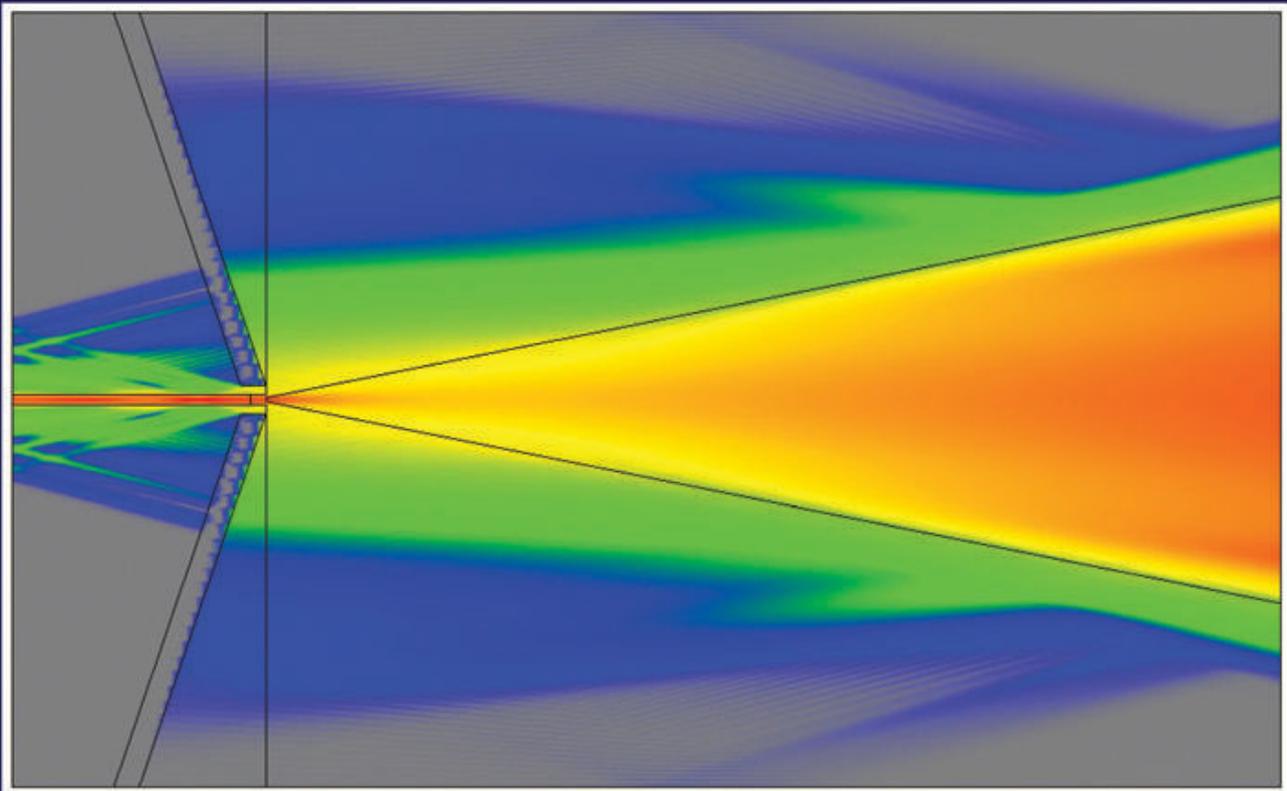


Senta Kallenbach

---

**InP-basierte Diodenlaser hoher Brillanz  
bei 14xx nm**

---



Cuvillier Verlag Göttingen

# InP-basierte Diodenlaser hoher Brillanz bei 14xx nm

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für  
Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Universität Fridericiana Karlsruhe  
genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys.  
**Senta Kallenbach**

aus Dortmund

Tag der mündlichen Prüfung:	5. Dezember 2005
Hauptreferent:	Prof. Dr. G. Weimann
Korreferent:	Prof. Dr. J. Leuthold
Freiburg:	4. November 2005

### **Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek**

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2006  
Zugl.: Karlsruhe, Univ., Diss., 2005  
ISBN 3-86537-883-8

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2006  
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen  
Telefon: 0551-54724-0  
Telefax: 0551-54724-21  
[www.cuvillier.de](http://www.cuvillier.de)

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2006  
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-883-8

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Phänomenologisches Modell eines Halbleiterlasers</b>	<b>5</b>
2.1	Erzeugung und Rekombination von Ladungsträgern . . . . .	5
2.2	Elektrooptische Kenndaten . . . . .	7
2.3	Temperaturverhalten der Laser . . . . .	8
2.4	Bestimmung der internen Parameter . . . . .	9
2.5	Spektrale Eigenschaften . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Grundlagen des Trapezlasers</b>	<b>11</b>
3.1	Strahlqualität und Brillanz . . . . .	11
3.2	Brechungsindex . . . . .	12
3.3	Aufbau des Trapezlasers . . . . .	13
3.3.1	Funktionsprinzip . . . . .	13
3.3.2	Der Rippenwellenleiter . . . . .	15
3.3.3	Dimensionierung . . . . .	18
3.4	Elektrooptische Eigenschaften . . . . .	19
3.4.1	Verlustmechanismen . . . . .	19
3.4.2	Externe Parameter . . . . .	20
3.5	Räumliche Strahleigenschaften . . . . .	21
3.5.1	Astigmatismus . . . . .	21
3.5.2	Korrigiertes Fernfeld . . . . .	22
3.5.3	Filamentbildung . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Entwurf der Vertikalstruktur</b>	<b>27</b>
4.1	Grundlagen zu Halbleiter-Heterostrukturen . . . . .	27

4.1.1	Relative Bandanordnung . . . . .	27
4.1.2	Zustandsdichte und Gewinn . . . . .	28
4.1.3	Verspannte Schichten . . . . .	29
4.1.4	Auswirkungen elastischer Verspannung . . . . .	30
4.2	Wahl des Materialsystems . . . . .	32
4.3	Aktive Zone . . . . .	34
4.3.1	Dicke der Quantenfilme . . . . .	34
4.3.2	Verspannung . . . . .	35
4.3.3	Barrierendicke . . . . .	36
4.3.4	Spacerschichten . . . . .	37
4.3.5	Anzahl der Quantenfilme . . . . .	40
4.4	Wellenleiter und Mantelschichten . . . . .	43
4.4.1	Auslegung des Wellenleiters . . . . .	43
4.4.2	Mantelschichten und Dotierprofil . . . . .	48
4.5	Materialgewinn . . . . .	51
<b>5</b>	<b>Probenherstellung</b>	<b>55</b>
5.1	Wachstum . . . . .	55
5.1.1	Herstellung phosphidischer Schichten . . . . .	55
5.1.2	Phosphidische Molekularstrahlepitaxie . . . . .	56
5.2	Charakterisierung . . . . .	58
5.2.1	Photolumineszenz . . . . .	58
5.2.2	Röntgendiffraktometrie . . . . .	59
5.2.3	Sekundärionen-Massenspektrometrie . . . . .	60
5.3	Technologische Herstellung der Laser . . . . .	61
5.3.1	Schnellprozesse . . . . .	61
5.3.2	Breitstreifenlaser . . . . .	62
5.3.3	Trapezlasers und -verstärker . . . . .	63
5.4	Beschichtung . . . . .	67
5.5	Montage . . . . .	68
<b>6</b>	<b>Experimentelle Resultate an Trapezlasern</b>	<b>71</b>
6.1	Realisierte Strukturen . . . . .	71

6.1.1	Vertikalstrukturen . . . . .	71
6.1.2	Bauelementparameter . . . . .	73
6.2	Variation der aktiven Zone . . . . .	74
6.2.1	Einfluss der Spacerschichten . . . . .	75
6.2.2	Variation der Quantenfilmzahl . . . . .	78
6.3	Wellenleitervariation . . . . .	83
6.4	Spektrale Eigenschaften . . . . .	86
6.4.1	Trapezlaserspektren . . . . .	87
6.4.2	Gewinn und $\alpha_H$ -Faktor von Rippenwellenleiter-Lasern . . . . .	92
6.5	Variation der Trapezlasergeometrie . . . . .	95
6.5.1	Rippenlänge . . . . .	95
6.5.2	Ätztiefe des Rippenwellenleiters . . . . .	97
6.6	Einfluss der Beschichtung . . . . .	101
6.7	Verstärker im externen Resonator . . . . .	104
6.8	Zuverlässigkeit . . . . .	107
6.9	Diskussion und Ausblick . . . . .	109
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Perspektive</b>	<b>113</b>
<b>A</b>	<b>Modellierung</b>	<b>117</b>
A.1	Passive Modellierung der Vertikalmoden . . . . .	117
A.2	Simulation der $(x, z)$ -Modenverteilung . . . . .	118
<b>B</b>	<b>Messmethoden</b>	<b>121</b>
B.1	Fernfeld . . . . .	121
B.2	Nahfeld . . . . .	122
B.3	Strahlqualität . . . . .	123
B.4	Astigmatismus . . . . .	125
<b>C</b>	<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>127</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>131</b>
	<b>Publikationen</b>	<b>141</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Die stetig wachsende Vielfalt an Kommunikationsmöglichkeiten, insbesondere der rasant zunehmende Einfluss des Internets, führt seit einigen Jahren zu einem ständig steigenden Bedarf an Übertragungsbandbreite. Faseroptische Nachrichtensysteme verwenden dazu parallel eine immer größere Anzahl an Übertragungssignalen bei unterschiedlichen Wellenlängen (Wellenlängenmultiplex), die in regelmäßigen Abständen verstärkt werden. Zur Vergrößerung des nutzbaren Wellenlängenbereichs werden in jüngster Zeit *Ramanverstärker* eingesetzt [1]. Hierbei wird kurzwelliges Pumplicht hoher optischer Intensität in die Übertragungsfaser eingekoppelt. Durch stimulierte Ramanstreuung [2] findet ein Energietransfer zum Übertragungssignal statt, der bei einem Frequenzunterschied von rund 13 THz optimal ist. Bei den am häufigsten verwendeten Signalwellenlängen um 1550 nm bewegen sich relevante Pumpwellenlängen zwischen 1.4 und 1.5  $\mu\text{m}$ . Die Entwicklung solcher *14xx-Laser*, die auch die zukünftig an sie gestellten Anforderungen erfüllen, ist Gegenstand dieser Arbeit.

Die Einkopplung des Pumplichts in die Einmodenfaser setzt eine gute Fokussierbarkeit, d.h. ein annähernd ideal gaußsches Strahlverhalten voraus. Diese Eigenschaft lässt sich z.B. mit Rippenwellenleiter-Lasern (engl. *Ridge Waveguide Laser*) und Buried-Heterostructure-Lasern realisieren, die für optische Leistungen bis ca. 500 mW gut geeignet sind [3]. Zunehmende Anforderungen an die Leistungsfähigkeit der Verstärker machen jedoch Pump Laser mit immer höherer Ausgangsleistung notwendig. Mit den genannten Lasertypen konnten zwar bereits Leistungen von rund 1 W demonstriert werden [4–6], allerdings erfordern solche Bauelemente ein aufwendiges epitaktisches Design, häufig einen zweiten Wachstumsschritt, und sie bewegen sich an der Grenze der technologischen Realisierbarkeit.

Diese Beschränkungen lassen sich aufheben durch das hier gewählte Konzept des *gewinngeführten Rippen-Trapezlasers*. Er stellt eine Kombination aus Rippenwellenleiter-Laser und Breitstreifenlaser dar und kann damit die Vorteile beider Lasertypen, nämlich die räumliche Einmodigkeit und die hohe optische Ausgangsleistung, kombinieren. Damit handelt es sich um ein einfaches und zugleich höchst erfolgreiches Konzept. Es benötigt nur einen einzigen Epitaxieschritt und keine sonderlich aufwendige Montage, ermöglicht aber dennoch eine Skalierung zu hohen optischen Ausgangsleistungen.

Die Ursprünge des Trapezlasers liegen beim sog. MOPA-System (*MOPA – Master Oscillator Power Amplifier*), das aus einem räumlich einmodigen Oszillator und einem Nachverstärker besteht. Durch monolithische Integration beider Elemente erhält man den Trapezlaser, der erstmals 1992 bei einem GaAs-basierten Laser bei 980 nm Wellenlänge demonstriert wurde [7, 8].

Die Herstellung der inzwischen etablierten GaAs-basierten Trapezlaser wird durch die Molekularstrahlepitaxie (*MBE – Molecular Beam Epitaxy*) dominiert. Aufgrund ihrer niedrigen Wachstumstemperatur erlaubt sie eine sehr genaue Kontrolle der Epitaxie, was entscheidend ist für das Wachstum einzelner Monolagen, Herstellung von sehr exakten Grenzflächen, Einbau hoher Dotierstoffkonzentrationen sowie die Epitaxie von Quantenpunktstrukturen [9]. So konnten erst kürzlich, basierend auf MBE-gewachsenen Vertikalstrukturen, Rekordwerte in Leistung und Brillanz (optischer Leistungsdichte) bei 980 nm-Trapezlasern demonstriert werden [10].

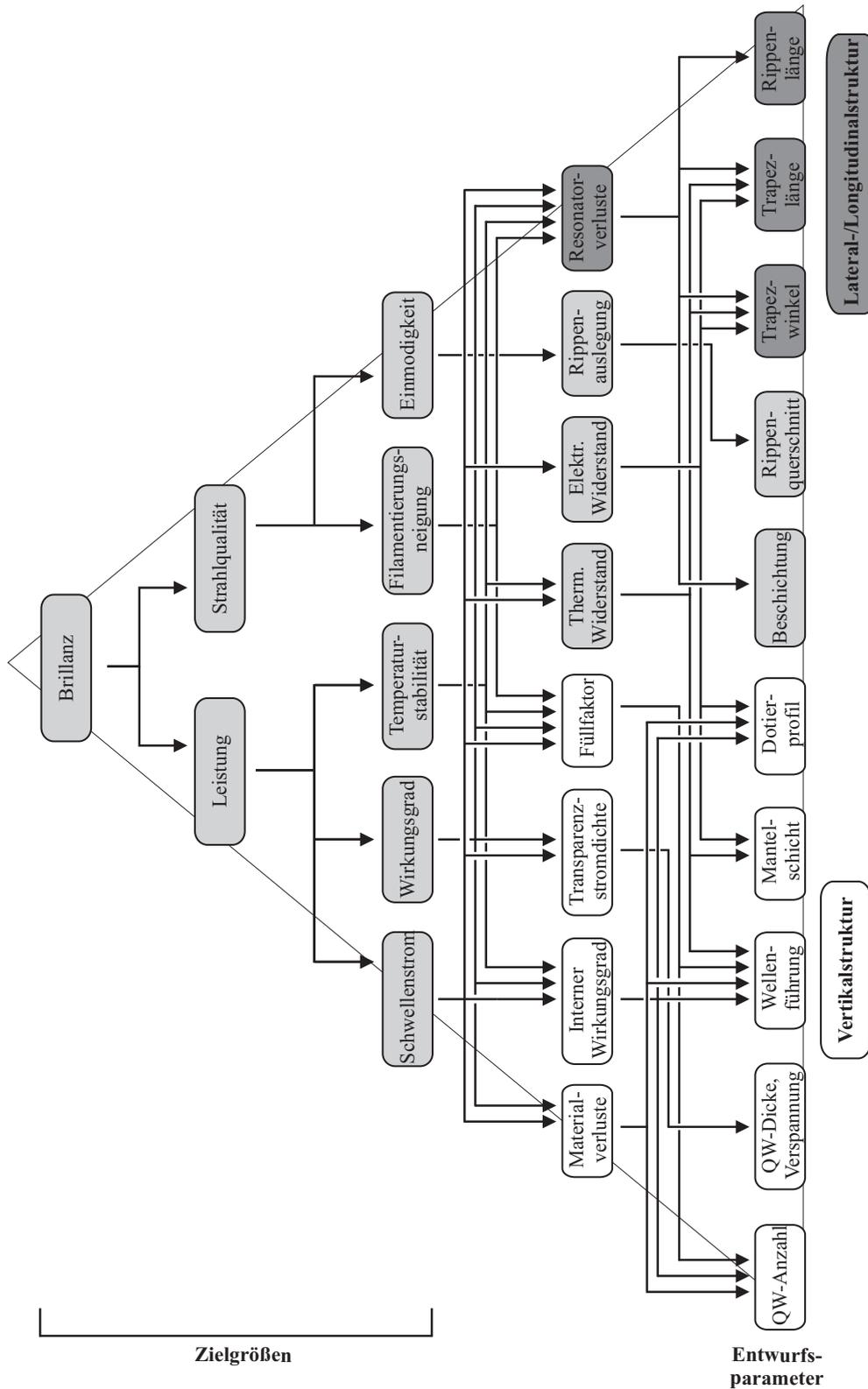
Für die Herstellung von 14xx-Lasern stellt InGaAsP/InP das etablierteste und zuverlässigste Materialsystem dar. Das Wachstum solcher Laser wurde bisher fast ausschließlich mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie (*MOVPE – Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*) durchgeführt [5, 11–15], in einem Fall auch durch eine Kombination aus Gasquellen-MBE und MOVPE [16]. Die Handhabung elementaren Phosphors galt jedoch lange Zeit als zu kritisch für ein zuverlässiges Schichtwachstum. Erst mit dem Aufkommen moderner Feststoffquellen-MBEs (*SSMBE – Solid Source MBE*) gewinnt die Molekularstrahlepitaxie bei InP-basierten Strukturen langsam an Einfluss [17–19]. Die vorliegende Arbeit liefert einen Beitrag dazu, die Erfolge des MBE-Wachstums bei GaAs-basierten Lasern auf das Materialsystem InGaAsP zu übertragen. Erstmals kann hier die erfolgreiche Realisierung eines 14xx nm-Pumplasers mittels Feststoffquellen-MBE demonstriert werden.

## Vorgehensweise und Aufbau

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines 14xx-Trapezlasers mit optimierter Brillanz. Dabei ist diese Arbeit im Kontext verschiedener Veröffentlichungen zu sehen: Mehrere am Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik entstandene Dissertationen beschäftigen sich mit dem Thema des GaAs-basierten MOPA [20, 21] bzw. Trapezlasers [20, 22]. Daneben existieren verschiedene Veröffentlichungen zu InGaAsP-Trapezlasern [23–26], die mittels MOVPE bzw. Gasquellen-MBE realisiert wurden.

Die vorliegende Arbeit baut in mehreren Aspekten auf [20–22] auf. Die dort untersuchten Bauelemente basieren auf einer Mesa-Trapez-Struktur mit tief geätztem Rippenbereich. Dagegen wird hier eine Rippen-Trapez-Struktur (Kapitel 3) gewählt, die eine flexiblere Gestaltung der Strahlpropagation ermöglicht. Im Unterschied zu früheren Arbeiten liegt hier ein Schwerpunkt auf der Entwicklung eines Modells zur Strahlausbreitung, das simulationsgestützt und experimentell untersucht wird und die genaue gegenseitige Anpassung von Rippen- und Trapezbereich zum Ziel hat.

Auch mit der Wahl des Materialsystems setzt sich diese Arbeit von früheren ab, in denen mit GaAs-basierten Strukturen kürzerwellige Laser realisiert wurden. Daher mussten hier zunächst die Epitaxieparameter des Materialsystems InGaAsP/InP erarbeitet werden, wo-



**Abbildung 1.1:** Übersichtsdiagramm für den Entwurf hochbrillanter Diodenlaser. Dargestellt sind die wichtigsten in dieser Arbeit berücksichtigten Entwurfsparameter und die dominierenden Zusammenhänge mit den Zielgrößen.

bei Literaturwerte in [27,28] zur Orientierung dienen. Die Entwicklung der Vertikalstruktur stellt folglich einen wesentlichen Bestandteil dieser Arbeit dar (Kapitel 4). Ein wichtiges Instrument zur Optimierung der Epitaxiestruktur bildet dabei die Schnellprozess-Analyse. Sie ermöglicht eine rasche Bestimmung der wichtigsten physikalischen Parameter und erlaubt vor der aufwendigen Prozessierung des Bauelements eine schnelle Rückkopplung in den Optimierungszyklen aus Simulation, Epitaxie und Charakterisierung.

Bisher existieren keine Veröffentlichungen anderer Gruppen zu SSMBE-gewachsenen 14xx nm-Lasern. Es finden sich jedoch verschiedene Arbeiten zu MOVPE-gewachsenen Trapezlasern in diesem Wellenlängenbereich, deren optische Ausgangsleistungen bis zu 1.8 W betragen [14, 23–26]. In dieser Arbeit sind Vertikalstruktur und Auslegung des Resonators am ehesten vergleichbar mit [24], wobei dort beugungsbegrenzt rund 1 W optischer Leistung erzielt wurde. Entsprechend wurde dieser Wert als Entwicklungsziel der vorliegenden Arbeit definiert.

Abbildung 1.1 zeigt den Zusammenhang zwischen den Zielgrößen der Optimierung und den wichtigsten Entwurfparametern, die in dieser Arbeit berücksichtigt werden. Weiß unterlegt sind Parameter, die nur der Vertikalstruktur zuzurechnen sind, dunkel unterlegte Parameter werden ausschließlich durch die Lateral- und Longitudinalstruktur bestimmt. Sämtliche Zielgrößen werden durch beides zugleich beeinflusst (grau unterlegt), zudem wirkt sich ein Teil der Optimierungsschritte gegenläufig aus. Eine vollständige Bauelementoptimierung würde in einem entsprechend vieldimensionalen Parameterraum stattfinden und über die vorhandenen experimentellen Möglichkeiten weit hinausgehen. Erfahrungen mit GaAs-Trapezlasern zeigen jedoch, dass sich mit einer schwerpunktmäßigen Betrachtung einzelner Aspekte bereits eine weitgehende Optimierung des Bauelements erreichen lässt. Dazu wird im ersten Schritt eine Vertikalstruktur entwickelt, die allgemein gute elektrooptische Eigenschaften aufweist und zugleich an die speziellen Anforderungen des Trapezlasers angepasst ist.

Bei der Dimensionierung des Resonators stehen zwei Aspekte im Vordergrund: Die Untersuchungen an Trapezlasern (Kapitel 6) zeigen, dass die lateralen Strahleigenschaften einerseits stark von der Ladungsträgerverteilung beeinflusst werden, andererseits von der oben erwähnten Anpassung zwischen Rippen- und Trapezbereich. Die Fokussierung auf diese Kernaspekte ermöglicht, wie in Kapitel 6 erläutert wird, das Erreichen des oben gesetzten Entwicklungsziels.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Kapitel 2 und 3 gehen auf die theoretischen Grundlagen des Halbleiterlasers allgemein und auf die Eigenheiten des Trapezlasers ein. Kapitel 4 erläutert den Entwurf der Vertikalstruktur, gestützt auf theoretische Vorüberlegungen, Simulationen und Schnellprozess-Analysen. Die praktische Realisierung der Bauelemente wird im nachfolgenden Kapitel beschrieben. Die Analyse und schrittweise Optimierung der Trapezlaser schließlich wird in Kapitel 6 vorgestellt. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

Es lässt sich zusammenfassen, dass im Rahmen dieser Arbeit erstmals die Realisierung eines 14xx-Pumplaser mittels Feststoffquellen-MBE dargestellt wird. Basierend auf dem Konzept des Rippen-Trapezlasers erzielen die untersuchten Bauelemente eine optische Ausgangsleistung von 1 W bei quasi beugungsbegrenztem Strahlverhalten.

# Kapitel 2

## Phänomenologisches Modell eines Halbleiterlasers

Mit diesem Kapitel sollen zwei Absichten verfolgt werden: Zum einen führt es phänomenologisch auf die wichtigsten bei Halbleiterlasern verwendeten Messgrößen hin, die ihre elektrooptischen, thermischen und spektralen Eigenschaften beschreiben. Zum anderen schafft es eine begriffliche Grundlage, um darauf aufbauend in Kapitel 3 verschiedene Parameter für den Sonderfall des Trapezlasers zu erweitern.

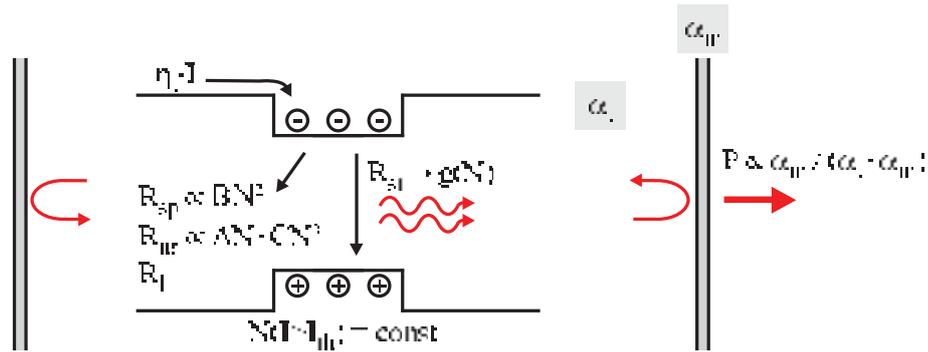
### 2.1 Erzeugung und Rekombination von Ladungsträgern

Optischer Gewinn entsteht in der aktiven Zone eines Halbleiterlasers durch Rekombination von Elektronen und Löchern bei Energieabgabe in Form von stimulierter Emission. Die dazu benötigten Ladungsträger werden über die elektrischen Kontakte des Bauelements injiziert. Nur ein gewisser Teil, beschrieben durch die interne Quanteneffizienz  $\eta_i$ , rekombiniert tatsächlich im aktiven Bereich; die restlichen Ladungsträger gehen in den dazwischen liegenden Halbleiterschichten durch Grenzflächenrekombination und parasitäre Strompfade verloren.

Der Abbau der Ladungsträger in der aktiven Zone erfolgt strahlend und nichtstrahlend auf verschiedenen Rekombinationspfaden. Die wichtigsten Mechanismen sind hierbei unterhalb der Laserschwelle die spontane Emission sowie die Auger-, Grenzflächen-, Oberflächen- und defektassistierte Rekombination, die alle nichtstrahlend erfolgen [29]. Auch Leckströme über die Barrieren werden zu diesen Verlustmechanismen hinzugezählt [30]. Die Abhängigkeit der Rekombinationsrate  $R$  von der Ladungsträgerdichte  $N$  im aktiven Bereich lässt sich unterhalb der Laserschwelle gut durch einen polynomialen Zusammenhang beschreiben,

$$R = AN + BN^2 + CN^3 + R_l. \quad (2.1)$$

Dabei skaliert die spontane Emission mit  $N^2$  und wird durch den Rekombinationskoeffizienten  $B$  beschrieben. Der kubische Anteil wird durch Auger-Rekombination



**Abbildung 2.1:** Modell eines Halbleiterlasers mit vereinfachter Darstellung der wesentlichen Verlustmechanismen.  $R_{st}$  beschreibt die Rate der stimulierten Emission,  $R_{sp}$ ,  $R_{nr}$  und  $R_l$  bezeichnen die spontane und nichtstrahlende Rekombinationsrate sowie die Leckrate.

verursacht. Die restlichen nichtstrahlenden Verlustmechanismen lassen sich bis auf die Leckrate  $R_l$ , die separat betrachtet wird, durch einen linearen Term zusammenfassen.

In modernen InGaAsP-Lasern ist die Schichtqualität so hoch, dass die Grenzflächen- und defektassistierte Rekombination praktisch keinen Einfluss haben [29]. Leckströme können bei Raumtemperatur noch vernachlässigt werden [31]. Damit genügt es, die Koeffizienten  $B$  und  $C$  zu berücksichtigen. Typische Werte liegen bei  $B = 1 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$  für die spontane Rekombination [32]. Der Auger-Koeffizient nimmt mit der Wellenlänge zu und bewegt sich bei InGaAsP im Bereich von ca.  $2\text{--}8 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$  bei  $1.3\text{--}1.55 \mu\text{m}$  [32, 33].

Wird der Laser elektrisch gepumpt, dann steigt die Ladungsträgerdichte an, bis die Laserschwelle erreicht ist. Bei höheren Strömen trägt jedes weitere Elektron-Loch-Paar in der aktiven Zone zur stimulierten Emission bei.  $N$  bleibt also konstant beim Schwellenwert  $N_{th}$ . Die Laserschwelle wird erreicht, wenn die Verstärkung der optischen Mode durch stimulierte Emission gerade die Gesamtverluste kompensiert. Diese setzen sich zusammen aus den internen Verlusten  $\alpha_i$  im Halbleitermaterial und den Resonatorverlusten  $\alpha_m$ , die durch Auskopplung von optischer Leistung aus den Spiegeln entstehen. Man erhält als Schwellenbedingung

$$\begin{aligned} \Gamma g_{mat} &= \alpha_i + \alpha_m \\ &= \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right), \end{aligned} \quad (2.2)$$

wobei  $L$  die Resonatorlänge und  $R_1$  und  $R_2$  die Reflektivitäten der Spiegel kennzeichnen. Verstärkung findet dabei nur in Bereichen statt, in denen die optische Mode mit der aktiven Zone überlappt. Entsprechend ist in Gleichung 2.2 der *modale* Gewinn  $\Gamma g_{mat}$  aufgeführt. Dieser ergibt sich aus dem Materialgewinn  $g_{mat}$  der aktiven Zone durch Multiplikation mit dem Füllfaktor, d.h. dem Überlapp in vertikaler ( $y$ -)Richtung

$$\Gamma = \frac{\int_{-d_z/2}^{d_z/2} |E(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(y)|^2 dy} \quad (2.3)$$

zwischen der optischen Mode und der aktiven Zone mit Dicke  $d_z$ . Die Abhängigkeit des Materialgewinns von der Stromdichte lässt sich durch eine logarithmische Beziehung der Form

$$g_{mat} = g_0 \ln \left( \frac{\eta_i J}{J_{tr}} \right) \quad (2.4)$$

mit dem Gewinnparameter  $g_0$  beschreiben, wenn man sich auf Bereiche positiven Gewinns beschränkt [29] und von einer dünnen aktiven Zone ausgeht (vgl. hierzu Kapitel 4.1.2).  $J_{tr}$  bezeichnet dabei die Stromdichte, bei der das Material für eine durchlaufende Welle transparent wird. Der Faktor  $\eta_i$  berücksichtigt, dass nur der Bruchteil  $\eta_i$  der Stromdichte  $J$  die aktive Zone erreicht und dort zum Gewinn beiträgt. Abbildung 2.1 fasst die aufgeführten Zusammenhänge anschaulich zusammen.

## 2.2 Elektrooptische Kenndaten

Ein Teil der im Resonator gespeicherten Photonenenergie tritt durch die Spiegel aus und wird damit nutzbar. Die ausgekoppelte optische Leistung hängt oberhalb des Schwellenstroms  $I_{th}$  davon ab, welcher Teil des Stroms zur stimulierten Emission beiträgt ( $\propto \eta_i$ ), sowie von der Quantenenergie und dem Verhältnis zwischen internen und Resonatorverlusten. Vernachlässigt man den Beitrag der spontanen Emission zur optischen Ausgangsleistung, erhält man

$$P = \eta_d \frac{hc}{\lambda q} (I - I_{th}) \quad (I > I_{th}) \quad (2.5)$$

Dabei wird

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (2.6)$$

als differenzielle Quanteneffizienz bezeichnet. Der Schwellenstrom lässt sich unter Verwendung von Gleichung 2.1 als Funktion der verschiedenen Verlust- und Gewinnparameter schreiben, wenn man eine ebenfalls logarithmische Beziehung  $g_{mat}(N) = g_{0,N} \ln(N/N_{tr})$  zwischen Materialgewinn und Ladungsträgerdichte annimmt [29]:

$$I_{th} = \frac{qVBN_{tr}^2}{\eta_i} e^{2(\alpha_i + \alpha_m)/\Gamma g_{0,N}} + \frac{qVCN_{tr}^3}{\eta_i} e^{3(\alpha_i + \alpha_m)/\Gamma g_{0,N}}. \quad (2.7)$$

Der erste Term beschreibt den Anteil der spontanen Rekombination an der Laserschwelle, der zweite den der Auger-Rekombination.  $V$  steht für das Volumen der aktiven Zone. Die Transparenzladungsträgerdichte  $N_{tr}$  wird erreicht bei der Stromdichte  $J_{tr}$  in der aktiven Zone (Gleichung 2.4).

Neben der optischen Leistung ist auch die dafür benötigte elektrische Leistung von Interesse, da sich daraus der elektrooptische Konversionswirkungsgrad

$$\eta = \frac{P}{P_{el}} \quad (2.8)$$

des Bauelements ergibt. Dabei hängt die elektrische Leistung  $P_{el} = U \cdot I$  vom Spannungsabfall am Bauelement,

$$U = U_d + U_p + R_s I \quad (2.9)$$

ab.  $U_d$  ist die ideale Diodenspannung, die dem Abstand der Quasiferminiveaus entspricht und oberhalb der Schwelle konstant bleibt.  $U_p$  beschreibt einen stromunabhängigen Spannungsanteil, der z.B. durch Potenzialspitzen an Heteroübergängen entsteht (siehe Kap. 4.4.2). Die Summe von  $U_d$  und  $U_p$  an der Schwelle wird als Einsatzspannung des Lasers bezeichnet. Der letzte Term beschreibt den Spannungsabfall aufgrund des ohmschen Serienwiderstands des Bauelements [29].

Beim Entwurf von Hochleistungslasern steht ein möglichst hoher Leistungswirkungsgrad  $\eta$  im Vordergrund. Nach den vorangestellten Überlegungen sind dafür folgende Optimierungen notwendig, die über die Auslegung der Vertikalstruktur steuerbar sind:

- Eine *hohe Kennliniensteigung* wird erreicht durch hohe Injektionseffizienz  $\eta_i$  und niedrige interne Verluste  $\alpha_i$ .
- Für eine *niedrige Laserschwelle* werden ein hoher modaler Gewinnparameter  $\Gamma \cdot g_{0,N}$ , ein hohes  $\eta_i$ , ein niedriges  $\alpha_i$ , eine geringe Transparenzladungsträgerdichte  $N_{tr}$  und eine geringe Auger-Rekombination  $\propto C$  benötigt.
- Ein *geringer Spannungsabfall* lässt sich erzielen durch niedrige parasitäre Spannungen  $U_p$  und einen niedrigen Serienwiderstand  $R_s$ .

In Kapitel 4 wird diskutiert, wie sich die Vertikalstruktur des Lasers im Hinblick auf diese Punkte optimieren lässt.

Weiterhin kann auch über die Resonatorverluste, d.h. Länge und Verspiegelung des Bauelements, Einfluss auf die Kennliniensteigung und Laserschwelle genommen werden. Hierbei sind konkurrierende Effekte zu beobachten: Höhere Spiegelverluste erhöhen die Kennliniensteigung, zugleich aber auch die Laserschwelle. Zusätzlich muss die Aufheizung durch Verlustleistung berücksichtigt werden. Eine Optimierung des Leistungswirkungsgrads über  $\alpha_m$  bezieht sich daher immer auf einen bestimmten Arbeitspunkt des Bauelements [34].

## 2.3 Temperaturverhalten der Laser

Während der unvollständigen Umwandlung von elektrischer in optische Leistung wird die Differenz  $(1 - \eta)P_{el}$  in Wärme umgesetzt. Bei Betrieb des Lasers im Dauerstrich-Betrieb (*cw - continuous wave*) führt dies zu einer Aufheizung der aktiven Zone um

$$\Delta T = (1 - \eta)P_{el} Z_T, \quad (2.10)$$

wobei  $Z_T$  der thermische Widerstand zwischen der aktiven Zone und dem nächsten Element konstanter Temperatur (z.B. wassergekühlte Halterung) ist. Dabei kann die Betriebstemperatur der aktiven Zone deutlich über der Umgebungstemperatur liegen. Es ist daher wünschenswert, die Auswirkungen auf die externen Parameter des Bauelements abschätzen zu können.

Die Änderung der Lasercharakteristika mit der Temperatur hat bei InGaAsP-basierten Bauelementen drei wesentliche Ursachen. Zum einen nimmt die stimulierte Rekombination mit steigender Temperatur ab. Zum anderen wird der Anteil der nichtstrahlenden Rekombination durch eine steigende Auger-Rate ( $C \propto e^{\gamma_1 T}$ ) und zunehmende Leckströme aus der aktiven Zone im Leitungsband ( $R_l \propto e^{\gamma_2 T}$ ) größer [30]. Dies wirkt sich auf die internen Parameter aus: Aufgrund des ungünstigeren Verhältnisses zwischen strahlender und nichtstrahlender Rekombination steigt die Transparenzladungsträgerdichte, und  $g_{0,N}$  sinkt. Die Ladungsträger in den Barrieren verursachen eine Erhöhung der intrinsischen Verluste durch freie-Ladungsträger-Absorption [35]. Hierdurch wird die interne Quanteneffizienz ebenfalls leicht vermindert [31].

Zusammen bewirken diese Effekte, dass der Schwellenstrom mit der Temperatur steigt und die Kennliniensteigung sinkt. Empirisch lässt sich dies näherungsweise durch einen exponentiellen Zusammenhang der Form

$$I_{th}(T) = I_{th,0} e^{\frac{T}{T_0}} \quad (2.11)$$

und

$$\eta_d(T) = \eta_{d,0} e^{-\frac{T}{T_1}} \quad (2.12)$$

beschreiben [36]. Je größer  $T_0$  und  $T_1$ , desto weniger ändern sich also Schwelle und Steigung mit der Temperatur.

Durch Differenzieren von Gleichung 2.11 und 2.12 und unter Verwendung von Gleichung 2.6 und 2.7 lässt sich die Abhängigkeit von  $T_0$  und  $T_1$  vom Temperaturverhalten der internen Parameter ableiten [37]. Allerdings sind  $T_0$  und  $T_1$  dabei auch von der Temperatur und den Spiegelverlusten des Lasers abhängig. Es existieren zwar Vorschläge, von  $T$  und  $\alpha_m$  unabhängige Parameter zur Beschreibung des Temperaturverhaltens einzuführen [38]; diese finden aber, anders als  $T_0$  und  $T_1$ , kaum Anwendung.

Für die praktische Anwendung bedeutet dies, dass man  $I_{th}(T)$  und  $\eta_d(T)$  jeweils bei Lasern gleicher Resonatorlänge und Spiegelreflektivität misst und  $T_0$  und  $T_1$  auf gleiche Temperaturbereiche bezieht, um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten.

## 2.4 Bestimmung der internen Parameter

Aus der Messung der externen Laserparameter (Kennliniensteigung und Schwellenstrom) können die internen Parameter  $\alpha_i$  und  $\eta_i$  abgeleitet werden, die die Eigenschaften des Halbleitermaterials charakterisieren. Durch Umstellen von Gleichung 2.6 erhält man den Zusammenhang

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} + \frac{\alpha_i}{\eta_i \cdot \ln(1/\sqrt{R_1 R_2})} L. \quad (2.13)$$

Aus einer Messung der Kennliniensteigung von Lasern verschiedener Länge lässt sich ein Zusammenhang  $\eta_d^{-1}(L)$  herstellen. Eine lineare Extrapolation zu  $L = 0$  liefert daraus die interne Quanteneffizienz, und mit  $\eta_i$  ergeben sich die internen Verluste aus der Steigung. Dabei ist es sinnvoll, zur Charakterisierung Breitstreifenlaser heranzuziehen, in denen