. Erbert, and J. Sebastian, "1.6 W hybrid master oscillator power amplifier with α -DFB laser as master oscillator at 1057 nm," *IEE Electronics Letters*, vol. 38, no. 7, pp. 321–322, Mar. 2002.
- [20] M. Hagberg, S. O'Brien, B. P. E. Veil, B. Lu, and R. Lang, "High-brightness flared lasers," in *Proc. of the SPIE Conference on In-plan semiconductor lasers III*, vol. 3628, San Jose, CA, Jan. 1999, pp. 220–227.
- [21] S. Schwertfeger, A. Klehr, G. Erbert, and G. Tränkle, "Compact hybrid master oscillator power amplifier with 3.1 W cw output power at wavelengths around 1061 nm," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2003, in print.
- [22] J. P. Donnelly, R. K. Huang, J. N. Walpole, L. J. Missaggia, C. T. Harris, J. J. P. R. J. Bailey, D. E. Mull, D. Goodhue, and G. W. Turner, "AlGaAs-InGaAs slab-coupled optical waveguide lasers," *J. of Quantum Electronics*, vol. 39, no. 2, pp. 289–298, Feb. 2003.
- [23] D. Mehuys, S. O'Brien, R. J. Lang, A. A. Hardy, and D. F. Welch, "5W diffraction-limited, tapered-stripe unstable resonator semiconductor laser," *IEE Electronics Letters*, vol. 30, pp. 1855–1856, 1994.
- [24] J. N. Walpole, J. P. Donnelly, S. H. Groves, L. J. Missaggia, J. D. Woodhouse, R. J. Bailey, and A. Napoleone, "Diffraction-limited 1.3- μ m-wavelength tapered gain-region lasers with 1W-cw output power," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 1429–1431, 1996.
- [25] J. P. Donnelly, J. N. Walpole, S. H. Groves, R. J. Bailey, L. J. Missaggia, and A. Napoleone, "1.5- μ m tapered gain-region lasers with high-cw output powers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 1377–1379, 1998.
- [26] M. Mikulla, P. Chazan, A. Schmitt, S. Morgott, A. Wetzels, M. Walther, R. Kiefer, W. Pletschen, J. Braunstein, and G. Weimann, "High-brightness tapered semiconductor laser oscillators and amplifiers with low -modal gain epitaxial structures," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 654–656, 1996.
- [27] M. T. Kelemen, J. Weber, F. Rinner, J. Rogg, M. Mikulla, and G. Weimann, "High-brightness 1040 nm tapered diode lasers," in *Proc. SPIE International Symposium Photonics Fabrication Europe 2002*, vol. 4947B-29, Brugge, Belgium, Oct. 2002.
- [28] B. Sumpf, B. Beister, G. Erbert, J. Fricke, A. Knauer, W. Pittroff, P. Ressel, J. Sebastian, H. Wenzel, and G. Tränkle, "2 W reliable operation of $\lambda=736$ nm, GaAsP / AlGaAs laser diodes," *IEE Electronics Letters*, vol. 37, pp. 351–353, 2001.
- [29] G. Erbert, J. Fricke, Hülsewede, A. Knauer, W. Pittroff, P. Ressel, J. Sebastian, B. Sumpf, H. Wenzel, and G. Tränkle, "3-W high-brightness tapered diode lasers at 735 nm based on tensile-strained GaAsP QWs," in *Proc. SPIE*, vol. 4995, 2003.
- [30] S. O'Brien, D. Mehuys, J. Major, R. Lang, R. Parke, D. Welch, and D. Scifres, "1.3 W cw, diffraction-limited monolithically integrated master oscillator flared amplifier at 863 nm," *IEE Electronics Letters*, vol. 29, no. 24, pp. 2109–2110, 1993.
- [31] S. O'Brien, D. Mehuys, D. Welch, R. Parke, R. Lang, and D. Scifres, "High-power diffraction-limited monolithic broad area master oscillator power amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 5, pp. 526–528, 1993.

- [32] S. O'Brien, R. Lang, R. Parke, J. Major, D. Welch, and D. Mehuys, "2.2-W continuous-wave, diffraction-limited monolithically integrated master oscillator power amplifier at 854 nm," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 440–442, 1997.
- [33] R. Parke, D. Welch, A. Hardy, R. Lang, D. Mehuys, S. O'Brien, K. Dzurko, and D. Scifres, "2.0-W cw, diffraction-limited operation of a monolithically integrated master oscillator power amplifier," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 3, pp. 297–300, 1993.
- [34] V. V. Wong, S. D. DeMars, A. Schönfelder, and R. J. Lang, "Angled-grating distributed feedback laser with 1.2 W cw single-mode diffraction-limited output at $1.06\mu\text{m}$," in *Proc. CLEO'98*, San Francisco, CA, May 1998, pp. 34–35.
- [35] K. Paschke, R. Güther, G. Erbert, J. Sebastian, and H. Wenzel, "Hochleistungshalbleiterlaser mit geneigtem Bragg-Gitter als Modenfilter," in *Digest of the Annual Meeting of the DPG*, Regensburg, Germany, Mar. 2000, p. 523.
- [36] K. M. Dzurko, R. J. Lang, D. F. Welch, D. R. Scifres, and A. Hardy, "650 mw cw single-mode operation of angled grating distributed feedback lasers," in *Proc. IEEE LEOS*, vol. 2, San Francisco, CA, Nov. 1995, pp. 400–401.
- [37] S. deMars, T. Oleskevich, A. Schoenfelder, and R. Lang, in *Proc. of the Conference on Lasers and Electro-Optics OSA*, vol. Technical Digest Series, 1997, pp. 1–2.
- [38] S. D. DeMars, A. Schönfelder, V. Wong, and R. J. Lang, "Optical properties of angled-grating distributed feedback lasers," in *Digest of the IEEE Internat. Semiconductor Laser Conference*, Nara, Japan, Oct. 1998, pp. 57–58.
- [39] V. Wong, A. Schoenfelder, S. O'Brien, S. DeMars, and R. Lang, "High-brightness α DFB arrays at 915nm and $1.06\mu\text{m}$," in *Proc. of the Conference on Lasers and Electro-Optics OSA*, vol. Technical Digest Series, 1999, pp. 46–47.
- [40] A. Schoenfelder, S. deMars, S. O'Brien, and R. Lang, "20W, high-brightness angled-grating DFB laser array," in *Proc. of the Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest Series*, vol. 9, Washington, DC, 1997, p. 1.
- [41] I. Vurgaftman, W. W. Bewley, R. E. Bartolo, C. L. Felix, M. J. Jurkovic, J. R. Meyer, M. J. Yang, H. Lee, and R. U. Martinelli, "Far field characterisations of mid-IR angled grating distributed feedback lasers," *Journal of Applied Physics*, vol. 88, pp. 6997–7005, Dec. 2000.
- [42] W. W. Bewley, I. Vurgaftman, R. E. Bartolo, M. J. Jurkovic, C. L. F. J. R. Meyer, H. Lee, R. U. Martinelli, G. W. Turner, and M. Manfra, "Limitations to beam quality of mid-IR angled grating distributed feedback lasers," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 7, pp. 96–101, Mar. 2001.
- [43] J. R. Marciante, D. J. Bossertand, and M. W. Wright, "Self shut-off in high-power angled-grating semiconductor lasers," in *The Solid State and Diode Laser Technology Review (SSDL-TR)*, vol. MIR Semiconductors-3, Albuquerque, NM, USA, June 2000.
- [44] R. J. Lang, K. M. Dzurko, A. A. Hardy, S. DeMars, A. Schönfelder, and D. F. Welch, "Theory of grating-confined broad-area lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 2196–2210, Oct. 1998.
- [45] A. M. Sarangan, M. W. Wright, J. R. Marciante, and D. J. Bossert, "Spectral properties of angled-grating high power semiconductor laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, pp. 1220–1230, Aug. 1999.
- [46] S. D. DeMars, R. J. Lang, and A. Schönfelder, "Angled distributed reflector optical device with enhanced light confinement," U.S. Patent 6,122,299, Sept. 19, 2000.

- [47] R. Güther, "Beam propagation in an active planar waveguide with an angled Bragg grating (α -laser)," *Journal of Modern Optics*, vol. 45, pp. 1537–1546, July 1998.
- [48] A. G. Fox and T. Li, "Resonant modes in a maser interferometer," *Bell Syst. Techn. Journal*, vol. 40, pp. 453–458, 1961.
- [49] R. Güther, "Wavelength - angle selectivity of an angled grating in a Fabry-Perot resonator (α -laser)," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 1, pp. 417–423, 1999.
- [50] Y. Boucher, A. Uskov, and T. Fessant, "Angular effects in tilted-grating structures," in *Proc. SIOE'98*, vol. paper 44, Cardiff, Wales, 1998.
- [51] R. Güther, "Properties of planar Fabry-Perot resonators with inclusion of bragg gratings," in *Proc. SPIE'99, Design and Engineering of Optical Systems II*, vol. 3737, 1999, pp. 448–455.
- [52] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol, and H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*, 1st ed. Frankfurt, Germany: Verlag Harri Deutsch, 1993.
- [53] K. Paschke, R. Güther, J. Fricke, J. Sebastian, G. Erbert, and G. Tränkle, "2W high brightness semiconductor lasers with bragg-grating filtering," in *Proc. of SPIE: Photonics, Devices and Systems II*, vol. 5036, Prague, Czech Republic, May 2002, p. 37.
- [54] K. Paschke, R. Güther, J. Fricke, J. Sebastian, H. Wenzel, G. Erbert, G. Tränkle, A. P. Bogatov, A. E. Drakin, and A. A. Strattonnikov, "Design, fabrication and characterisation of high power angled grating distributed feedback lasers," in *Digest of the 18th IEEE Internat. Semiconductor Laser Conference*, Garmisch-Partenkirchen, Germany, Oct. 2002, pp. 25–26.
- [55] K. Paschke, A. Bogatov, A. Drakin, R. Güther, A. Strattonnikov, H. Wenzel, G. Erbert, and G. Tränkle, "Modeling and measurements of the radiative characteristics of high-power α -DFB lasers," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 9, no. 3, pp. 835–843, May/June 2003.
- [56] K. Paschke, A. Bogatov, F. Bugge, A. Drakin, J. Fricke, R. Güther, A. Strattonnikov, H. Wenzel, G. Erbert, and G. Tränkle, "Properties of ion-implantation of high-power angled-grating distributed-feedback lasers," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 9, no. 5, pp. 1172–1178, September/October 2003.
- [57] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings," *Bell Syst. Tech. Journal*, vol. 48, pp. 2909–2947, 1969.
- [58] A. N. Tychonoff and A. A. Samarski, *Differentialgleichungen der mathematischen Physik*, 2nd ed. Berlin, Germany: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1959.
- [59] G. H. B. Thompson, *Physics of Semiconductor Laser Devices*. New York, USA: John Wiley & Sons, 1988.
- [60] L. Hofmann, "Untersuchung und Anwendung des epitaktischen Wachstums von (AlGa)As und (GaIn)P auf strukturierten Substanzen," Ph.D. dissertation, Ferdinand-Braun-Institut fuer Hochfrequenztechnik, Berlin, July 2000.
- [61] J. Fricke, M. Matalla, K. Paschke, R. Güther, A. Knauer, F. Bugge, and H. Wenzel, "Fabrication and testing of Bragg gratings for 1060 nm α -DFB lasers," in *Proc. SPIE International Symposium Photonics Fabrication Europe 2002*, vol. 4947B-26, Brugge, Belgium, Oct. 2002.
- [62] H. Wenzel and H.-J. Wünsche, "Quasi-2dimensional semiconductor laser simulation program (qip)," Simulation Program, 1996.
- [63] D. Garbuso, J. Ables, N. Morris, P. Gardner, A. Triano, M. Harvey, D. Gilbert, and J. Conelly, "High power separate confinement heterostructure AlGaAs/GaAs laser diodes with broadened waveguide," in *Proc. SPIE 1996*, vol. 2682, 2002, p. 20.

- [64] P. M. Ilroy, *J. of Quantum Electronics*, vol. 21, p. 1958, 1985.
- [65] G. Erbert, A. Bärwolff, J. Sebastian, and J. Tomm, *High-Power broad-area diode lasers*, ser. High-Power Diode lasers, R. Diehl, Ed. Berlin Heidelberg, Germany: Springer-Verlag, 2000, vol. 78.
- [66] “Optics and optical instruments - lasers and laser-related equipment - test methods for laser beam parameters: Beam widths, divergence angle and beam propagation factor,” ISO/TC 172/SC9, ISO - draft international standard, 1996.
- [67] R. Hülsewede, J. Sebastian, H. Wenzel, G. Beister, A. Knauer, and G. Erbert, “Beam quality of high-power 800 nm broad-area laser diodes with 1 μm - and 2 μm large optical cavity structures,” *Optics Communications*, vol. 192, pp. 69–75, 2001.
- [68] C. Gao, *Characterisation and transformation of astigmatic laser beams*. Berlin, Germany: Wissenschaft und Technik Verlag, 1999.
- [69] J. Arnand and H. Kogelnik, “Gaussian light beams with general astigmatism,” *Appl. Optics*, vol. 8, pp. 1687–1693, 1969.
- [70] P. Belanger, Y. Champagne, and C. Pare, “Beam propagation factor of diffracted laser beams,” *Optics Communications*, vol. 105, pp. 233–242, 1994.
- [71] G. Mana, E. Massa, and A. Rovera, “Accuracy of laser beam center and width calculations,” *Appl. Optics*, vol. 40, pp. 1378–1385, 2001.
- [72] A. Siegman, “How to (maybe) measure laser beam quality,” in *OSA TOPS*, vol. 17, 1998, pp. 184–199.
- [73] D. Wright, P. Greve, J. Fleischer, and L. Austin, “Laser beam width, divergence and beam propagation factor - an international standardization approach,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 24, pp. 993–1000, 1992.
- [74] R. Güther, K. Paschke, R. Hülsewede, and B. Sumpf, “Strahlqualität von Hochleistungshalbleiterlasern,” in *Digest of the Annual Meeting of the DGaO*, Insburg, Germany, May 2002, p. 88.
- [75] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics*. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 1999.
- [76] W. T. Tsang, “The effects of lateral current spreading, carrier outdiffusion, and optical mode losses on the threshold current density of GaAs-Al_xGa_{1-x}As stripe-geometry DH lasers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 49, no. 3, pp. 1031–1042, 1978.
- [77] M. F. C. Schemann, “Kink power in weakly index guided semiconductor lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, pp. 920–922, 1995.
- [78] W. D. Herzog, B. B. Goldberg, and M. S. Ünlü, “Beam steering in narrow-stripe high power 980 nm laser diodes,” *Photonics technology lett.*, vol. 12, no. 12, pp. 1604–1606, 2000.
- [79] J. Guthrie, G. L. Tan, M. Ohkubo, T. Fukushima, Y. Ikegami, T. Ijichi, M. Irikawa, R. S. Mand, and J. M. Xu, “Beam instability in 980-nm power lasers: Experiment and analysis,” *Photonics technology lett.*, vol. 6, no. 12, pp. 1409–1411, 1994.
- [80] G. L. Tan, R. S. Mand, and J. M. Xu, “Self-consistent modeling of beam instabilities in 980 nm fiber pump lasers,” *Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 8, pp. 2196–2209, 1997.
- [81] A. Bogatov, “Report: Power and beam quality of α -DFB lasers,” private communication, 2003.
- [82] S. K. Case, “Coupled-wave theory for multiply exposed thick holographic gratings,” *Journal Opt. Soc. America*, vol. 65, pp. 724–729, 1976.

- [83] D. Krebs, R. Herrick, K. No, W. Harting, F. Struempf, D. Driemeyer, and J. Levy, "22 W coherent GaAlAs amplifier array with 400 emitters," *Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 292–295, 1991.
- [84] R. Güther, "Single and multiple bragg-gratings for mode filtering in broad-area semiconductor lasers, in," *Diffraction Optics European Optical Society topical meetings digest series*, vol. 22, p. 248, 1999.
- [85] R. Güther, G. Erbert, J. Sebastian, and H. Wenzel, "Opto-elektronisches Halbleiter-Bauelement," German Patent OS DE 19 809 167 A1, 1998.
- [86] R. Güther, G. Erbert, H. Wenzel, and J. Sebastian, "Opto-elektronisches Halbleiter-Bauelement," German Patent OS DE 19 827 824 A1, 1998.
- [87] R. Güther, K. Paschke, J. Fricke, and G. Erbert, "Planare Kreuzgitterelemente für kohärente Laserkopplung," German Patent submitted, Feb., 2003.