

# **Abstimmbare Halbleiterlaser und schmalbandige Laserarrays mit verteilter lateraler Rückkopplung**

Dissertation zur Erlangung des  
naturwissenschaftlichen Doktorgrades  
der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität  
Würzburg



vorgelegt von

**Martin Müller**  
aus Wertheim

Würzburg 2003

Eingereicht am 15. Dezember 2003  
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. A. Forchel  
2. Gutachter: Prof. Dr. J. Geurts  
der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. A. Forchel  
2. Prüfer: Prof. Dr. W. Kinzel  
der mündlichen Prüfung

Tag der mündlichen Prüfung: 20. Januar 2004

Doktorurkunde ausgehändigt am: 20. Februar 2006

# Abstract

This thesis covers the development of two different types of semiconductor lasers with distributed feedback (DFB). The lasers are based on ridge waveguides and possess an additional metal grating that is oriented perpendicular to the ridge waveguide. The evanescent part of the guided light overlaps with the grating. Due to periodic modulation of the effective refractive index a distributed feedback is accomplished which leads to a longitudinal single mode laser emission. Both lasers have in common, that the manufacturing process is independent of the material system. This fact is of particular interest because one can easily fabricate lasers in different wavelength ranges without having to develop a new manufacturing process.

The first part of the thesis covers investigations on tunable lasers. The emission wavelength can be tuned quasi continuous within a relatively large range. The tuning mechanism can be described by the Vernier effect. The laser consists of two coupled cavities, each having a series of well defined modes. The modes are equally spaced within a cavity, whereas the mode spacing between the two cavities is slightly different. The emission wavelength of the device is determined by the overlap of two modes from either cavity. By applying this concept, one can use a relatively small shift of the cavity modes to obtain a rather large shift of the emission wavelength of the laser. The mode spectra have been realized by using so called binary superimposed gratings (BSG). This allows constructive interference for several Bragg wavelengths. BSGs show excellent optical properties as well as an easy fabrication process and have been applied to DFB-lasers for the first time. The wavelength tuning is accomplished by a well directed way of varying the injection currents and the device temperature, respectively. In this thesis, tunable lasers have been demonstrated on a variety of material systems (InGaAs/GaAs, GaInNAs/GaAs, InGaAsP/InP). The maximum discrete tuning range is 38 nm and 8.9 THz, respectively and is limited by the width of the gain spectrum. The maximum quasi continuous tuning range is 15 nm and 3,9 THz, respectively. The typical minimum side mode suppression ratio (SMSR) is 30 to 35 dB. By adding a third

segment without any grating, one can keep the output power at a constant level independent of the emission wavelength.

The second part of this thesis covers the development of DFB laser arrays resulting in a laser source with high output power and small spectral width. The DFB laser arrays are based on the above described principle of a DFB laser with a lateral metal grating and consists of several parallel ridge waveguides with a lateral distance of a few microns. For a relatively large distance between two adjacent lasers (emitters) the lasers are independent, each emitting single mode light. The total spectral width is around 50 to 70 GHz. Regarding smaller distances between two emitters, light from adjacent lasers interacts which leads to a total spectral width comparable to a conventional DFB laser. Regarding an InGaAs/GaAs based DFB laser array ( $\lambda \approx 980$  nm), an array with four emitters shows a maximum output power of around 200 mW. Despite the strong thermal limitation (the lasers were not mounted), this is 3.5 times the output power of a reference laser with only one emitter. Regarding the InGaSb/GaAs based DFB laser arrays with four emitters ( $\lambda \approx 2.0$   $\mu\text{m}$ ) the output power is around 3.3 times as high as the output power of a reference device. This shows that the proposed concept of DFB laser arrays with lateral gratings is suitable to improve the output power of a DFB laser and can be further enhanced by means of facet coating, proper mounting and scaling.

# Inhaltsverzeichnis

<b>GLOSSAR.....</b>	<b>VII</b>
<b>EINLEITUNG .....</b>	<b>1</b>
<b>1 THEORETISCHE GRUNDLAGEN VON HALBLEITERLASERN .....</b>	<b>4</b>
1.1 FUNKTIONSWEISE EINES HALBLEITERLASERS .....	4
1.1.1 <i>Optische Interbandübergänge.....</i>	4
1.1.2 <i>Materialverstärkung.....</i>	6
1.1.3 <i>Laserbedingungen .....</i>	8
1.1.4 <i>Niederdimensionale Strukturen.....</i>	9
1.2 AUFBAU EINES HALBLEITERLASERS.....	11
1.3 HALBLEITERLASER MIT VERTEILTER RÜCKKOPPLUNG .....	14
1.4 PRINZIP DER LATERALEN KOPPLUNG.....	19
1.5 ERSATZSCHALTBILD EINER LASERDIODE .....	21
1.6 KENNGRÖßEN VON LASERDIODEN.....	22
1.6.1 <i>Spannungs-Strom-Kennlinie.....</i>	22
1.6.2 <i>Lichtleistungs-Strom-Kennlinie.....</i>	23
1.6.3 <i>Divergenzwinkel und Fernfeld .....</i>	24
1.6.4 <i>Seitenmodenunterdrückungsverhältnis .....</i>	25
1.6.5 <i>Kohärenz und spektrale Linienbreite .....</i>	26
<b>2 HERSTELLUNG DER HALBLEITERLASER.....</b>	<b>28</b>
2.1 EPITAXIE DER HALBLEITERSTRUKTUREN .....	28
2.2 VERWENDETE TECHNOLOGIEN.....	29
2.2.1 <i>Elektronenstrahl-Lithographie.....</i>	29
2.2.2 <i>Ätzprozesse.....</i>	33
2.3 PROZESSIERUNG EINER LASERPROBE .....	36

<b>3</b>	<b>CHARAKTERISIERUNG VON HALBLEITERLASERN .....</b>	<b>40</b>
3.1	MESSUNG DER KENNLINIEN .....	40
3.2	MESSUNG DES LASERSPEKTRUMS .....	41
3.2.1	<i>Wellenlängen unterhalb 1750 nm</i> .....	41
3.2.2	<i>Wellenlängen oberhalb 1750 nm</i> .....	42
3.3	MESSUNG DES FERNFELDS .....	43
3.4	MESSUNG DER LINIENBREITE .....	44
<b>4</b>	<b>MEHRSEGMENTIGE DFB-LASER MIT MODENKÄMMEN .....</b>	<b>46</b>
4.1	VERNIER-PRINZIP .....	47
4.2	THEORETISCHES ABSTIMMVERHALTEN .....	48
4.2.1	<i>Abhängigkeit der Laserwellenlänge vom Injektionsstrom</i> .....	48
4.2.2	<i>Diskretes Abstimmverhalten</i> .....	51
4.2.3	<i>Quasikontinuierliches Abstimmverhalten</i> .....	52
4.2.4	<i>Maximaler Abstimmbereich</i> .....	52
4.3	GITTER MIT MEHREREN REFLEKTIONSWELLENLÄNGEN.....	54
4.3.1	<i>Konventionelle Ansätze</i> .....	55
4.3.2	<i>Binärisierte überlagerte Gitter</i> .....	56
4.4	AUFBAU EINES ABSTIMMBAREN LASERS .....	60
4.5	EIGENSCHAFTEN DER LASER .....	62
4.5.1	<i>Quantenfilmlaser auf Basis von InGaAsP/InP</i> .....	62
4.5.2	<i>Quantenpunktlaser auf Basis von InGaAs/GaAs</i> .....	68
4.5.3	<i>Quantenfilmlaser auf Basis von GaInNAs/GaAs</i> .....	72
4.5.4	<i>Vergleich des Abstimmverhaltens von Lasern verschiedener Wellenlängenbereiche und Materialsysteme</i> .....	80
<b>5</b>	<b>DFB-LASER-ARRAYS .....</b>	<b>88</b>
5.1	KOHÄRENZ BEI HALBLEITERLASER-ARRAYS .....	90
5.1.1	<i>Zeitliche Kohärenz</i> .....	90
5.1.2	<i>Räumliche Kohärenz</i> .....	91
5.2	THEORETISCHE BETRACHTUNG VON GEKOPPELTEN LASER-ARRAYS .....	92
5.2.1	<i>Kopplung der Laser</i> .....	92
5.2.2	<i>Arraymoden und Fernfeld</i> .....	93
5.3	EIGENSCHAFTEN DER LASER .....	98
5.3.1	<i>Laser auf Basis von InGaAs/GaAs</i> .....	98
5.3.2	<i>Laser auf Basis von InGaSb/GaSb</i> .....	109
<b>6</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG .....</b>	<b>115</b>
	<b>ANHANG: AUFBAU DER VERWENDETEN EPITAXIESTRUKTUREN.....</b>	<b>118</b>
	<b>LITERATURVERZEICHNIS .....</b>	<b>126</b>

# Glossar

---

<b>Begriff</b>	<b>Erläuterung</b>
BCB	Benzocyclobuten
BSG	Binary Superimposed Grating
CD	Compact Disk
CWDM	Coarse Wavelength Division Multiplexing
DBR	Distributed Bragg Reflector
DFB	Distributed Feedback
DVD	Digital Versatile Disk
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing
ECR	Electron Cyclotron Resonance
FP	Fabry-Pérot
FWHM	Full Width at Half Maximum
GRINSCH	Graded Index Separate Confinement Heterostructure
HF	Hochfrequenz
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
MASER	Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MIBK	Isobutylmethylnketon
MOPA	Master Oscillator Power Amplifier

---

---

PMMA	Polymethylmethacrylat
QCSE	Quantum Confined Stark Effect
RIE	Reactive Ion Etching
RWG	Ridge Wave Guide
SCH	Separate Confinement Heterostructure
SEM	Scanning Electron Microscope
SG	Sampled Grating
SMSR	Side Mode Suppression Ratio
SSG	Superstructure Grating
TE	transversal elektrisch
TEM	transversal elektromagnetisch
TM	transversal magnetisch
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser
WDM	Wavelength Division Multiplexing

---

# Einleitung

EINSTEIN postulierte bereits Anfang des 20. Jahrhunderts die Möglichkeit, elektromagnetische Strahlung mittels stimulierter Emission abzugeben. Es dauerte allerdings bis zum Jahre 1954 bis das erste Gerät gebaut wurde, das auf stimulierter Emission basierende elektromagnetische Strahlung (Mikrowellen mit einer Frequenz von 24 GHz) emittierte [Gor55]. Dieses Gerät wurde, seiner Funktion entsprechend, MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) genannt und war der Vorläufer für den ersten, 1957 von GOULD entwickelten, LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Im Jahre 1962 folgten schließlich die ersten Halbleiter- oder Diodenlaser [Hal62, Nat62, Qui62, Hol62].

Heutzutage begegnen uns Halbleiterlaser im täglichen Leben in einer Vielzahl von Geräten, wie z. B. Laserdrucker, CD- und DVD-Spieler oder in der Medizintechnik. Darüber hinaus gibt es noch eine Fülle weiterer Applikationen für Halbleiterlaser, von denen viele einen auf die jeweilige Anwendung optimierten Laser benötigen. Aus wirtschaftlichen Gründen besteht hierbei ein großes Interesse an Konzepten, die es erlauben, Laser für verschiedene Anwendungen mit einem möglichst einheitlichen Herstellungsprozess zu fertigen.

Von großem Interesse für die Industrie sind longitudinal monomodige Halbleiterlaser. Hierbei emittiert der Laser (näherungsweise) Licht einer einzelnen Wellenlänge. Je nach Anwendung sind Wellenlängen in einem spektralen Bereich vom sichtbaren Licht bis zum nahen und mittleren Infrarotbereich gefordert. Um diesen großen Wellenlängenbereich abdecken zu können, werden verschiedene Materialsysteme, wie z. B. InGaAs/GaAs, InGaAsP/InP oder InGaSb/GaSb verwendet.

Zu den am häufigsten eingesetzten monomodigen Halbleiterlasern zählen Laser mit Bragg-Spiegeln an den Enden der Kavität (DBR<sup>1</sup>-Laser) und Laser mit verteilter Rückkopplung (DFB<sup>2</sup>-Laser), bei denen der Bragg-Spiegel über die ganze Länge des Lasers verteilt ist. Für die Herstellung dieser Laser muss das Wachstum der Halbleiterstrukturen üblicherweise unterbrochen werden und kann erst nach einem eingeschobenen Strukturierungsprozess fortgesetzt werden. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von Überwachsen. Leider ist dieser Überwachs-Prozess besonders bei GaAs basierenden Strukturen (speziell bei der Verwendung von AlGaAs) sehr schwierig.

Am Lehrstuhl für Technische Physik wurde deshalb ein Konzept zur Herstellung von DFB-Lasern mit fester Emissionswellenlänge entwickelt (Konzept der lateralen Kopplung), das ohne Überwachsen auskommt und folglich weitgehend unabhängig vom Materialsystem ist [Kam98].

Neben monomodigen Laserdioden mit fester Emissionswellenlänge besteht großes Interesse an monomodigen Lasern, deren Emissionswellenlänge während des Betriebs gezielt verändert bzw. eingestellt werden kann. Diese abstimmbaren Laser werden u. a. in der Telekommunikation, für hochauflösende Detektion von Gasen und Flüssigkeiten [Str88] sowie für Spektroskopie-Anwendungen benötigt.

Darüber hinaus gibt es aber auch erhöhten Bedarf an monomodigen Lasern mit Leistungen im 100 mW-Bereich und darüber, was mit konventionellen DFB-Lasern nur schwer realisiert werden kann. (Je nach Wellenlänge und Materialsystem lassen sich Leistungen von einigen Milliwatt bis zu einigen zehn Milliwatt realisieren.) Typische Anwendungen sind z. B. optische Faserverstärker, Frequenzverdopplung oder optische Richtfunksysteme. Laser mit hoher Ausgangsleistung sind ebenfalls in einem großen Wellenlängenbereich von Interesse, so dass auch hier ein vom Materialsystem unabhängiges Konzept erstrebenswert ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Konzept entwickelt, das die Herstellung von abstimmbaren Halbleiterlasern mit verteilter Rückkopplung erlaubt. Darüber hinaus wird im zweiten Teil der Arbeit ein Ansatz vorgestellt, der die Herstellung von monomodigen Lasern mit hoher Ausgangsleistung (DFB-Laser-Arrays) ermöglicht. Von besonderer Bedeutung ist hierbei, dass beide Konzepte auf epitaktische Überwachsschritte verzichten und deshalb vom Materialsystem unabhängig sind. Speziell bei den Lasern mit hoher Ausgangsleistung wirken sich durch das Überwachsen bedingte Defekte besonders negativ aus.

---

<sup>1</sup> Distributed Bragg-Reflector

<sup>2</sup> Distributed Feedback

Nachfolgend wird kurz auf die Gliederung der Arbeit eingegangen. Im ersten Kapitel werden anfänglich einige allgemeine Grundlagen zu Halbleiterlasern erläutert sowie Laser mit verteilter Rückkopplung vorgestellt.

Das zweite Kapitel behandelt die Herstellung der Laser. Nach einigen wichtigen Technologiestritten wird die Prozessierung der Laserproben beschrieben.

Der dritte Abschnitt befasst sich mit den verschiedenen Messaufbauten, die zur Charakterisierung der Laser verwendet wurden.

Im darauf folgenden Kapitel wird auf einige spezielle theoretische Grundlagen zu mehrsegmentigen DFB-Lasern mit verteilter Rückkopplung (abstimmbare Laser) eingegangen. Daran anschließend werden Ergebnisse präsentiert, die auf Lasern aus drei unterschiedlichen Spektralbereichen beruhen.

Der zweite experimentelle Schwerpunkt der Arbeit befasst sich mit DFB-Laser-Arrays und wird im fünften Abschnitt behandelt. Bevor die Ergebnisse (basierend auf zwei unterschiedlichen Materialsystemen) vorgestellt werden, erfolgt eine Betrachtung verschiedener theoretischer Fragestellungen zu den untersuchten Lasern.

# 1 Theoretische Grundlagen von Halbleiterlasern

Die nachfolgend angesprochenen Grundlagen von Halbleiterlasern<sup>1</sup> sollen die prinzipielle Funktionsweise der Bauteile verdeutlichen. Hierzu wird auf einige wichtige Aspekte, wie z. B. Laserbedingungen oder Wellenleitung eingegangen. Im weiteren Verlauf werden Halbleiterlaser mit verteilter Rückkopplung besprochen und das für die in dieser Arbeit präsentierten Laser grundlegende Prinzip der Kopplung an ein laterales Gitter vorgestellt.

## 1.1 Funktionsweise eines Halbleiterlasers

### 1.1.1 Optische Interbandübergänge

In einem idealen Halbleiter sind drei optische Interbandübergänge zwischen Valenz- und Leitungsband von Bedeutung: Absorption, spontane Emission und stimulierte Emission (siehe Abbildung 1.1). Bei der Absorption eines Lichtquants wird ein Elektron vom Valenz- in das Leitungsband angehoben, das Photon wird hierbei vernichtet. Das Zurückfallen vom angeregten Zustand in das Valenzband kann entweder durch spontane oder durch stimulierte Emission erfolgen.

Die durch spontane Emission erzeugten Photonen sind im Bezug auf Phase und Richtung voneinander unabhängig, das entstehende Licht ist folglich inkohärent. Bei der stimulierten Emission wird die Rekombination des Elektrons durch ein vorhandenes Photon geeigneter Wellenlänge stimuliert. Das entstehende zweite Photon besitzt die gleiche Energie und schwingt phasen- und richtungsgleich mit dem ersten, d. h. es entsteht kohärentes Licht. Nur

---

<sup>1</sup> Aus Gründen der Einfachheit wird im Folgenden Text der Begriff "Halbleiterlaser" häufig durch den Begriff "Laser" ersetzt.

der Prozess der stimulierten Emission ist folglich für die Verstärkung optischer Strahlung geeignet.

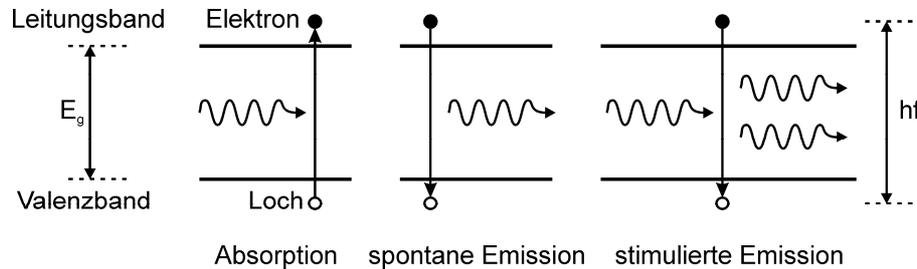


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung optischer Interbandübergänge in einem idealen Halbleiter: Absorption, spontane Emission und stimulierte Emission.

Laserbetrieb kann nur erreicht werden, wenn die Rate der stimulierten Emission größer ist als die Absorptionsrate. Für den thermischen Nichtgleichgewichtszustand gilt [Die00]:

$$\frac{R_{abs}}{R_{stim}} = \exp\left(\frac{hf - (E_{Fc} - E_{Fv})}{k_B T}\right). \quad (1.1)$$

mit

- $E_{Fc}$  : Quasiferminiveau des Leitungsbands
- $E_{Fv}$  : Quasiferminiveau des Valenzbands
- $f$  : Frequenz der Lichtwelle
- $h$  : Planck-Konstante
- $k_B$  : Boltzmann-Konstante
- $R_{abs}$  : Absorptionsrate
- $R_{stim}$  : Rate der stimulierten Emission
- $T$  : absolute Temperatur

Laserbetrieb kann somit nur stattfinden, wenn die Bedingung  $E_{Fc} - E_{Fv} > hf > E_g$  erfüllt ist [Ber61]. Zum Erreichen dieser sog. Inversionsbedingung müssen hinreichend viele Ladungsträger in den Laser injiziert<sup>1</sup> werden. (Man spricht in diesem Zusammenhang auch von „Pumpen“.) Gleichzeitig müssen die Verlustprozesse im Laser minimiert werden.

<sup>1</sup> Halbleiterlaser lassen sich prinzipiell elektrisch oder optisch anregen. Grundlage der in dieser Arbeit nicht eingesetzten optischen Injektion ist die in Abbildung 1.1 gezeigte Absorption von Photonen.

## 1.1.2 Materialverstärkung

Der auf eine Längeneinheit bezogene Materialverstärkungskoeffizient  $g$  ist ein Maß für die Verstärkung des Lichts in Abhängigkeit verschiedener Parameter, wie Photonenenergie, Ladungsträgerdichte und Temperatur. Unter Vernachlässigung von Intradbandrelaxationen gilt bei Übergängen zwischen parabolischen Bändern im Volumenmaterial [Ebe89]:

$$g(E) = \frac{e^2 |M_{cv}|^2 (2m_r)^{3/2}}{2\pi m_0^2 \hbar^2 n_r c \varepsilon_0 E} \sqrt{E - E_g} (f_v - f_c) \quad (1.2)$$

mit

$$f_c = \left[ 1 + \exp\left( \frac{m_h}{m_e + m_h} \frac{E - E_g}{k_B T} - \frac{E_{Fc} - E_c}{k_B T} \right) \right]^{-1} \quad (1.3)$$

$$f_v = \left[ 1 + \exp\left( \frac{m_e}{m_e + m_h} \frac{E_g - E}{k_B T} - \frac{E_{Fv} - E_v}{k_B T} \right) \right]^{-1} \quad (1.4)$$

$$|M_{cv}|^2 \approx \frac{m_0}{2} E_g \left( 1 + \frac{m_0}{m_h} \right) \quad (1.5)$$

$$1/m_r = 1/m_e + 1/m_h \quad (1.6)$$

wobei

- $m_0$  : Elektronenruhemasse
- $m_e$  : effektive Masse der Elektronen
- $m_h$  : effektive Masse der Löcher
- $E_g$  : Bandlückenenergie
- $n_r$  : Brechungsindex
- $c$  : Lichtgeschwindigkeit

Abbildung 1.2 zeigt schematisch den Verlauf des Verstärkungskoeffizienten. Unterhalb der Bandkantenenergie  $E_g$  ist das Material transparent. Für Energien zwischen der Bandkantenenergie und der Differenz der Quasiferminiveaus ist der Verstärkungskoeffizient positiv, d. h. es kann stimulierte Emission auftreten. Für noch größere Energien wird  $g$  negativ, das Material wird absorbierend. Die Breite des Materialverstärkungsspektrums  $\Delta E$  ergibt sich zu

$$\begin{aligned} \Delta E &= (E_{Fv} - E_{Fc}) - E_g \\ &= (E_{Fc} - E_c) + (E_v - E_{Fv}). \end{aligned} \quad (1.7)$$

Für die Elektronenkonzentration im Leitungsband bzw. die Löcherkonzentration im Valenzband gilt [Ebe89]:

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_{F_c} - E_c}{k_B T}\right), \quad p = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_{F_v}}{k_B T}\right), \quad (1.8)$$

mit

- $E_v$  : Energie an der Oberkante des Valenzbands
- $E_c$  : Energie an der Unterkante des Leitungsbands
- $n$  : Konzentration der Elektronen im Leitungsband
- $p$  : Konzentration der Löcher im Valenzband
- $N_c$  : effektive Zustandsdichte des Leitungsbands
- $N_v$  : effektive Zustandsdichte des Valenzbands

Mit (1.8) und lässt sich (1.7) schreiben als

$$\Delta E = k_B T \left[ \ln\left(\frac{p}{N_v}\right) + \ln\left(\frac{n}{N_c}\right) \right]. \quad (1.9)$$

Die spektrale Breite  $\Delta f$  des Verstärkungsspektrums ist bei gegebener Ladungsträgerdichte somit proportional zu  $k_B T/h$ , was auch durch experimentelle Untersuchungen von WESTBROO bestätigt werden konnte [Wes86].

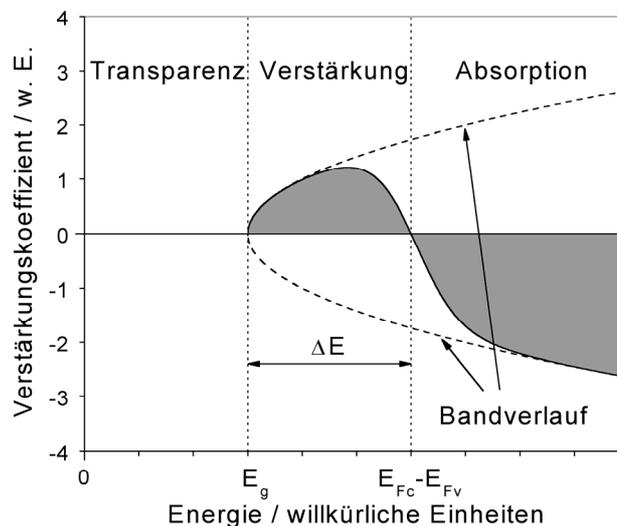


Abbildung 1.2: Schematischer Verlauf des Verstärkungskoeffizienten für eine gegebene Ladungsträgerkonzentration. Die Oberkante des Valenzbands wurde willkürlich als energetischer Nullpunkt gewählt (nach [Ebe89]).

### 1.1.3 Laserbedingungen

Ein einfacher Halbleiterlaser besteht im Wesentlichen aus einem laseraktiven Material, das durch zwei Spiegel (Facetten) begrenzt ist und wird auch als Fabry-Pérot-Laser bezeichnet (siehe Abbildung 1.3).

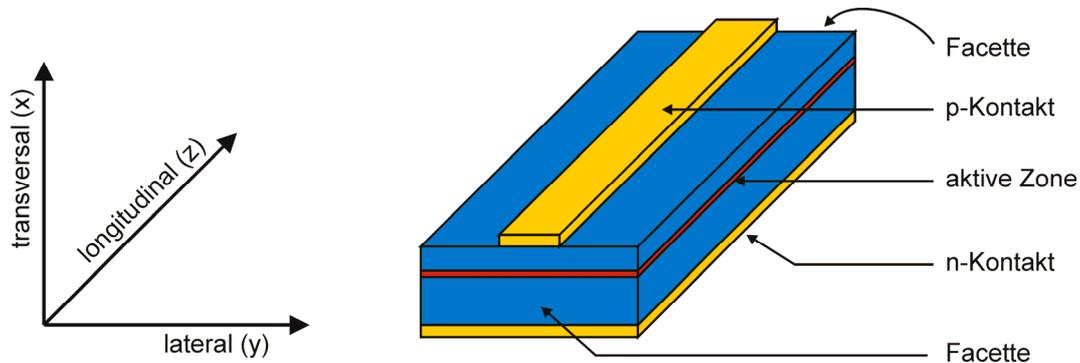


Abbildung 1.3: Aufbau eines einfachen, elektrisch gepumpten Fabry-Pérot-Lasers.

#### 1.1.3.1 Verstärkungsbedingung

Das in der Kavität umlaufende Licht wird sowohl verstärkt (stimulierte Emission) wie auch durch verschiedene Verlustprozesse vernichtet. Zusätzlich wird ein Teil des Lichts an den Facetten ausgekoppelt. Im stationären Betrieb müssen die Verluste<sup>1</sup> und die Verstärkung im Laser gleich groß sein. Die Laserbedingung ist somit gegeben durch

$$R_1 R_2 \exp[2L(g_{mod} - \alpha_i)] = 1. \quad (1.10)$$

$R_1$  und  $R_2$  bezeichnen hierbei die Reflektionskoeffizienten der beiden Facetten für die Lichtleistung. Die Länge der Laserkavität ist durch  $L$  gegeben. Die internen Verluste werden mit  $\alpha_i$  bezeichnet. Für die modale Verstärkung gilt  $g_{mod} = \Gamma g$ , wobei der Füllfaktor  $\Gamma$  den Überlapp der optischen Mode mit dem Verstärkungsmedium beschreibt.

Für einen Laser mit gespaltenen Facetten ergeben sich nach der FRESNELSchen Formel für senkrechten Lichteinfall

$$R = \frac{(n_{eff} - 1)^2}{(n_{eff} + 1)^2} \quad (1.11)$$

an den Facetten Reflektivitäten von ca. 30 %, wobei  $n_{eff}$  der effektive Brechungsindex des Halbleiters ist.

<sup>1</sup> Zu den Verlusten zählt in diesem Zusammenhang auch das über die Facetten ausgekoppelte Licht.

Prinzipiell kann ein Halbleiterlaser Licht unterschiedlicher Polarisation emittieren. Man unterscheidet zwischen transversal elektrisch (TE)<sup>1</sup> und transversal magnetisch (TM)<sup>2</sup> polarisiertem Licht. Bei einem Kantenemitter wird die Entartung der beiden Moden durch Symmetriebrechung aufgehoben. Dies hat zur Folge, dass die Laserschwelle (bedingt durch größere Spiegelverluste) für TM-polarisiertes Licht höher ist als für TE-polarisiertes Licht, weshalb der Laser (üblicherweise) auf der TE-Mode anschwingt [Mor97].

### 1.1.3.2 Phasenbedingung

Die Phase der Lichtwelle muss sich bei einem Umlauf im Resonator um ein Vielfaches von  $2\pi$  ändern, um konstruktiv interferieren zu können. Im Resonator bilden sich deshalb stehende Wellen aus, die durch die Beziehung

$$L = m \frac{\lambda_{0,m}}{2n_{\text{eff}}} \quad (1.12)$$

beschrieben werden. Da der Parameter  $m$  nur ganzzahlige Werte annehmen darf und nur diejenigen Wellenlängen anschwingen können, für die die Verstärkung hinreichend groß ist, hat die obige Phasenbedingung eine Diskretisierung des Laserspektrums zur Folge. Der Abstand zweier benachbarter Wellenlängen beträgt

$$\Delta\lambda_{FP} \approx \frac{\lambda_0^2}{2n_{gr,eff}L}. \quad (1.13)$$

Hierbei ist  $n_{gr,eff}$  der effektive Brechungsindex der Wellengruppe, der typischerweise 20 – 30 % höher ist als der effektive Brechungsindex [Col95]. Für eine typische Kavitätslänge von 800  $\mu\text{m}$  ergibt sich bei einer Wellenlänge von 1,55  $\mu\text{m}$  ein Modenabstand von ungefähr 0,38 nm. Bedingt durch das relativ breite Verstärkungsspektrum kann ein Fabry-Pérot-Laser gleichzeitig auf mehreren longitudinale Moden anschwingen.

### 1.1.4 Niederdimensionale Strukturen

Bei den heutigen Laserstrukturen wird wegen der vergleichsweise schlechten Eigenschaften praktisch kein Volumenmaterial (3D) für die aktive Zone verwendet. Stattdessen kommen niederdimensionale Strukturen wie Quantenfilme (2D), Quantendrähte (1D) oder Quantenpunkte (0D) zum Einsatz.

---

<sup>1</sup> Bei TE-polarisiertem Licht liegt der **E**-Feld Vektor in der Ebene der aktiven Schicht.

<sup>2</sup> Bei TM-polarisiertem Licht liegt der **E**-Feld Vektor senkrecht zur Ebene der aktiven Schicht.

Durch eine Reduktion der Dicke in einer oder mehreren Dimensionen auf jeweils ca. 5 – 10 nm tritt eine Quantisierung der Wellenfunktion der Ladungsträger auf, so dass nur noch diskrete Energieniveaus erlaubt sind. Eine weitere wichtige Konsequenz der Quantisierung ist eine Modifikation der Energieabhängigkeit der Zustandsdichte der Ladungsträger, wie in Abbildung 1.4 gezeigt. Die Zustandsdichte für 3D-Material sinkt an der Bandunterkante auf Null ab. Die erforderliche Zustandsdichte für die Inversion liegt aber bei höheren Energien, so dass das Band erst von unten aufgefüllt werden muss. Bei niederdimensionalen Strukturen besteht bereits für das unterste Energieniveau eine hohe Zustandsdichte, so dass ein Auffüllen entfällt.

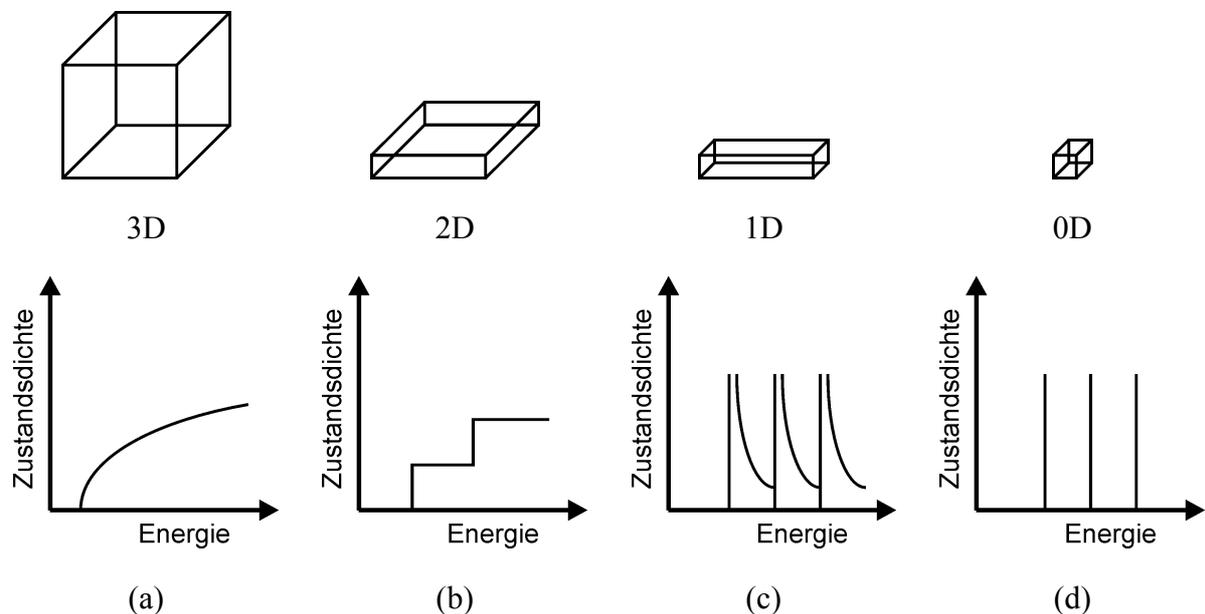


Abbildung 1.4: Zustandsdichte der Ladungsträger für Volumenmaterial (a), Quantenfilme (b), Quantendrähte (c) und Quantenpunkte (d) (nach [Wei94]).

Der Einsatz von niederdimensionalen Strukturen bietet, im Vergleich zum Volumenmaterial, einige entscheidende Vorteile:

- Durch diskrete Energieniveaus ergibt sich eine hohe Zustandsdichte der Ladungsträger.
- Der starke Ladungsträgereinschluss führt zu einer hohen Ladungsträgerdichte
- Die Aufhebung der Löcherentartung reduziert die für die Inversion nötige Ladungsträgerdichte.

- Auf Grund des geringen aktiven Volumens ergeben sich niedrige Laserschwellen.
- Durch die geringe Schichtdicke lassen sich nicht gitterangepasste Materialien als aktive Schicht verwenden, was zu Verspannungen des Materials führt. Auf Grund der geringen Dicke kann die Verspannung nicht relaxieren, so dass die Kristallqualität erhalten bleibt. Durch die Verwendung von nicht gitterangepassten Materialien lässt sich der mit einem Materialsystem realisierbare Wellenlängenbereich vergrößern, wie z. B. in [Kre02] demonstriert.
- Die thermische Verteilung der Ladungsträger auf unterschiedliche Zustände wird mit sinkender Dimension der Struktur immer stärker reduziert [Ara82]. Dies ist gleichbedeutend mit einer steigenden Temperaturstabilität des Lasers.<sup>1</sup>

Auf Grund der einfachen Herstellung dominieren in der Praxis Quantenfilmlaser. In den letzten Jahren konnten aber auch mit Quantenpunkten [Max98] und einer Hybridform aus Quantenpunkten und -filmen, sog. Quantendashes [Sch03], sehr gute Ergebnisse erzielt werden.

Niederdimensionale Strukturen verfügen prinzipbedingt nur über ein kleines aktives Volumen, so dass die modale Verstärkung trotz hoher Materialverstärkung mitunter gering ist. Infolgedessen besteht die aktive Zone oft aus mehreren Schichten mit aktivem Material.

## 1.2 Aufbau eines Halbleiterlasers

In Abbildung 1.5 ist das Banddiagramm eines einfachen Halbleiterlasers mit einer aktiven Zone aus Volumenmaterial schematisch dargestellt. Sowohl das p- als auch das n-Gebiet besteht aus einem Material mit größerer Bandlücke als die intrinsische Schicht (aktive Zone), in der die stimulierte Emission stattfindet. Die Elektronen werden von der n-Seite injiziert und können durch den ansteigenden Potentialverlauf nicht in das p-Gebiet eindringen, so dass sie überwiegend in der aktiven Zone rekombinieren.

---

<sup>1</sup> Um thermisch angeregte Übergänge zu unterbinden, muss hierfür der Abstand der Energieniveaus wesentlich größer sein als das Produkt aus Boltzmannkonstante und der absoluten Temperatur.

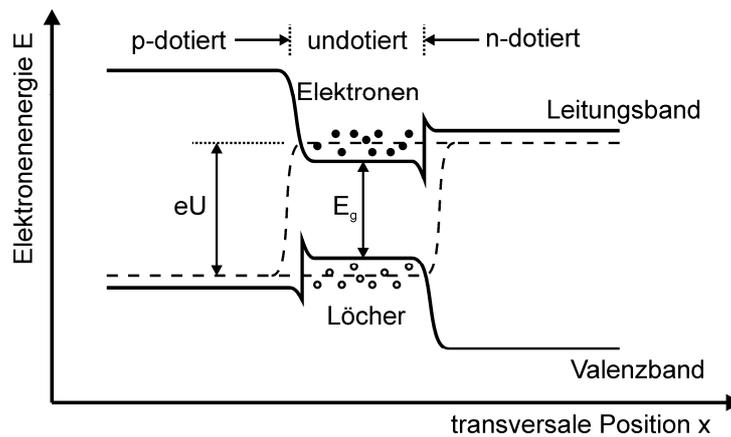


Abbildung 1.5: Banddiagramm einer Halbleiterdiode mit einer Doppelheterostruktur im  $p$ - $i$ - $n$ -Design (nach [Die00]). Die Diode wird in Vorwärtsrichtung betrieben. Die gestrichelten Linien symbolisieren die Quasiferminiveaus.

Zur Erzeugung einer hohen stimulierten Emissionsrate sind sowohl eine hohe Ladungsträger- als auch eine hohe Photonendichte in der aktiven Zone notwendig. Aus diesem Grund sollten Ladungsträger und Photonen in transversaler wie auch in lateraler Richtung geführt bzw. eingesperrt sein. Hierfür gibt es in der Literatur unterschiedliche Ansätze (siehe z. B. [Col95, Fuk99]).

Die aktive Zone der heute eingesetzten Laserdioden basiert mehrheitlich auf Quantenfilmen und in zunehmenden Maße auch auf Quantenpunkten. Zwar ist der Brechungsindex der aktiven Zone höher als der des angrenzenden Materials, auf Grund der geringen Dicke der Quantenfilme (bzw. Quantenpunktschichten) eignen sich diese aber nur sehr schlecht für die transversale Wellenführung. Durch den Einsatz von sog. SCH<sup>1</sup>- bzw. GRINSCH<sup>2</sup>-Strukturen lässt sich dieses Problem umgehen, da hierdurch ein separater (transversaler) Wellenleiter für das Licht zur Verfügung steht. Die SCH-Struktur zeichnet sich im Kernbereich des Wellenleiters durch einen – bis auf den Quantenfilm - konstant höheren Brechungsindex als das angrenzende Material aus (Abbildung 1.6 (a)). Bei der GRINSCH-Struktur erfolgt ein gradueller Übergang zwischen Materialien mit hohem und niedrigem Brechungsindex (Abbildung 1.6 (b)).

<sup>1</sup> SCH: Separate Confinement Heterostructure

<sup>2</sup> GRINSCH: Graded Index Separate Confinement Heterostructure

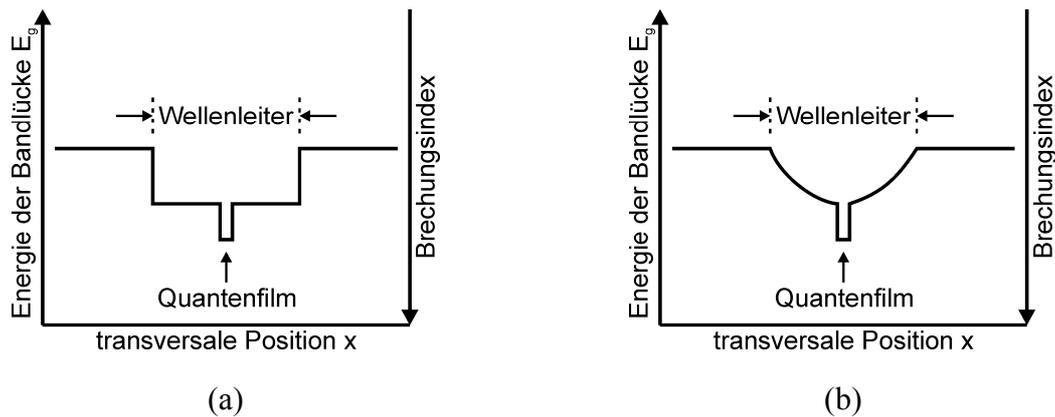


Abbildung 1.6: Strukturen für die transversale Einschnürung („Confinement“) von Ladungsträgern und Photonen: Darstellung einer SCH-Struktur (a) und einer GRINSCH-Struktur (b) mit jeweils einem Einfachquantenfilm

Die laterale Führung von Ladungsträgern und Photonen wird bei den in dieser Arbeit gezeigten Lasern durch Rippenwellenleiter realisiert. Eine schematische Darstellung eines Schnitts durch einen Rippenwellenleiter-Laser ist in Abbildung 1.7 gezeigt. Die vom Oberseitenkontakt injizierten Löcher durchlaufen den Rippenwellenleiter in transversaler Richtung. Durch die Rippenstruktur kommt es erst kurz vor der aktiven Schicht zu einer Aufweitung des Strompfads und damit zu einer Reduktion der Stromdichte. In dem rot angedeuteten aktiven Quantenfilm (bzw. der Quantenpunktschicht) findet die Rekombination statt. Der Rippenwellenleiter führt zur Ausbildung eines 2-dimensionalen Brechungsindexprofils, welches eine laterale Führung der optischen Mode unterhalb des Stegs zur Folge hat. Die Berechnung des Brechungsindexprofils kann entweder numerisch oder durch die Verwendung der sogenannten effektiven Indexmethode [Col95] erfolgen, welche eine Separierbarkeit des elektrischen Felds in lateraler und transversaler Richtung voraussetzt ( $E(x, y) = f_1(x)f_2(y)$ ).

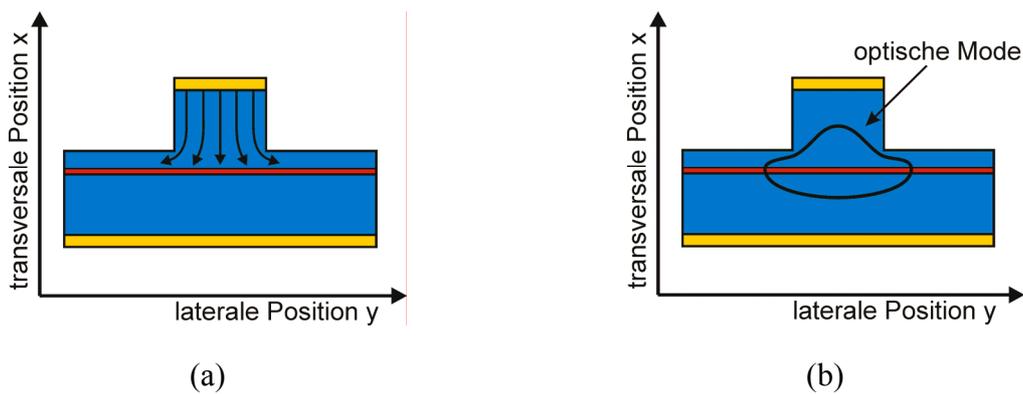


Abbildung 1.7: Querschnitt durch einen Halbleiterlaser mit Rippenwellenleiter. Der Rippenwellenleiter ermöglicht eine laterale Eingrenzung des Strompfads (a) sowie die laterale Wellenführung (b).

### 1.3 Halbleiterlaser mit verteilter Rückkopplung

Auf Grund der spektralen Eigenschaften sind Fabry-Pérot-Laser für eine Vielzahl von Anwendungen, wie z. B. (D)WDM<sup>1</sup> in der Telekommunikation, ungeeignet. Es wurden daher unterschiedliche Konzepte entwickelt, die longitudinal monomodige<sup>2</sup> Laseremission ermöglichen. Eine Übersicht der wichtigsten Ansätze ist z. B. in [Mor97] dargestellt.

Monomodige Halbleiterlaser, basierend auf dem Prinzip der verteilten Rückkopplung (DFB-Laser), werden auf Grund ihrer positiven Eigenschaften (wie z. B. hohe Modenstabilität) besonders häufig eingesetzt. Charakteristisch für einen DFB-Laser ist eine periodische Änderung des effektiven Brechungsindex entlang der longitudinalen Achse, die durch eine Gitterstruktur aus einem Material mit (im Bezug auf den Halbleiter) unterschiedlichen Brechungsindex erzeugt wird. Diese Modulation des Wellenwiderstands führt zu Reflexionen (siehe Abbildung 1.8), die sich lediglich für eine einzige Wellenlänge (sog. Bragg- oder DFB-Wellenlänge) konstruktiv überlagern. Die Emissionswellenlänge eines DFB-Lasers ist durch

$$\lambda_{DFB} = 2n_{eff}\Lambda/m \quad (1.14)$$

<sup>1</sup> (D)WDM: (Dense) Wavelength Division Multiplexing

<sup>2</sup> Anmerkung zum Begriff „Monomodigkeit“: Unter Monomodigkeit versteht man generell das Vorhandensein von nur einer Mode bezüglich einer bestimmten Richtung. In longitudinaler Richtung ist diese Mode eine sehr hohe Oberschwingung der Grundmode des Resonators. In transversaler wie auch lateraler Richtung versteht man unter Monomodigkeit allerdings das Anschwingen der Grundmode. Das Anschwingen von höheren Moden quer zur Resonatorachse wird im üblichen Sprachgebrauch nicht als Monomodigkeit bezeichnet, obwohl auch in diesem Fall nur eine Mode vorhanden ist.

gegeben, wobei  $\Lambda$  die Gitterperiode und  $m$  die Gitterordnung bezeichnet [Fuk99]. Für alle anderen Fabry-Pérot-Moden stimmen die relativen Phasen der reflektierten Teilwellen nicht überein, so dass sie destruktiv interferieren. Die gewünschte Emissionswellenlänge kann über die Wahl einer entsprechenden Gitterperiode innerhalb des Verstärkungsspektrums frei gewählt werden.

Üblicherweise werden DFB-Gitter als Gitter 1. Ordnung geschrieben. Speziell bei kleinen Wellenlängen kann die Herstellung der durch Gitter 1. Ordnung bedingten kleinen Perioden eine technologische Herausforderung darstellen, so dass auch Gitter 2. Ordnung verwendet werden. Der Einsatz von Gittern höherer Ordnung führt allerdings zu einer signifikanten Reduzierung der Kopplungsstärke zwischen Gitter und Lichtwelle. Beim Übergang von 1. zu 2. Ordnung verringert sich die Kopplungsstärke (bei Verwendung eines sinusförmigen Gitters) um ca. eine Größenordnung [Fuk99].

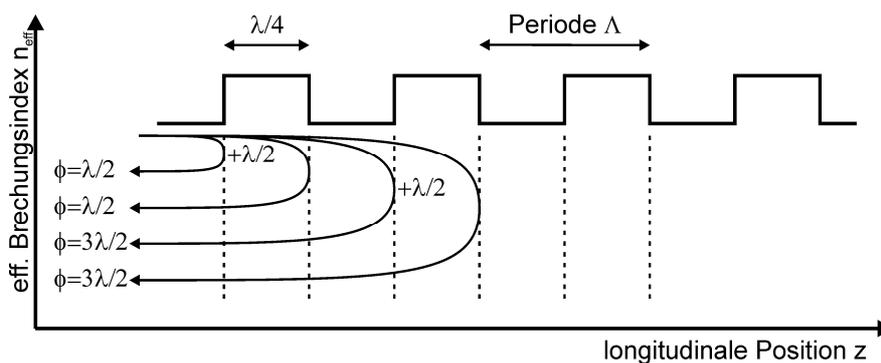


Abbildung 1.8: Funktionsprinzip eines Halbleiterlasers mit verteilter Rückkopplung. Die rückreflektierten Teilwellen interferieren für die Bragg-Wellenlänge konstruktiv. Bei der Reflexion an optisch dichteren Bereichen tritt ein Phasensprung von  $\lambda/2$  auf.

Während bei Gittern 1. Ordnung ein Tastverhältnis von 1:1 verwendet wird, beträgt das günstigste Tastverhältnis für Gitter 2. Ordnung 1:3 (wahlweise auch 3:1). Ein Gitter 2. Ordnung würde bei einem Tastverhältnis von 1:1 keine Rückkopplung ermöglichen, da aufeinanderfolgende Teilwellen jeweils eine Phasendifferenz von  $\pi$  aufweisen und somit destruktiv interferieren. Zwar führt die Verdopplung der Gitterordnung  $m$  zu einer Verdopplung der Gitterperiode  $\Lambda$ , die Breite der einzelnen Gitterstege ist allerdings auf Grund des geänderten Tastverhältnisses für beide Varianten identisch.

Je nachdem, ob der Realteil, der Imaginärteil oder beide Anteile des Brechungsindex moduliert werden, bezeichnet man den DFB-Laser als indexgekoppelt, verstärkungsgekoppelt oder komplexgekoppelt.

Ein wichtiger Parameter eines DFB-Lasers ist dessen Kopplungskonstante  $\kappa$ . Sie ist ein Maß für die Stärke der Kopplung von Gitter und Lichtwelle und wird pro Längeneinheit angegeben. Für die Stärke der Kopplung ist außerdem die Länge  $L$  des Lasers von Bedeutung, so dass üblicherweise das dimensionslose Produkt aus  $\kappa$  und  $L$  angegeben wird (sog.  $\kappa L$ -Produkt).

Die Kopplungsstärke beeinflusst auf fundamentale Weise die Lasereigenschaften. Eine zu geringe Kopplung bedeutet geringe Rückreflektionen, was eine hohe Laserschwelle und eine geringe Seitenmodenunterdrückung zur Folge hat. Eine zu starke Kopplung dagegen bewirkt eine Erhöhung der Photonendichte in der Mitte des Resonators und führt durch räumliches Lochbrennen zu Instabilitäten [Sch92]. Typische Werte für das  $\kappa L$ -Produkt bei einem indexgekoppelten DFB-Laser liegen zwischen 0,5 und 2. Der Wert von  $\kappa$  hängt sowohl von der geometrischen Form des Gitters (z. B. sinusförmig, rechteckig, sägezahnförmig) als auch von der Implementierung innerhalb der epitaktischen Schichtfolge ab. Einige analytische sowie numerische Ergebnisse zur Bestimmung von  $\kappa$  sind z. B. in [Str75] zu finden.

Zur mathematischen Untersuchung der spektralen Eigenschaften von DFB-Lasern wurde 1969 die Theorie der gekoppelten Moden vorgestellt [Kog69, Kog72]. Das Modell geht von zwei gegenläufigen, gekoppelten Moden aus, welche einer schwachen Brechungsindexmodulation unterworfen sind. Mit dem Modell können einige grundlegende Parameter, wie z. B. die Breite des Stopbands oder die Kopplungsstärke berechnet werden. Das Verfahren eignet sich allerdings nur für homogene Gitter und ist somit für heutige Bauteile nur bedingt einsetzbar, da deren Gitter häufig mehrere definierte Phasensprünge aufweisen.

Als wesentlich leistungsfähiger für die Beschreibung von DFB-Lasern erweist sich die sog. Transfermatrixmethode, die erst ca. 20 Jahre später entwickelt wurde [Yam87, Mak91]. Mit dieser Methode können auf einfache Weise auch Laser beschrieben werden, die aus mehreren Elementen zusammengesetzt sind. Jedes Element wird hierbei durch eine  $2 \times 2$  Matrix  $\mathbf{T}^{(i)}$  beschrieben, welche die Wechselwirkung des Lichts mit dem Element für die beiden gegenläufigen Teilwellen beschreibt [Gha96]. Für einen Laser mit einem einzelnen Element (d. h. homogenem DFB-Gitter ohne Reflektivität an den Facetten) ergibt sich

$$\begin{pmatrix} E_+(z_2) \\ E_-(z_2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11}^{(1)} & T_{12}^{(1)} \\ T_{21}^{(1)} & T_{22}^{(1)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_+(z_1) \\ E_-(z_1) \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

$E_+(z)$  und  $E_-(z)$  bezeichnen die Amplituden des elektrischen Felds für die vorwärts- bzw. rückwärtslaufende Welle. Die Elemente  $T_{ij}^{(1)}$  können z. B. durch die Theorie der gekoppelten

Moden bestimmt werden [Gha96] oder ihrerseits durch einen Matrixformalismus, der für jede Region mit konstantem Brechungsindex sowie für jede Grenzfläche zwischen zwei solchen Regionen eine eigene Matrix erfordert [Col95].

Besteht der Laser aus  $N$  Elementen, so kann das System durch die Produktmatrix der Einzelmatrizen  $\mathbf{T}^{(i)}$  beschrieben werden.

$$\begin{pmatrix} E_+(z_{N+1}) \\ E_-(z_{N+1}) \end{pmatrix} = \prod_{m=1}^N \mathbf{T}^{(m)} \begin{pmatrix} E_+(z_1) \\ E_-(z_1) \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

In der Regel treten zwischen den Elementen Phasensprünge  $\Phi_i$  auf, die in Form von zusätzlichen Phasenmatrizen  $\mathbf{P}^{(i)}$  berücksichtigt werden müssen.

$$\mathbf{P}^{(i)} = \begin{pmatrix} e^{i\Phi_i} & 0 \\ 0 & e^{-i\Phi_i} \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Für einen Laser mit vier Elementen, die jeweils durch einen Phasensprung getrennt sind, ergibt sich somit folgender Zusammenhang:

$$\begin{pmatrix} E_+(z_5) \\ E_-(z_5) \end{pmatrix} = \mathbf{T}^{(4)} \mathbf{P}^{(3)} \mathbf{T}^{(3)} \mathbf{P}^{(2)} \mathbf{T}^{(2)} \mathbf{P}^{(1)} \mathbf{T}^{(1)} \begin{pmatrix} E_+(z_1) \\ E_-(z_1) \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

Mit Hilfe der Transfermatrixmethode können Laserspektren unterhalb der Laserschwelle (sog. Subschwelligenspektren) berechnet werden [Mor00]. Oberhalb der Laserschwelle variiert die Ladungsträgerverteilung entlang der Kavität auf Grund von räumlichem Lochbrennen<sup>1</sup> [Gha96]. Somit variiert auch der Brechungsindex und folglich auch die Ausbreitungskonstante entlang der Laserachse, die für die Berechnung als konstant angenommen wird. Oberhalb der Schwelle verhält sich der Laser außerdem stark nichtlinear, was durch obige Matrizen ebenfalls nicht berücksichtigt werden kann.

In Abbildung 1.9 (a) ist ein Subschwelligenspektrum eines indexgekoppelten DFB-Lasers mit entpiegelten Facetten gezeigt. Man erkennt deutlich die Ausbildung des Stoppbands sowie das Vorhandensein zweier Moden, die symmetrisch um die Bragg-Wellenlänge liegen. Innerhalb des Stoppbands wird nur sehr wenig Licht emittiert, da hier die Intensität der entsprechenden Moden stark abfällt.

Reale Bauteile besitzen endliche Facettenreflektivitäten. Die Phasenlage der Facetten zum Gitter ist hierbei zufällig, da die Genauigkeit beim Spalten der Facetten lediglich einige Mikrometer beträgt, sich die Gitterperiode aber in der Größenordnung von einigen 100

---

<sup>1</sup> „Lochbrennen“ bezeichnet die lokale Verarmung an Ladungsträgern auf Grund starker Rekombination durch stimulierte Emission und tritt in Bereichen hoher Photonendichten auf [Car98].

Nanometer bewegt. Durch die zufällige Phasenlage schwingt im Laserbetrieb eine der beiden Moden an, wobei allerdings eine vorherige Festlegung auf eine der beiden Moden nicht möglich ist [Chi73, Str75b, Mat84].

Die von HAU *et al.* vorgeschlagene Einführung einer Phasendiskontinuität führt zu Laseremission an der Bragg-Wellenlänge [Hau76]. Hierzu wird typischerweise in der Mitte der Kavität ein Phasensprung von  $\lambda/4$  eingebracht. Das dazugehörige Subschwelligenspektrum ist im Teilbild (b) der Abbildung 1.9 dargestellt. Es sind auch Ansätze mit mehreren Phasensprüngen gebräuchlich [Gha96], was allerdings eine immer komplexere Herstellung zur Folge hat.

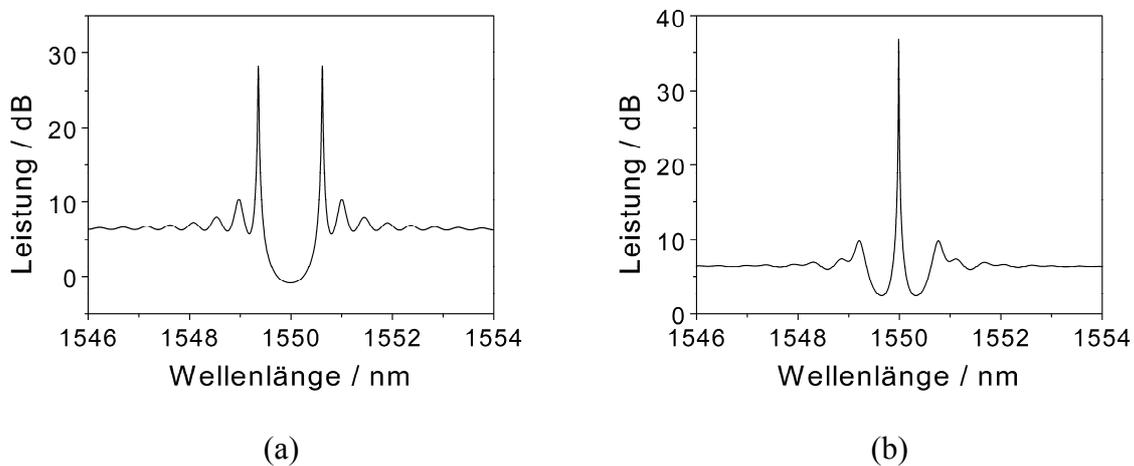


Abbildung 1.9: Subschwelligenspektrum eines indexgekoppelten DFB-Lasers ohne Phasensprung (a) und mit einem Phasensprung in der Mitte des Lasers von  $\lambda/4$  (b), bei ansonsten gleichen Parametern. Die Länge der Kavität beträgt  $800 \mu\text{m}$ . Die Facetten sind vollkommen entspiegelt.

Im Gegensatz zu den indexgekoppelten DFB-Lasern zeigen verstärkungsgekoppelte DFB-Laser stabiles monomodiges Emissionsverhalten, wie in Abbildung 1.10 gezeigt. Auch im realen Fall mit endlichen Facettenreflektivitäten erweisen sie sich als relativ unempfindlich im Bezug auf die Phasenlage der Facetten oder in den Laser rückreflektiertes Licht [Nak91].

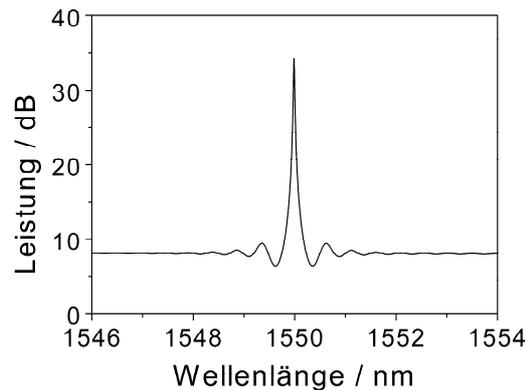


Abbildung 1.10: Subschwellspektrum eines verstärkungsgekoppelten DFB-Lasers ohne Phasensprung. Die Länge der Kavität beträgt  $800\ \mu\text{m}$ . Die Facetten sind vollkommen entspiegelt.

## 1.4 Prinzip der lateralen Kopplung

Die konventionelle Fabrikation von DFB-Lasern erfolgt nach folgendem Prinzip: Das epitaktische Wachstum wird beim Erreichen der aktiven Zone unterbrochen<sup>1</sup>. Anschließend folgt die Definition des DFB-Gitters, welche meist durch eine holographische Belichtung realisiert wird. Nachdem in die entwickelte Struktur das Gitterprofil geätzt wurde, wird das epitaktische Wachstum fortgeführt.

Der kritische Punkt bei dem oben beschriebenen Verfahren ist die Unterbrechung des epitaktischen Wachstums, da so die Entstehung von Defekten stark gefördert wird, was auf Grund der Nähe zur aktiven Zone zu signifikanten Einbußen bei der Lasereffizienz führen kann. Während das Überwachsen im InP-Materialsystem gut beherrschbar geworden ist [Li93, Söd99], ergeben sich bei Verwendung von GaAs basierenden Materialien beim Überwachsen noch erhebliche Schwierigkeiten. Auf Grund der hohen Oxidationsneigung von Aluminium erweist sich das Überwachsen der verwendeten AlGaAs-Barrieren als besonders problematisch.

Um die geschilderten Probleme zu umgehen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein vom Materialsystem unabhängiges Konzept zur Herstellung von DFB-Lasern verwendet [Kam98]. Hierbei handelt es sich um einen Laser mit gewöhnlichen Rippenwellenleiter, der allerdings zu beiden Seiten des Rippenwellenleiters über ein laterales Gitter verfügt, wie in Abbildung

<sup>1</sup> Es gibt auch Ansätze, bei denen das Gitter geringfügig unter- oder oberhalb der aktiven Zone definiert wird.

1.11 dargestellt. Das evaneszente Feld koppelt mit dem Gitter und erzeugt so die verteilte Rückkopplung. Die Kopplungsstärke wird durch den Überlapp der Mode mit dem Gitter bestimmt.

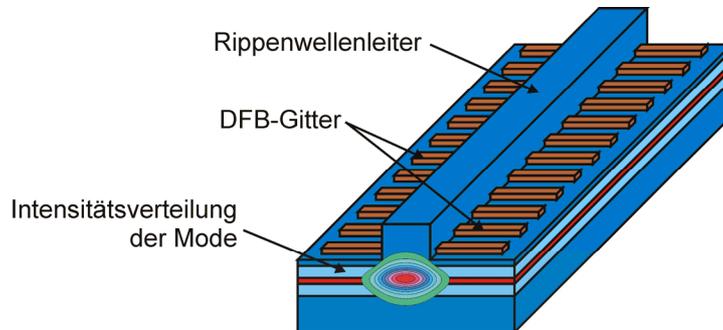


Abbildung 1.11: Schematischer Aufbau eines DFB-Lasers mit lateraler Kopplung: Das evaneszente Feld koppelt mit dem lateral angebrachten Gitter.

Als Gittermaterial wurde Chrom verwendet, da es einerseits über sehr gute Haftungseigenschaften verfügt und andererseits in dem interessanten Spektralbereich einen hohen Brechungsindex besitzt (Abbildung 1.12). Der Einsatz des Chromgitters führt zu einer komplexen Kopplung, da sowohl der Realteil als auch der Imaginärteil des effektiven Brechungsindex entlang des Rippenwellenleiters moduliert werden. Der Indexkontrast der Imaginärteile zwischen Chrom und dem umgebenden Material ist größer als der Indexkontrast der Realteile beider Materialien, so dass die Verstärkungskopplung dominiert. Auf Grund der hohen Absorption des Metalls ist lediglich ein geringer Überlapp zwischen Feld und Gitter (ca.  $5 \cdot 10^{-4}$ ) erforderlich, um DFB-Laser mit hoher Seitenmodenunterdrückung von bis über 50 dB herzustellen. Das Konzept konnte bereits erfolgreich auf unterschiedlichsten Materialsystemen demonstriert werden [Kam99, Leg99, Rei00, Ble01b].

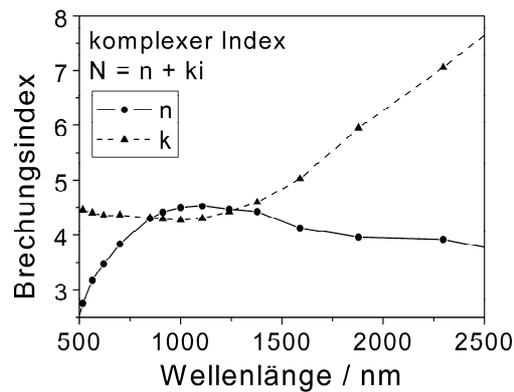


Abbildung 1.12: Komplexer Brechungsindex von Chrom in Abhängigkeit der Wellenlänge (nach [Lid99]).

## 1.5 Ersatzschaltbild einer Laserdiode

Zur elektrischen Modellierung einer Laserdiode wird ein vereinfachtes, statisches<sup>1</sup> Ersatzschaltbild verwendet.

Unterhalb der Laserschwelle verhält sich der Laser wie eine SHOCKLEY Diode, wie in Teilbild (a) der Abbildung 1.13 dargestellt. Die an der Diode abfallende Spannung  $U$  steigt logarithmisch mit dem Strom an. Die Widerstände  $R_s$  und  $R_p$  berücksichtigen in der Realität auftretende Verluste. Der Diodenstrom  $I_D$  ergibt sich zu

$$I_D(U) = I_s \left[ \exp\left(\frac{U_0 e}{k_B T N}\right) - 1 \right], \quad (1.19)$$

wobei  $I_s$  der Sättigungsstrom und  $N$  der Idealitätsfaktor der Diode ist.

Oberhalb der Laserschwelle bleibt der Spannungsabfall über der Sperrschicht der Diode praktisch konstant. Mit steigendem Strom werden zwar immer mehr Elektronen injiziert, diese zusätzlichen Ladungsträger rekombinieren aber umgehend durch stimulierte Emission, so dass die Ladungsträgerdichte konstant bleibt. Mit steigendem Strom fällt allerdings am real vorhandenen seriellen Widerstand  $R_s$  eine steigende Spannung ab, was einen Anstieg des Spannungsabfalls des gesamten Bauteils zur Folge hat. Das Teilbild (b) der Abbildung 1.13 zeigt das Ersatzschaltbild einer Laserdiode oberhalb der Laserschwelle.  $U_0$  setzt sich aus dem Anteil der idealen Diode  $U_D$  und einem zusätzlichen Spannungsabfall  $U_s$  zusammen, wobei

<sup>1</sup> Da die Laser ausschließlich im Dauerstrich-Betrieb eingesetzt werden, wird auf die Modellierung der dynamischen Eigenschaften verzichtet.

letzterer real auftretende Verluste, wie z. B. bedingt durch Störstellen, berücksichtigt:  
 $U_0 = U_D + U_S$ .

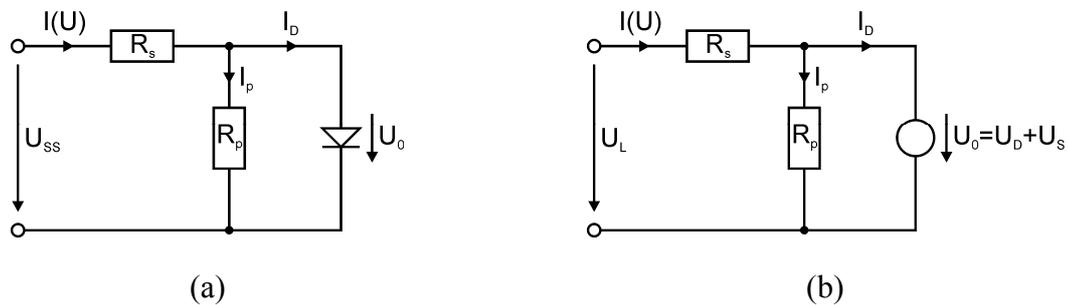


Abbildung 1.13: elektrische Ersatzschaltbilder (statisch): unterhalb der Laserschwelle (a), (nach [Blu95]), oberhalb der Laserschwelle (b).

## 1.6 Kenngrößen von Laserdioden

Nachfolgend wird kurz auf verschiedene Kennlinien bzw. Kenngrößen eines Halbleiterlasers eingegangen. Es wurde eine Auswahl von für diese Arbeit relevanten Größen getroffen.

### 1.6.1 Spannungs-Strom-Kennlinie

In der Spannungs-Strom-Kennlinie (U-I-Kennlinie) ist die am Laser abfallende Spannung in Abhängigkeit des eingepprägten Stroms dargestellt. Diese Darstellung ist für die elektrische Charakterisierung nützlich, da sich aus ihr die elektrischen Kenngrößen Widerstand (absolut und differentiell) und Einsatzspannung bestimmen lassen. In Abbildung 1.14 ist eine ideale Spannungs-Strom-Kennlinie dargestellt. Man erkennt den logarithmischen Anstieg der Spannung, der beim Erreichen des Schwellenstroms in eine Gerade mit positiver Steigung übergeht. Die Verlängerung dieser Geraden bildet mit der Ordinate einen Schnittpunkt, der die Einsatzspannung  $U_0$  festlegt.

Aus der Spannungs-Strom-Kennlinie lässt sich auch der Widerstand des Lasers bestimmen. Der (absolute) Widerstand  $R$  ergibt sich als Quotient aus der am Bauteil abfallenden Spannung  $U$  und dem Strom  $I$  und ist z. B. wichtig, um, bei bekannter optischer Leistung  $P$ , die thermische Beanspruchung des Bauteils abschätzen zu können (siehe Abschnitt 4.2.1). Der differentielle Widerstand  $R_{diff}$  bezeichnet die Steigung der Spannungs-Strom-Kennlinie für Ströme oberhalb des Schwellenstroms  $I_s$  und lässt u. a. Aussagen über die elektrische Güte der Metall-Halbleiter Kontakte zu.

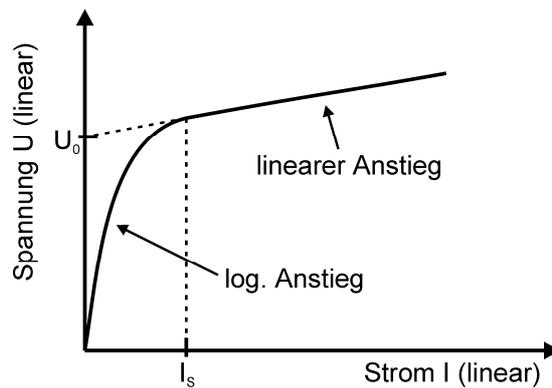


Abbildung 1.14: Idealisierte Spannungs-Strom-Kennlinie eines Diodenlasers

## 1.6.2 Lichtleistungs-Strom-Kennlinie

Bei der Lichtleistungs-Strom-Kennlinie (P-I-Kennlinie) wird die optische Leistung  $P$  über dem Strom  $I$  aufgetragen (Abbildung 1.15). Unterhalb der Laserschwelle wird durch spontane Emission inkohärentes Licht generiert. Oberhalb der Laserschwelle emittiert der Laser zusätzlich durch stimulierte Emission erzeugtes, kohärentes Licht. Der Anteil des durch spontane Emission erzeugten Lichts bleibt oberhalb der Laserschwelle konstant, da alle zusätzlichen Ladungsträger stimuliert rekombinieren. Um ein großes Verhältnis von stimulierter zu spontaner Emission zu erreichen (wie z. B. für eine kleine Linienbreite erforderlich), ist es vorteilhaft, den Laser bei hohen Ausgangsleistungen zu betreiben.

Der Schwellenstrom des Lasers  $I_S$  ergibt sich aus dem Schnittpunkt der steil ansteigenden Gerade mit der Abszisse. Die differentielle Quanteneffizienz  $\eta_d$  ist proportional zur Steigung der Geraden mit dem Proportionalitätsfaktor  $e/hf$ .

$$\eta_d = \frac{e}{hf} \frac{dP}{dI}, \text{ für } I > I_S \quad (1.20)$$

Häufig wird anstelle der Quanteneffizienz nur die Steigung  $dP/dI$  in der Einheit W/A angegeben.

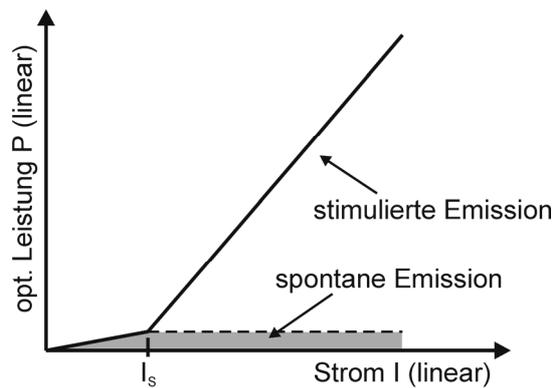


Abbildung 1.15: Idealierte Lichtleistungs-Strom-Kennlinie eines Diodenlasers

### 1.6.3 Divergenzwinkel und Fernfeld

Die Intensitätsverteilung auf der Auskoppelfacetten wird als Nahfeld bezeichnet. Da das Laserlicht in einem Wellenleiter geführt wird, dessen laterale und transversale Dimensionen im Bereich der Laserwellenlänge liegen, wird das Licht beim Auskoppeln stark gebeugt. Die Wellenleiter für die laterale und die transversale Wellenführung weisen in der Regel signifikant unterschiedliche Dimensionen auf, so dass der Strahl einen deutlichen Astigmatismus besitzt. Die unterschiedlich starke Beugung führt mit wachsendem Abstand von der Facette zu einer Veränderung des Intensitätsprofils. In hinreichend großem Abstand von der Facette wird die Intensitätsverteilung als Fernfeld bezeichnet (siehe Abbildung 1.16). Als Maß für die Beugung wird der Divergenzwinkel  $\theta$  verwendet.  $\theta_x$  ergibt sich aus einem Schnitt des Intensitätsprofils mit der  $xz$ -Ebene, wobei die Breite auf halber Höhe des Maximums relevant ist [Ama98].  $\theta_y$  ergibt sich analog aus einem Schnitt mit der  $yz$ -Ebene.

Das Fernfeld ist hierbei im Wesentlichen das Fourier-Integral des Nahfelds [Cas78]. Bei einem (einzelnen) Laser vollzieht sich der Übergang vom Nah- zum Fernfeld in etwa in einem Abstand von  $w^2/\lambda$ , wobei  $w$  der Breite des Nahfeldes entspricht [Col95].

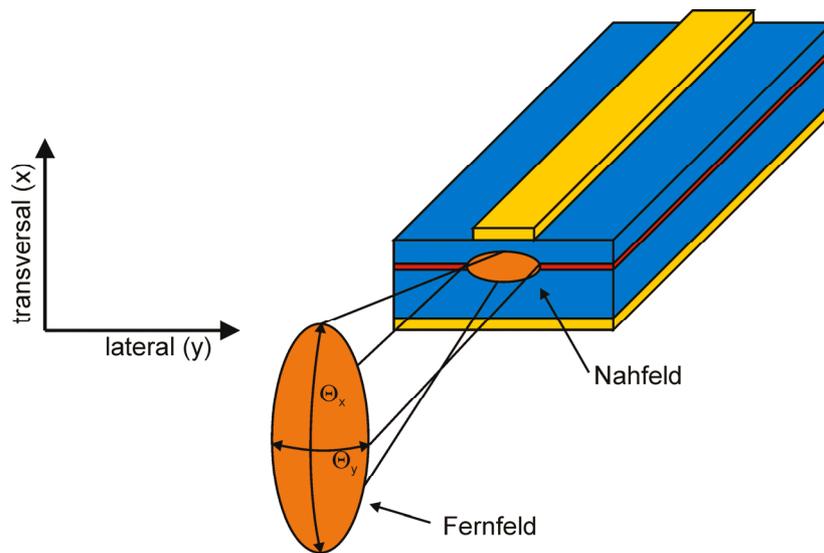


Abbildung 1.16: Übergang vom Nah- zum Fernfeld für einen einzelnen Laser.

#### 1.6.4 Seitenmodenunterdrückungsverhältnis

Das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis (engl.: side mode suppression ratio, SMSR) bezeichnet das Verhältnis der Leistungen der Mode mit der höchsten Intensität zur Mode mit der zweithöchsten Intensität. Üblicherweise wird der 10-fache Logarithmus des Verhältnisses angegeben. Ein hohes Seitenmodenunterdrückungsverhältnis (typisch: 30 dB) ist u. a. für faseroptische Übertragungsstrecken bei der Telekommunikation wichtig, um das Übersprechen zu unterdrücken. Die Abbildung 1.17 zeigt ein Laserspektrum mit dem dazugehörigen Seitenmodenunterdrückungsverhältnis.

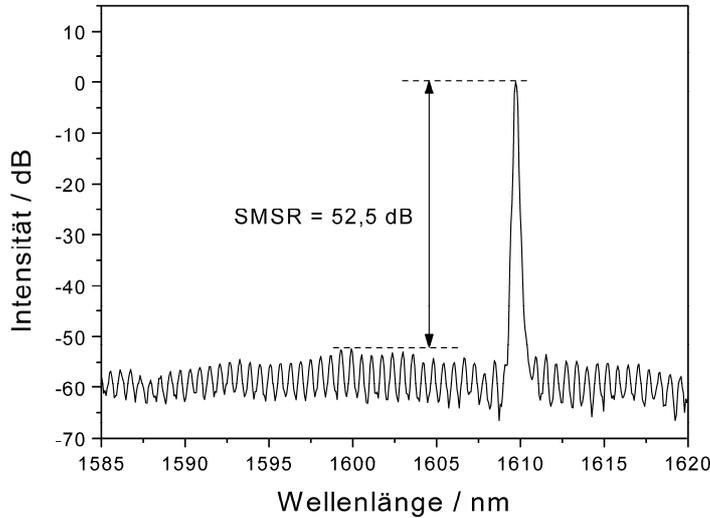


Abbildung 1.17: Veranschaulichung des Seitenmodenunterdrückungsverhältnis am Beispiel eines lateral gekoppelten DFB-Lasers auf Basis InGaAsP/InP. Die Intensität der DFB-Mode ist um 52,5 dB höher als die Intensität der zweitstärksten Mode.

### 1.6.5 Kohärenz und spektrale Linienbreite

Bei der Betrachtung der Kohärenz unterscheidet man prinzipiell zwischen räumlicher und zeitlicher Kohärenz, wobei im Folgenden lediglich auf die zeitliche Kohärenz eingegangen wird. Unter vollkommener zeitlicher Kohärenz versteht man die Emission von Licht einer einzelnen Frequenz  $f$ , was gleichbedeutend mit einem unendlich langen, sinusförmigen Wellenzug ist. Auf Grund der Endlichkeit der einzelnen Wellenzüge kommt es zu einer spektralen Verbreiterung, die als spektrale Linienbreite bezeichnet wird. In einem DFB-Laser wird die Linienbreite im Wesentlichen durch die Verstärkung von spontaner Emission verschlechtert. Nach [Hen82] ergibt sich die Linienbreite  $\Delta f$  (SCHAWLOW-TOWNES-HENRY Linienbreite) zu

$$\Delta f = (v_g^2 hf g n_{sp} \alpha_m / 8\pi P)(1 + \alpha^2). \quad (1.21)$$

mit

$$1/n_{sp} = 1 - \exp((hf - (E_{Fc} - E_{Fv}))/k_B T). \quad (1.22)$$

$$\alpha_m = 1/(2L) \ln(1/R_1 R_2) \quad (1.23)$$

- $v_g$  : Gruppengeschwindigkeit  
 $g_{th}$  : Schwellenverstärkung  
 $P$  : optische Leistung

Der sog.  $\alpha$ -Faktor hängt hauptsächlich von der Wellenlänge ab und nimmt in der Regel Werte zwischen 1 und 5 an [Mor97].

Die willkürliche Phasenlage der einzelnen Wellenzüge äußert sich als Phasenrauschen, wie in Abbildung 1.18 gezeigt. Der mittlere zeitliche Abstand zwischen zwei Phasensprüngen wird als Kohärenzzeit bezeichnet. Bei den für Halbleiterlasern typischen Lorentz-förmigen Spektren ist die Kohärenzzeit definiert als  $\tau_c = 1/\pi \Delta f$  [Der98].

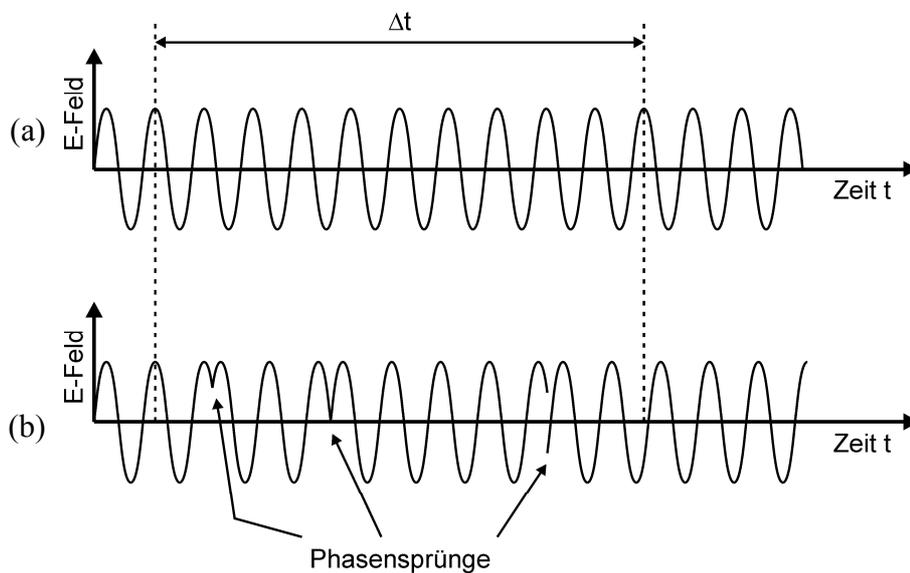


Abbildung 1.18: Veranschaulichung der Begriffe Phasenrauschen und Kohärenzzeit. Im beobachteten Zeitintervall  $\Delta t$  tritt kein Phasensprung auf, da die Kohärenzzeit größer ist als  $\Delta t$  (a). Innerhalb des Zeitintervalls treten Phasensprünge auf und reduzieren somit die Kohärenzzeit (b) (nach [Der98]).

## 2 Herstellung der Halbleiterlaser

Die Herstellung eines Halbleiterlasers basiert auf den beiden Bereichen epitaktisches Wachstum und Technologie. Bei der Herstellung der in dieser Arbeit gezeigten Laser konnte auf vorhandene Epitaxiestrukturen zurückgegriffen werden, so dass das epitaktische Wachstum nur am Rande angesprochen wird. Unter dem Begriff Technologie versteht man sämtliche Prozessschritte, die im Anschluss an die Epitaxie durchgeführt werden. Da einige dieser Technologie-Schritte in besonderem Maße wichtig für die hergestellten Laser sind, werden diese im Folgenden genauer erläutert. Anschließend wird für einen bestimmten Laser exemplarisch eine Übersicht über die einzelnen Prozessschritte gegeben.

### 2.1 Epitaxie der Halbleiterstrukturen

Sämtliche Epitaxiestrukturen wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (engl.: molecular beam epitaxy, MBE) hergestellt. Für nähere Informationen über die Molekularstrahlepitaxie wird auf die Literatur (z. B. [Her96]) verwiesen. Die verwendeten Laserschichten auf der Basis unterschiedlicher Materialsysteme bzw. Materialien der aktiven Schicht wurden in vier verschiedenen Epitaxieanlagen gewachsen. Details über die einzelnen Anlagen bzw. das Wachstum sind ebenfalls der Literatur zu entnehmen<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> Materialsystem: InGaAs/GaAs: [Klo99, Sch00, Kre01]; Materialsystem: GaInNAs/GaAs: [Fis02, Gol01]; Materialsystem: InGaSb/GaSb: [Ble01]; für das Materialsystem InGaAsP/InP stehen keine anlagen- oder wachstumsspezifischen Literaturquellen zur Verfügung.

## 2.2 Verwendete Technologien

Zwei wesentliche Prozessschritte bei der Laserherstellung sind die Definition sehr kleiner Muster mittels Elektronenstrahl-Lithographie sowie das Trockenätzen, das zur Erzeugung der Rippenwellenleiter eingesetzt wurde.

### 2.2.1 Elektronenstrahl-Lithographie

Während relativ große Strukturen bis zu 1  $\mu\text{m}$  mittels konventioneller optischer Lithographie übertragen werden können<sup>1</sup>, bedarf es für kleinere Muster im Bereich von wenigen Nanometer Strukturgröße anderer Ansätze, wie z. B. der Elektronenstrahl-Lithographie.

Bei der Elektronenstrahl-Lithographie wird ein (elektronenempfindlicher) Lack gezielt mit Elektronen beschossen und so die gewünschten Strukturen definiert. Durch den Beschuss mit Elektronen werden die Lackmoleküle in kleinere Stücke zerteilt, die anschließend in einem Entwicklerbad entfernt werden können.

Für die Herstellung der in dieser Arbeit gezeigten Laser mussten sehr feine Gitter mit einer minimalen Stegbreite von ca. 75 nm strukturiert werden. Hierfür wurde ein Elektronenstrahl-Lithographiesystem der Firma EIKO Engineering Co., Ltd., Japan verwendet [Mim95].

Die Anlage verwendet eine Beschleunigungsspannung von 100 kV. Die vergleichsweise hohe Energie der Elektronen reduziert deren Streuung im Lack und minimiert so die Aufweitung des Elektronenstrahls. Dadurch lassen sich auch noch in relativ dicken Lackschichten sehr feine Muster definieren, wie es für die Belichtung von lateralen DFB-Gittern erforderlich ist.

Der Elektronenstrahl kann innerhalb des 200  $\mu\text{m}$  mal 200  $\mu\text{m}$  großen Schreibfelds elektromagnetisch abgelenkt werden. Ein Schreibfeld besteht aus 50.000 mal 50.000 adressierbaren Punkten, so dass ein Punkt eine nominelle Kantenlänge von 4 nm hat. Damit auch Muster mit mehr als 200  $\mu\text{m}$  Kantenlänge belichtet werden können, ist der Probenhalter auf einem senkrecht zur Strahlrichtung verfahrbaren Tisch montiert. Die Positionierung des Tisches erfolgt mittels zweier Schrittmotoren und wird von einem Laserinterferometer mit einer Auflösung von 2,5 nm überwacht. Kleine, durch die mechanische Positionierung bedingte, Abweichungen im Submikrometerbereich werden gegebenenfalls elektronisch korrigiert.

---

<sup>1</sup> Die minimale Strukturgröße des zu Verfügung stehenden optischen Belichters beträgt 1  $\mu\text{m}$ . Die zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit minimal mögliche Strukturgröße unter Verwendung industrieller Waferstepper aus der Chip-Fertigung beträgt weniger als 130 nm.

Dadurch ist gewährleistet, dass ein aus mehreren Schreibfeldern bestehendes Muster korrekt zusammengesetzt wird.

Kommerziell eingesetzte Elektronenstrahl-Lithographieanlagen arbeiten nach einem seriellen Verfahren. Zwei-dimensionale Muster werden hierbei durch das Belichten von Linien realisiert, indem der Elektronenstrahl mäanderförmig über die zu belichtende Fläche geführt wird.

### 2.2.1.1 Aufbau der Anlage

In der gesamten Lithographieanlage herrscht Hochvakuum damit die Bewegung der Elektronen nicht durch Gasatome gestört wird. Die Anlage besteht aus einer Probenkammer und der darüber befindlichen sog. Säule (siehe Abbildung 2.1), in der der Elektronenstrahl generiert und fokussiert wird. Eine zusätzliche Be- und Entladekammer dient dem schnelleren Probentransfer.

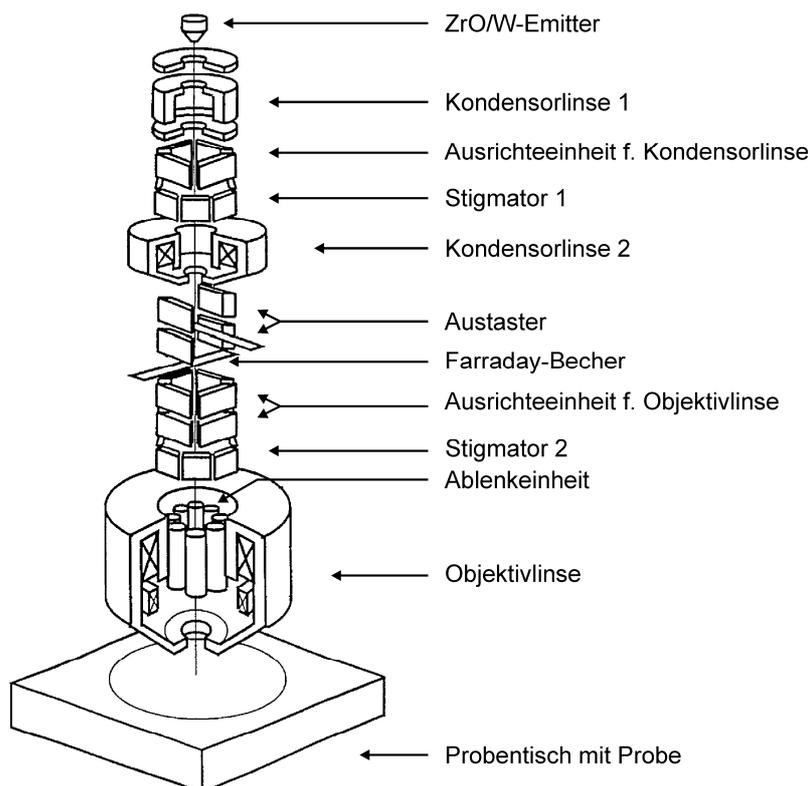


Abbildung 2.1: schematische Darstellung der Säule der Elektronenstrahl-Lithographie-Anlage. (Es sind lediglich die wichtigsten elektronenoptischen Bauelemente dargestellt.)

Die Elektronen werden von einem thermischen Feldemitter abgegeben. Im vorliegenden Fall besteht dieser aus einer geheizten Wolframeinkristallspitze und einer wenige Moleküllagen dicken Schicht aus Zirkoniumoxid zur Verringerung der Austrittsarbeit. Bei der Emission der Elektronen handelt es sich um eine thermische Emission über eine durch ein externes elektrisches Feld erniedrigte Barriere [Tug85]. Ein thermischer Feldemitter zeichnet sich durch einen relativ hohen Emissionsstrom aus, wobei gleichzeitig eine gute räumliche Abstrahlcharakteristik erzielt wird. Auf Grund der höheren Stromdichte können bei gegebener Belichtungsdosis schnellere Belichtungszeiten realisiert werden als bei den üblicherweise eingesetzten  $\text{LaB}_6$ -Kathoden [Yos96].

Der Emitter befindet sich auf einem Potential von  $-100\text{ kV}$  gegenüber Masse. Nach dem Verlassen des Emitters werden die Elektronen beschleunigt, durchlaufen hierbei die erste Kondensorlinse (elektrostatisch) und haben beim Erreichen der auf Masse-Potential liegenden Blende eine Energie von  $100\text{ keV}$ .

Im weiteren Verlauf passieren die Elektronen u. a. die zweite Kondensorlinse (magnetisch) und werden schließlich von der (ebenfalls magnetischen) Objektivlinse auf die Probe fokussiert. Beide Kondensorlinsen sind zu einem Zoom-Objektiv mit konstantem Fokus gekoppelt, das den Emitter verkleinert abbildet. Der gewünschte Strahlstrom kann so über die Brennweite des Objektivs innerhalb gewisser Grenzen eingestellt werden. Die Grobeinstellung der Stromstärke wird vorher mittels zweier mechanischer Aperturblenden durchgeführt. Der maximale Belichtungsstrom beträgt ca.  $15\text{ nA}$  und ist somit ca. vier Größenordnungen kleiner als der Emissionsstrom des Emitters (ca.  $200\text{ }\mu\text{A}$ ). Da nur ein kleiner Anteil der emittierten Elektronen die geeignete Bewegungsrichtung aufweist, muss der Großteil der Elektronen über eine Vielzahl unterschiedlicher Blenden abgefangen werden. Der Strahlstrom kann sowohl in der Säule als auch auf dem Probentisch mit einem Farraday-Becher gemessen werden.

Während einer Belichtung ist es häufig erforderlich den Elektronenstrahl auszutasten, um Verbindungslinien zwischen zwei unabhängigen Mustern zu vermeiden. Die Austasteinheit besteht aus zwei übereinander angeordneten Plattenpaaren und einer dazwischen liegenden Apertur. Zum Austasten wird der Strahl durch das erste Plattenpaar seitlich ausgelenkt. Diese Bewegung wird aber durch das zweite Plattenpaar mit entgegengesetzter Polung so kompensiert, dass sich die Strahlposition auf der Probe nicht ändert. Der Strahl wird lediglich abgeschnürt, so dass Artefakte durch ein seitliches Aus- und Eintasten des Strahls unterbunden werden.

Die computergesteuerte Ablenkeinheit zur Positionierung des Strahls innerhalb des Schreibfelds ist in der Objektivlinse integriert. Die weiteren, zwischen den einzelnen Linsen befindlichen Bauteile, dienen der Verbesserung der Strahlqualität. Die Aufgabe der beiden Stigmatoren ist es, einen möglichst kreisrunden Strahlquerschnitt zu erzielen. Die beiden Ausrichteeinheiten ermöglichen die exakte Ausrichtung des Strahls auf die optische Achse des Systems.

### 2.2.1.2 Belichten von DFB-Gittern

Obwohl eine minimale Strukturgröße von 4 nm im Vergleich zur optischen Lithographie um ca. zwei Größenordnungen besser ist, wäre eine noch höhere Auflösung im Hinblick auf die Belichtung von DFB-Gittern wünschenswert.

Möchte man die Emissionswellenlänge des Lasers mit einer Genauigkeit  $\Delta\lambda$  festlegen können, so beträgt die erforderliche Auflösung der Lithographieanlage

$$\Delta\Lambda = \frac{\Delta\lambda}{2n_{eff}} m. \quad (2.1)$$

Für einen Laser mit einem angenommenen effektiven Brechungsindex von 3,3 und einer geforderten Einstellbarkeit der Wellenlänge von einem Nanometer Genauigkeit, ergibt sich die notwendige Auflösung der Lithographieanlage zu 0,15 nm (Gitter 1. Ordnung). Die vorhandene Auflösung von 4 nm erlaubt dagegen nur Emissionswellenlängen in einem Raster mit 26,4 nm Abstand.

Um dennoch die Emissionswellenlänge in einem Raster mit kleinerem Abstand definieren zu können, belichtet man nicht Gitter mit einer konstanten Periode, sondern setzt aus den technisch möglichen Perioden die gewünschte Periode  $\Lambda_{eff}$  anteilig zusammen.

$$\Lambda_{eff} = \frac{m_1\Lambda_1 + m_2\Lambda_2}{m_1 + m_2} \quad (2.2)$$

- $\Lambda_{eff}$  : effektive Gitterperiode
- $\Lambda_1$  : technisch realisierbare Periode 1
- $m_1$  : Anzahl der Perioden  $\Lambda_1$
- $\Lambda_2$  : technisch realisierbare Periode 2
- $m_2$  : Anzahl der Perioden  $\Lambda_2$

Da die Fluktuation der Perioden deutlich kleiner ist als die Lichtwellenlänge, mittelt das Licht über die vorhandenen Perioden. Man nennt diese gemischten Gitter auch „sampled gratings“. Soll beispielsweise ein Laser mit einer Gitterperiode von 197 nm hergestellt werden, so ist

das mit einem Gitter mit einheitlicher Periode nicht realisierbar. Technisch mögliche Gitterperioden sind lediglich ganzzahlige Vielfache von 4 nm, wie z. B. 196 nm und 200 nm. Belichtet man nun Gitter mit 196 nm und 200 nm Periode mit der Häufigkeit 3:1, wie in Abbildung 2.2 gezeigt, so „sieht“ das Licht im Mittel ein Gitter mit einer effektiven Periode von 197 nm.<sup>1</sup>

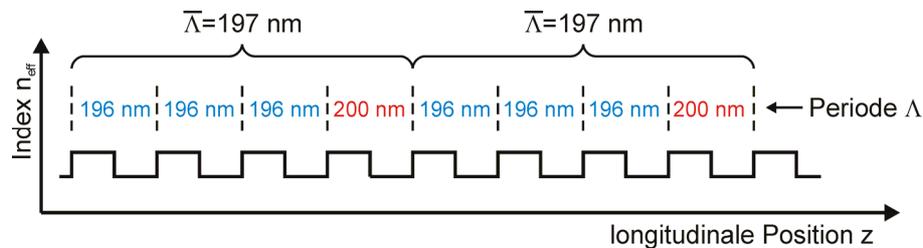


Abbildung 2.2: Darstellung eines aus zwei unterschiedlichen Perioden zusammengesetzten Gitters. Das Licht mittelt anteilig über die vorhandenen Perioden.

## 2.2.2 Ätzprozesse

Die Übertragung von lithographisch definierten Mustern in den Halbleiter wird durch Ätzprozesse realisiert. Bei der Prozessierung der Laser wurden Ätzprozesse (ausschließlich) für die Übertragung der Rippenwellenleiter in den Halbleiter verwendet. Um bei der Herstellung der DFB-Laser eine gute Kopplung zwischen der Lichtwelle und dem lateralen Gitter zu erreichen, sind senkrechte (oder leicht nach außen geneigte) Flanken erforderlich, wofür ein stark anisotropes Ätzverhalten notwendig ist. Darüber hinaus muss die Ätztiefe mit dem verwendeten Verfahren mit hoher Genauigkeit einstellbar sein. Andernfalls ergäben sich zu große Beeinträchtigungen bezüglich der optimalen Kopplung.

### 2.2.2.1 Nasschemisches Ätzen

Beim nasschemischen Ätzen befindet sich der Halbleiter in einer flüssigen Ätzlösung, in der das Halbleitermaterial durch chemische Reaktionen entfernt wird. Durch den kristallinen Aufbau des Materials ist bei manchen Halbleitern (unter Verwendung einer geeigneten Ätzlösung) ein stark anisotropes Ätzverhalten entlang ausgewählter Kristallebenen möglich. Um die Ätztiefe genau kontrollieren zu können, verwendet man üblicherweise sog.

<sup>1</sup> Für ein exaktes Tastverhältnis von 1:1 sind für die Gitterperioden nur ganzzahlige Vielfache von 8 nm zulässig. Die Verwendung von Gitterperioden im 4 nm Raster führt zu einer geringfügigen Veränderung des Tastverhältnisses, die vernachlässigt werden kann. Beispiel: Ein Gitter mit 196 nm Periode kann nicht in Form eines Hoch- und eines Niedrigindexbereichs von je 98 nm Länge belichtet werden, sondern muss in zwei Bereiche mit 100 bzw. 96 nm aufgeteilt werden.

Ätzstoppschichten, die eine wesentlich geringere Ätzrate aufweisen als das umgebende Material. Das Einbringen einer Ätzstoppschicht führt zu exakten Äztiefen und qualitativ hochwertigeren Halbleiter-Luft-Grenzschichten als eine Terminierung des Ätzprozesses nach Ablauf einer vorgegebenen Zeit.

Bei den in dieser Arbeit vorgestellten auf InP basierenden Lasern wurde der Rippenwellenleiter nasschemisch geätzt. (Lediglich eine ca. 200 nm dicke Kontaktschicht aus InGaAsP wurde mit dem im nächsten Abschnitt besprochenen Trockenätzprozess durchgeätzt, da die verwendete Ätzlösung für diesen Zweck ungeeignet ist.) Als Ätzlösung wurde eine Mischung aus HCl und H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub> im Verhältnis 1:4 verwendet, die in (1,-1,0)-Richtung zu fast senkrechten Flanken führt. Als Material für die Ätzstoppschicht wurde InGaAsP verwendet.

### 2.2.2.2 RIE-ECR Trockenätzen

Mit Trockenätzprozessen lassen sich Strukturen sehr genau in Halbleiter übertragen. Da es außerdem nur für manche Halbleiter anisotrope Ätzlösungen gibt, finden Trockenätzprozesse in der Praxis häufige Anwendung. Die Rippenwellenleiter der auf GaAs und GaSb basierenden Laser wurden deshalb vollständig trocken geätzt. Zwar sind selektive Ätzlösungen für obige Materialien bekannt, diese führen aber nicht zu der gewünschten Flankenform.

Zur Übertragung der Muster in den Halbleiter wurde eine Anlage zum reaktiven Ionenätzen (engl.: reactive ion etching, RIE) verwendet. Hierbei wird das Halbleitermaterial sowohl durch chemisch aktive Radikale als auch durch den Beschuss mit Ionen abgetragen. Durch diese zusätzliche, physikalische Ätzkomponente können Ätzprofile mit hoher Flankensteilheit und einem hohen Aspektverhältnis hergestellt werden. Typischerweise wird ein Gasgemisch aus einem chemisch reaktiven Gas und einem inerten Gas eingesetzt. Für die Strukturierung der Rippenwellenleiter wurde Argon (physikalische Komponente) verwendet, dem ein Anteil von ca. 10 Vol-% Chlor (chemische Komponente) beigesetzt war.

Bei einer konventionellen RIE-Anlage befindet sich die Probe in der Prozesskammer auf einem elektrisch leitenden Probenhalter. Mit einem Hochfrequenz-Anpassnetzwerk wird eine Wechselspannung (13,56 MHz) über den Probenhalter in die Prozesskammer eingekoppelt. In dem vorhandenen Gas (Druck: ca. 10<sup>-3</sup> mbar) wird hierdurch ein Plasma gezündet. Die freien Elektronen sind, anders als die Ionen, auf Grund ihrer geringen Masse in der Lage, der Wechselspannung zu folgen. Folglich treffen bei jeder positiven Halbwelle der HF-Spannung mehr Elektronen auf die Probe als während der negativen Halbwelle (positive) Ionen. Durch den Elektronenüberschuss lädt sich die Probe im Bezug auf das Plasma negativ auf. Durch

diese Biasspannung werden die positiven Ionen zur Probenoberfläche beschleunigt. Dort treffen sie in erster Näherung senkrecht auf und schlagen Atome aus dem Halbleitermaterial<sup>1</sup>.

Das reaktive Gas wurde teilweise in Radikale gespalten und geht mit den Halbleitermaterialien chemische Verbindungen ein. Beim Ätzen von GaAs-haltigen Material mit Chlor bilden sich die leicht flüchtigen Reaktionsprodukte  $\text{GaCl}_3$  und  $\text{AsCl}_3$  [Pea91]. Problematischer verhalten sich Materialien mit hohem Indiumgehalt. Das entstehende  $\text{InCl}_3$  ist schwer flüchtig und es besteht deshalb die Gefahr, dass der Ätzprozess auf Grund mangelnder Desorption der Reaktionsprodukte zum Erliegen kommt.

Bei dem oben beschriebenen konventionellen Prozess ist sowohl die Plasmadichte als auch die Biasspannung von der HF-Leistung abhängig. Um beide Parameter unabhängig voneinander einstellen zu können, können RIE-Anlagen zusätzlich mit einer separaten Plasmaquelle ausgestattet werden. In der verwendeten Anlage wurde hierfür eine Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quelle (engl.: electron cyclotron resonance, ECR) eingesetzt. Der Aufbau der RIE-ECR-Ätzanlage ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Zusätzlich zu der am Probenhalter anliegenden Wechselspannung wird noch eine weitere hochfrequente Wechselspannung in Form eines Mikrowellensignals (2,45 GHz) von oben in die Prozesskammer eingekoppelt. Durch einen permanenten Ringmagnet wird ein Magnetfeld  $B$  erzeugt, das die Elektronen auf Zyklotronbahnen kreisen lässt. Die Stärke des Magnetfelds ist so angepasst, dass die dazugehörige Zyklotronfrequenz  $\omega_c$  mit der Frequenz des Mikrowellensignals übereinstimmt, was zu einer sehr effizienten Anregung der Elektronen führt und eine hohe Plasmadichte zur Folge hat. Die Dichte des Plasmas kann nun über die Mikrowellenleistung eingestellt werden. Unabhängig davon kann die Biasspannung über die HF-Leistung beeinflusst werden, was für die Optimierung der Ätzprozesse von großem Nutzen ist.

Der verwendete Ätzprozess mit Chlor und Argon erlaubt ein hochgradig anisotropes Ätzverhalten. Die Rauigkeit der Flanken ist gering, was wiederum geringe Streuverluste des umlaufenden Lichts und somit hohe Lasereffizienzen zur Folge hat. Durch die hohe Plasmadichte der ECR-Quelle werden außerdem kurze Ätzzeiten erreicht.

---

<sup>1</sup> Ein Teil der Ionen dringt auch in den Halbleiter ein und führt dort zu unerwünschten Störstellen. Durch geeignete Wahl der Prozessparameter kann eine Schädigung des Halbleiters aber weitgehend vermieden werden [Wer99].

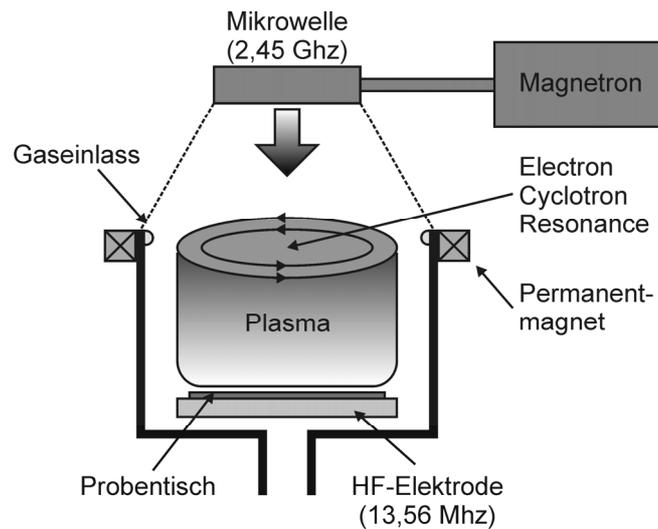


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau der verwendeten RIE-ECR-Anlage (nach [Wer99]).

## 2.3 Prozessierung einer Laserprobe

Bei der Prozessierung der unterschiedlichen Laserproben gab es, je nach Materialsystem und den spezifischen Anforderungen, gewisse Unterschiede. Die grundlegende Prozessschritte sowie deren Abfolge ist aber bei allen Proben identisch. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird darauf verzichtet, auf alle Details der Prozessierung bei den unterschiedlichen Proben einzugehen. Nachfolgend werden am Beispiel eines auf GaAs basierenden, zwei-segmentigen DFB-Lasers mit mehreren Reflektionswellenlängen (vgl. Kapitel 4) die einzelnen Technologieschritte erläutert. Die im folgenden Text in Klammern angegebenen Buchstaben bezeichnen die verschiedenen Teilbilder in Abbildung 2.4.

Die typische Probengröße beträgt 10 x 11 mm und bietet Platz für ca. 200 Laser. Nach dem Herausspalten eines geeigneten Probenstücks aus einer 2 bzw. 3 Zoll großen Epitaxiescheibe folgt eine organische Reinigung zur Entfernung organischer Reste auf der Probenoberfläche (a). Anschließend wird die Probe mit 1  $\mu\text{m}$  dickem optischen<sup>1</sup> Positiv-Lack in einer Lackschleuder belackt (b). Am optischen Belichter werden Rippenwellenleiter mit einer Breite von ca. 2  $\mu\text{m}$  belichtet. Durch das nachfolgende Entwickeln in einem basischen Entwickler werden die belichteten Bereiche des positiv-Lacks herausgelöst (c). Nun folgt das Aufdampfen der Ätzmaske aus 180 nm BaF<sub>2</sub> und 130 nm Cr. Das BaF<sub>2</sub> dient hierbei als

<sup>1</sup> Der Lack reagiert empfindlich auf ultraviolettes Licht im Spektralbereich unterhalb von 400 nm.

Trägermaterial für die eigentliche Ätzmaske aus Cr und wird verwendet, um die Maske zu einem späteren Zeitpunkt wieder einfach entfernen zu können (d). Da die Maske ganzflächig über die Probe aufgedampft wurde, folgt nun ein sog. Abhebe-Schritt, indem der noch vorhandene Lack und die darauf befindliche Maske entfernt werden. Hierzu wird die Probe in ein Lösungsmittel getaucht und mit Ultraschall beaufschlagt. Die Maske verbleibt lediglich auf den Bereichen, die später die Rippenwellenleiter darstellen (e).

Durch das Trockenätzen in der RIE-ECR Anlage werden die Rippenwellenleiter unter dem Einfluss eines Cl-Ar Plasmas hergestellt. Hierzu wird überall dort das Halbleitermaterial entfernt, wo sich keine Maske auf der Probe befindet. Durch den hohen physikalischen Ätzanteil bei dem gewählten Trockenätzprozess entstehen nahezu senkrechte Ätzflanken, wodurch die Rippenwellenleiter gut für die Ankopplung des lateralen Gitters geeignet sind (f). Die Ätztiefe wird (bei bekannter Ätzrate) durch die Ätzzeit eingestellt und muss sehr genau ( $\pm 50$  nm) eingehalten werden, um eine definierte Ankopplung an das laterale Gitter zu gewährleisten. Die typische Ätztiefe beträgt in etwa  $1,5 \mu\text{m}$ .

Nach dem Ätzen wird eine Schicht aus  $10 \text{ nm Al}_2\text{O}_3$  als Passivierung flächig auf die Probe aufgedampft, um (zu einem späteren Zeitpunkt) die Diffusion von Cr aus dem Gitter in den Halbleiter zu unterbinden. Dies hätte die Ausbildung von Störstellen zur Folge und ist deshalb unerwünscht.

Die Probe wird nun mit  $150 \text{ nm}$  dickem, elektronenstrahl-empfindlichem Lack (PMMA<sup>1</sup>) belackt (g). Die Belichtung der lateralen Gitter erfolgt auf Grund der geringen Strukturgröße<sup>2</sup> in der Elektronenstrahl-Lithographie Anlage.

Die belichtete Probe wird in einer Mischung aus MIBK<sup>3</sup> und 2-Propanol entwickelt, wodurch der Lack in den belichteten Bereichen entfernt wird (h). Anschließend wird eine  $50 \text{ nm}$  dünne Cr Schicht aufgedampft. Es folgt erneut ein Abhebe-Schritt im Ultraschallbecken, indem der noch vorhandene Lack sowie das darauf befindliche Cr entfernt werden (i). Nun wird die noch vorhandene Ätzmaske ( $\text{BaF}_2/\text{Cr}$ ) in Wasser unter Ultraschalleinfluss abgenommen (j).

Um die Probe zu planarisieren, wird ein Polymer (BCB<sup>4</sup>) aufgeschleudert (k). Überschüssiges Polymer wird in einem  $\text{CHF}_3/\text{O}_2$ -Plasma so lange verascht, bis der Kunststoff und die Rippenwellenleiter auf gleicher Höhe sind und die Oberfläche annähernd plan ist (l). Nach

---

<sup>1</sup> Polymethylmethacrylat

<sup>2</sup> Die Breite eines einzelnen Gitterstegs beträgt bei einem bei  $980 \text{ nm}$  emittierenden Laser ca.  $75 \text{ nm}$ .

<sup>3</sup> Isobutylmethylketon

<sup>4</sup> Benzocyclobuten

dem erneuten Belackern (m) kann der Oberseitenkontakt (p-Kontakt) mittels optischer Lithographie strukturiert werden (n). In der Aufdampfanlage wird der Kontakt bestehend aus Titan (20 nm), Platin (180 nm) und Gold (250 nm) aufgebracht (o). Titan dient als die eigentliche Kontaktschicht und verfügt darüber hinaus über gute Hafteigenschaften. Das Platin wird als Diffusionssperre für das Gold benötigt, das andernfalls in den Halbleiter eindringen und dort zu unerwünschter Absorption führen würde. Nach einem Abhebe-Schritt (p) wird nun auf der Rückseite flächig der n-Kontakt aus Gold-Germanium (150 nm), Nickel (50 nm) und Gold (250 nm) aufgedampft (q). Das Substrat ist vergleichsweise niedrig dotiert ( $10^{17}$  bis  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup>). Um dennoch einen guten ohmschen Kontakt herstellen zu können, wird die Probe in einem Ofen einlegiert. Hierbei diffundiert ein Teil des Germaniums aus der Kontaktschicht in den Halbleiter. Da Germanium ein n-Dotierstoff ist, wird so nachträglich ein hochdotierter Bereich auf der Substratseite geschaffen, wodurch die Übergangswiderstände zwischen Metall und Halbleiter signifikant reduziert werden.

Um die Laser charakterisieren zu können, müssen sie noch vereinzelt werden. Hierzu wird mit einer Diamantnadel am Rand der Probe ein kleiner Ritz gesetzt. Durch sanften Druck auf die Probe bricht diese, beginnend am Ritz, entlang der Kristallebene. Es entsteht eine atomar glatte Bruchkante, die als Laserspiegel dient. Eine Laserprobe wird senkrecht zu den Rippenwellenleitern in typischerweise 10 Streifen (Barren) mit einer Breite von je 800 µm gespalten. Auf jedem dieser Barren befinden sich 20 Laser.

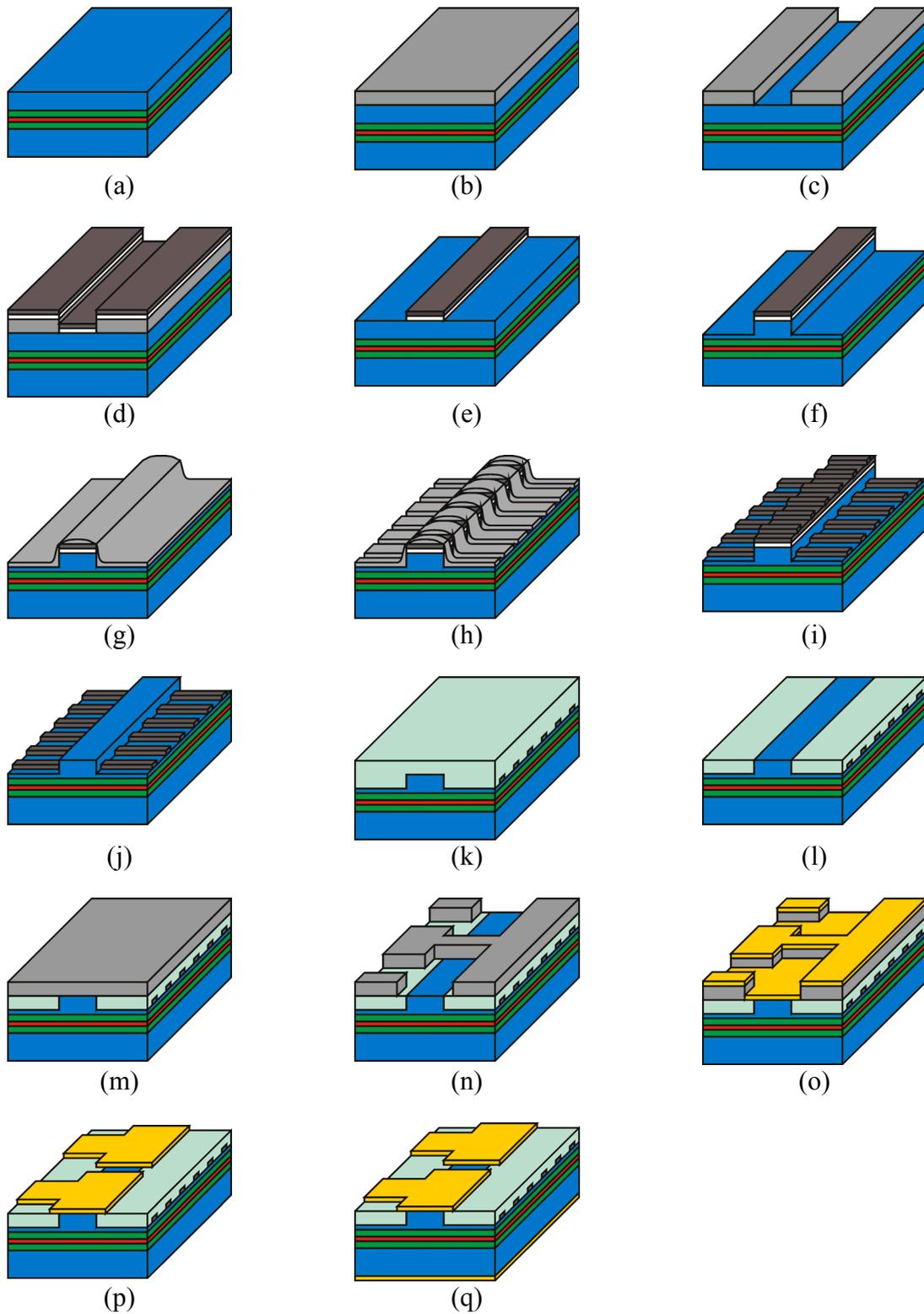


Abbildung 2.4: Darstellung der einzelnen Prozessschritte am Beispiel eines auf GaAs basierenden, zwei-segmentigen DFB-Lasers mit mehreren Reflektionswellenlängen.

## 3 Charakterisierung von Halbleiterlasern

Nachfolgend wird auf die verschiedenen Messaufbauten eingegangen, die für die Charakterisierung der Laser eingesetzt wurden. Hierzu wird jeder Messaufbau schematisch dargestellt, um die Funktionsweise zu verdeutlichen. Da die Lasereigenschaften stark von der Temperatur abhängen, wurden für sämtliche Messungen Temperaturregler verwendet. Die Laser befanden sich für die Messung auf einem metallischen Kontaktblock, dessen Temperatur typischerweise 20 °C betrug.

### 3.1 Messung der Kennlinien

Zur Grundcharakterisierung jedes Halbleiterlasers gehört die Bestimmung der Spannungs-Strom- und Lichtleistungs-Strom-Kennlinie. Zur Ermittlung der Spannungs-Strom-Kennlinie wird für eine Serie unterschiedlicher Ströme jeweils der Spannungsabfall am Laser gemessen. Zur Bestimmung der Lichtleistungs-Strom-Kennlinie wird für eine Serie unterschiedlicher Ströme mit einer Photodiode<sup>1</sup> die Lichtleistung gemessen. Sämtliche in dieser Arbeit gezeigten Kennlinien wurden im Dauerstichbetrieb<sup>2</sup> gemessen.

Beide Kennlinien werden auf demselben Messplatz gemessen. Beim Durchfahren einer Stromserie wird für jeden Stromwert sowohl der Spannungsabfall als auch die Lichtleistung aufgenommen. Für die Messung wird der Laserbarren auf einen temperaturgeregelten, metallischen Messtisch gelegt, der als n-Kontakt dient. Der p-Kontakt wird über eine verstellbare Nadel realisiert. Während der Messung durchfährt ein computergesteuertes Lasernetzteil eine Stromserie und liefert für jeden Messpunkt den Spannungsabfall und die

---

<sup>1</sup> Je nach Wellenlänge des Lasers wird eine Diode aus Si (bis ca. 1,1  $\mu\text{m}$ ), InGaAs (bis ca. 1,8  $\mu\text{m}$ ) oder InAs (bis ca. 3,5  $\mu\text{m}$ ) verwendet.

<sup>2</sup> Für jeden Messpunkt wurde der Laser von einem konstanten Strom durchflossen. Die Messdauer für einen Messpunkt ist hierbei größer als die thermischen Zeitkonstanten im Laser.

Lichtleistung an den Computer zurück. Wie in Abbildung 3.1 dargestellt, wird das Laserlicht durch eine einfache Optik bestehend aus Mikroskopobjektiv und Linse auf die Photodiode fokussiert. Für große Laserleistungen ( $P > 15 \text{ mW}$ ) können zusätzlich Graufilter als Abschwächer zwischen die Optik eingebracht werden. Sämtliche Angaben bezüglich der Ausgangsleistung und der externen Effizienz in dieser Arbeit beziehen sich, soweit nicht anders angegeben, jeweils auf eine Facette.

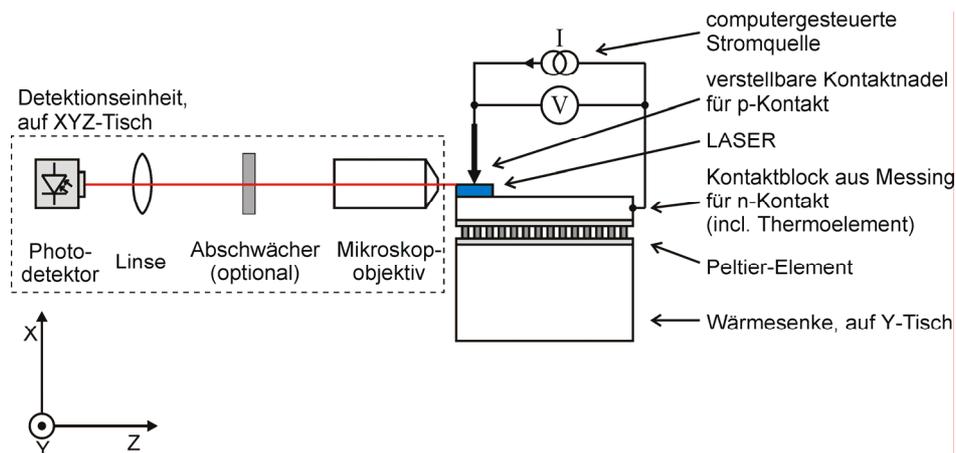


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Kennlinien-Messplatzes in der Seitenansicht.

## 3.2 Messung des Laserspektrums

Bei der Messung der Laserspektren wird die Intensität des Lichts in Abhängigkeit der Wellenlänge bestimmt. Je nach Wellenlänge des zu messenden Lasers kommen zwei unterschiedliche Messplätze zum Einsatz.

### 3.2.1 Wellenlängen unterhalb 1750 nm

Laser, deren Emissionswellenlänge unterhalb von 1750 nm liegt, wurden mit einem kommerziell erhältlichen Spektrumanalysator vermessen. Hierzu musste lediglich Laserlicht in eine mit dem Spektrumanalysator verbundene Glasfaser eingekoppelt werden. Zur komfortableren Bedienung wird das Gerät über einen Computer angesteuert. Abbildung 3.2 zeigt schematisch den Aufbau des Messplatzes. Der Laser befindet sich auf einem temperaturgeregelten Messtisch. Die Kontaktierung erfolgt analog zum Kennlinienmessplatz. Um Licht in die Glasfaser einzukoppeln, wird diese in geringem Abstand von wenigen Mikrometern vor der Auskoppelfacette positioniert.

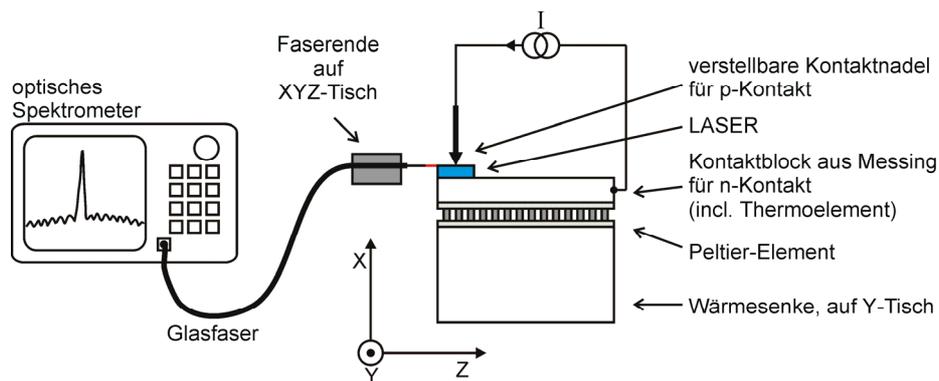


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Spektren-Messplatzes für Wellenlängen unterhalb 1750 nm in der Seitenansicht.

### 3.2.2 Wellenlängen oberhalb 1750 nm

Für Wellenlängen größer als 1750 nm stand kein kommerziell erhältlicher Spektrumanalysator zur Verfügung, so dass im Rahmen dieser Arbeit ein entsprechender Messaufbau erstellt wurde. Der Aufbau besteht aus einem Gittermonochromator und zwei Linsen sowie einem Lock-In Verstärker zur Rauschunterdrückung<sup>1</sup>.

Der Laser befindet sich auf einem temperaturgeregelten Messtisch. Das Laserlicht wird durch eine erste  $\text{CaF}_2$ -Linse parallelisiert und von einer zweiten Linse auf den Eintrittsspalt des Monochromators fokussiert. Zwischen den beiden Linsen befindet sich ein optischer Unterbrecher, der das Triggersignal für den Lock-In Verstärker erzeugt. Am Ausgang des Monochromators befindet sich ein gekühlter Ge-Detektor, wie in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt. Sowohl der Lock-In Verstärker als auch der Monochromator wurden von einem Computer angesteuert.

<sup>1</sup> Prinzipiell lässt sich dieser Aufbau auch für kürzere Wellenlängen einsetzen. Der Einsatz des kommerziellen Spektrumanalysator führt aber zu signifikant kürzeren Messzeiten.

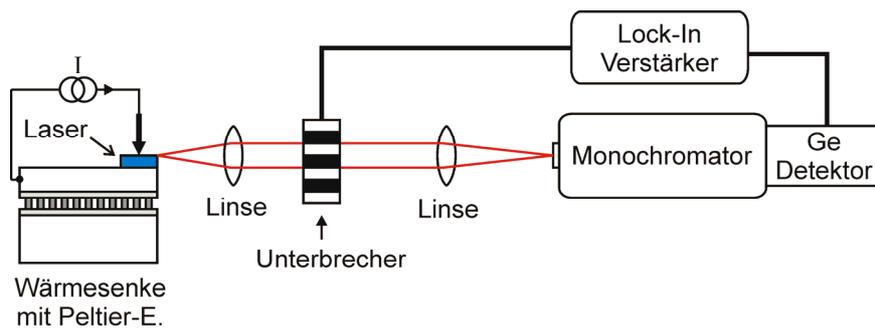


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Spektren-Messplatzes für Wellenlängen oberhalb 1750 nm in der Seitenansicht.

### 3.3 Messung des Fernfelds

Bei der Messung des Fernfelds wird die Intensitätsverteilung der optischen Leistung in Abhängigkeit des Drehwinkels  $\theta$  gemessen. Der Detektor bewegt sich hierzu auf einer Kreisbahn, in deren Mittelpunkt sich die Auskoppelfacetten des Lasers befinden. Die Detektion der Leistung erfolgt mittels einer geeigneten Photodiode (vgl. Kapitel 3.1). Um die Ortsauflösung zu verbessern, wurde vor der Photodiode eine Schlitzeblende angebracht. Der Abstand zwischen Laserfacette und Detektor beträgt in etwa 10 cm. In dieser Entfernung ist auch bei Lasern mit breiter Apertur der Übergang vom Nahfeld zum Fernfeld vollständig vollzogen (vgl. Kapitel 5 DFB-Laser-Arrays). Prinzipiell lässt sich mit dem Messaufbau sowohl das laterale als auch das transversale Modenprofil bestimmen. Im Rahmen der Untersuchung von gekoppelten DFB-Laserarrays wurden aber ausschließlich Messungen des lateralen Modenprofils vorgenommen, da die transversale Monomodigkeit durch einen hinreichend dünnen transversalen Wellenleiter gewährleistet ist.

In Abbildung 3.4 ist der Messaufbau schematisch dargestellt. Der Laserbarren befindet sich auf einem temperaturgeregelten Messtisch. Die Oberseitenkontaktierung erfolgt durch eine verstellbare Nadel. Die Detektoreinheit bewegt sich auf einem Drehschlitten, dessen angulare Position mit einem Winkelsensor bestimmt wird. Der angeschlossene Computer regelt die Stromzufuhr des Netzteils und nimmt die Intensität in Abhängigkeit des Winkelsignals auf.

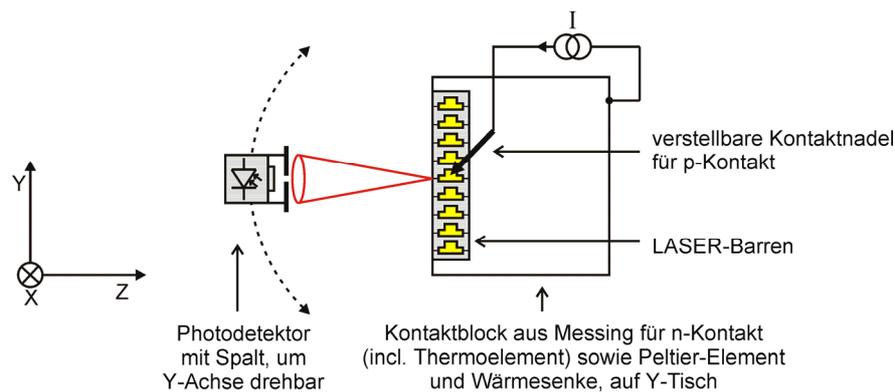


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Fernfeld-Messplatzes in der Draufsicht.

### 3.4 Messung der Linienbreite

Für die Messung der Linienbreite von DFB-Lasern sind optische Spektrometer auf Grund der geringen Auflösung von ca. 1 GHz nicht geeignet. Typische Linienbreiten von DFB-Lasern liegen im Bereich von 10 MHz [Car98], so dass auf wesentlich empfindlichere Messmethoden zurückgegriffen werden muss. In der Literatur werden verschiedene Verfahren zur Messung der Linienbreite beschrieben [Der98]. Bei allen genannten Methoden wird zur Bestimmung der Linienbreite das Phasenrauschen des Lichts gemessen, das auf der zufälligen Phasenbeziehung der einzelnen Wellenpakete beruht. Je länger die einzelnen Wellenpakete sind, desto seltener treten folglich Phasensprünge auf. Um das Phasenrauschen messen zu können, wird die zu messende Lichtwelle mit einer dazu inkohärenten Referenzlichtwelle überlagert. Hierdurch entsteht ein Interferenzsignal, dessen Amplitude von der jeweiligen Phasendifferenz abhängt (siehe Abbildung 3.5). Das Phasenrauschen wurde somit in ein Amplitudenrauschen überführt, das mit einem Mikrowellenspektrometer auf einfache Weise messbar ist.

Für die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse wurde das verzögerte selbst-homodyn Messverfahren gewählt, mit dem man in der Lage ist, Linienbreiten im Bereich von ca. 10 kHz bis 1 GHz zu messen [Der98]. Das Messverfahren zeichnet sich durch einen sehr einfachen Aufbau und eine vergleichsweise geringe Empfindlichkeit gegenüber einer (langsamen) Wellenlängen-Drift aus.

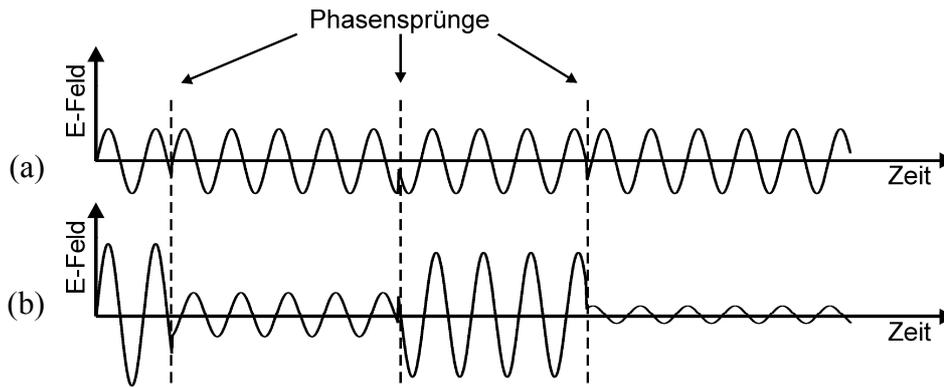


Abbildung 3.5: Originalsignal mit Phasenrauschen (a). Durch Überlagerung mit einem Referenzsignal wird das Phasenrauschen in ein Amplitudenrauschen überführt (b). (Aus Gründen der Anschaulichkeit wurde auf eine Darstellung eventueller Phasensprünge des Referenzsignals verzichtet.)

Das zu messende Laserlicht wird in einem Strahlteiler (3 dB Koppler) aufgeteilt (siehe Abbildung 3.6). Der eine Teil des Lichts wird über eine Verzögerungsstrecke geleitet und anschließend einem Strahlvereiniger zugeführt. Der andere Teil des Lichts durchläuft lediglich einen Polarisationssteller bevor es auf den Strahlvereiniger trifft. Die Länge der Verzögerungsstrecke muss hierbei größer sein als die Kohärenzlänge des Laserlichts. Im vorliegenden Fall wurde eine 5 km lange Glasfaser verwendet, was zu einer Verzögerung von  $20 \mu\text{s}$  führt und einer Linienbreite von 16 kHz entspricht. Im Strahlvereiniger wird das Originalsignal mit dem verzögerten Referenzsignal überlagert. Durch den Polarisationssteller im kurzen Arm des Interferometers kann die relative Phasenlage beider Signale optimiert werden. Das Interferenzsignal wird mit einem Mikrowellenspektrometer analysiert.

In den Laser zurückreflektiertes Licht würde zu einer Verschlechterung der Linienbreite auf Grund von Instabilitäten führen. Aus diesem Grund ist dem Laser ein optischer Isolator nachgeschaltet.

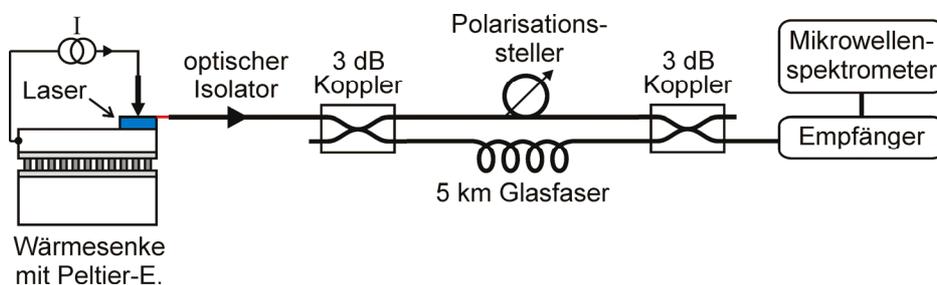


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau zur Messung der Linienbreite nach dem verzögerten selbst-homodyn Verfahren.

## 4 Mehrsegmentige DFB-Laser mit Modenkämmen

Ziel der Beschäftigung mit mehrsegmentigen DFB-Lasern mit mehreren Modenkämmen ist die Herstellung von longitudinal monomodigen Lasern monolithischer Bauart, deren Emissionswellenlänge während des Betriebs über einen großen Bereich (d. h. einige 10 nm) eingestellt (abgestimmt<sup>1</sup>) werden kann.

Bei der Beschreibung des Abstimmverhaltens unterscheidet man drei verschiedene Möglichkeiten: kontinuierlich, quasikontinuierlich und diskret (siehe Abbildung 4.1). Hiervon ist das kontinuierliche Abstimmverhalten in der Regel am erstrebenswertesten und wird dadurch erreicht, dass der effektive Brechungsindex kontinuierlich verändert wird. In Praxi lässt sich mit diesem Verfahren aber nur ein kleiner Abstimmbereich (einige Nanometer) realisieren, da eine Veränderung des Brechungsindex nur in sehr begrenztem Maße möglich ist. Es gibt im Wesentlichen drei physikalische Effekte, mit denen man den Brechungsindex hinreichend stark beeinflussen kann:

- Plasma-Effekt (Änderung der Ladungsträgerdichte) [Ben90]
- Anlegen eines elektrischen Felds (z. B. quantum confined Stark-Effekt (QCSE)) [Mil84, Hua98]
- Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex [Woo92]

---

<sup>1</sup> Man spricht deshalb auch von sog. abstimmbaren Lasern.

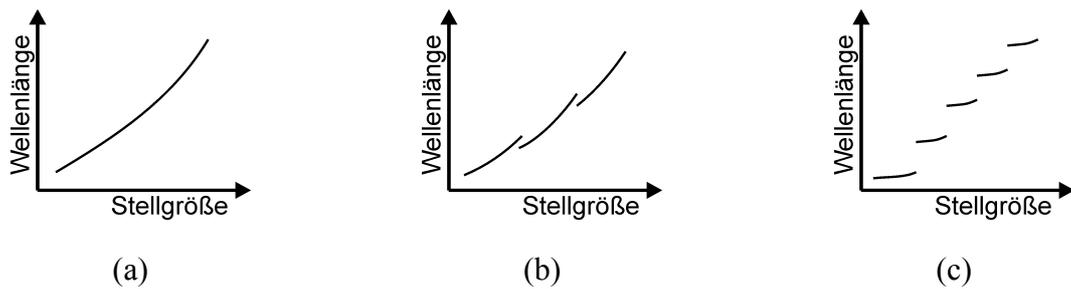


Abbildung 4.1: verschiedene Abstimmverhalten: kontinuierlich (a), quasikontinuierlich (b) und diskret (c) (nach [Ama98]).

## 4.1 Vernier-Prinzip

Um einen größeren Abstimmbereich im Bereich von einigen 10 nm zu erzielen, sind weiterführende Konzepte erforderlich, von denen die meisten auf dem Vernier-Prinzip<sup>1</sup> beruhen. Ein konventioneller DFB-Laser besteht aus nur einem Segment und erfüllt die Bragg-Bedingung für nur eine Wellenlänge. Ein auf dem Vernier-Prinzip beruhender DFB-Laser besteht hingegen aus (mindestens) zwei Segmenten, von denen jedes über mehrere, kammartig angeordnete Bragg-Wellenlängen verfügt, wie in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt. Die Wellenlängen werden so gewählt, dass beim Übereinanderlegen der Kämmen maximal eine Überlappung der Moden gleichzeitig auftreten kann. Der Abstand der Moden im Segment 1 beträgt  $\Delta\lambda_1$ , der Abstand der Moden in Segment 2 beträgt  $\Delta\lambda_2$ , wobei

$$\delta\lambda \ll \Delta\lambda_{1,2} \quad (4.1)$$

mit

$$\delta\lambda = \Delta\lambda_2 - \Delta\lambda_1, \quad \Delta\lambda_2 > \Delta\lambda_1$$

gilt. Die Segmente werden innerhalb einer Kavität longitudinal angeordnet. Damit der Laser (monomodig) anschwingen kann, müssen die Wellenlängenkämme spektral so positioniert werden, dass eine Überlappung zweier Moden auftritt. Die Emissionswellenlänge kann verändert werden, indem man die Kämmen relativ zu einander verschiebt und zwei andere Moden zum Überlappen bringt. Durch dieses Verfahren kann die Wellenlänge des Lasers über einen großen Wellenlängenbereich diskret durchgestimmt werden, da mit kleinen Brechungsindexvariationen große Modensprünge realisiert werden können. Der Abstand zweier

<sup>1</sup> In Anlehnung an den Nonius eines Messschiebers (vernier caliper: englisch für „Messschieber“).

benachbarter, ansteuerbarer Wellenlängen ist hierbei durch die Wellenlängenkämme der Segmente bestimmt<sup>1</sup>.

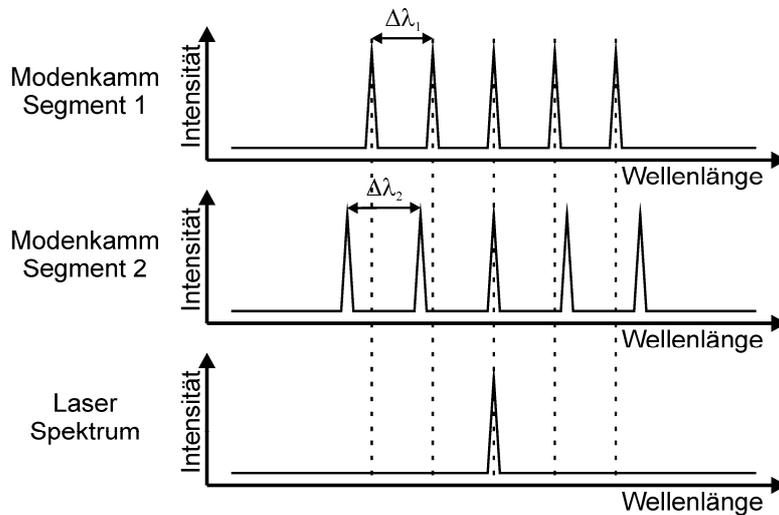


Abbildung 4.2: Veranschaulichung des Vernier-Prinzips an Modenkämmen mit jeweils fünf Moden. Der Abstand der Moden innerhalb eines Segments ist identisch.

## 4.2 Theoretisches Abstimmverhalten

Um die Wellenlängenkämme relativ zu einander verschieben zu können, wird bei den untersuchten Lasern die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Temperatur ausgenutzt. Da DFB-Laser ausschließlich über aktive Segmente verfügen, lässt sich der Plasma-Effekt nicht sinnvoll ausnutzen, weil zusätzliche Ladungsträger umgehend stimuliert rekombinieren. Auch der QCS-Effekt ist nur bedingt geeignet, da die Implementierung relativ anspruchsvoll ist und außerdem nur vergleichsweise kleine Brechungsindexvariationen erzielt werden können [Ama98]. Üblicherweise wird der p-n-Übergang hierzu negativ vorgespannt, so dass eine Inversionserzeugung durch Ladungsträgerinjektion nicht möglich ist.

### 4.2.1 Abhängigkeit der Laserwellenlänge vom Injektionsstrom

Zur Temperaturänderung wurde die vom Pumpstrom abhängige Verlustleistung im Bauteil ausgenutzt, d. h. es wurde auf zusätzliche Heizelektroden verzichtet. Abbildung 4.3 zeigt die schematische Abhängigkeit der Emissionswellenlänge vom Pumpstrom. Ein steigender Pumpstrom verursacht eine größere Verlustleistung im Laser, die wiederum zu einer Temperaturerhöhung führt, welche eine Zunahme des Brechungsindex zur Folge hat. Da die

<sup>1</sup> Obiges, am Beispiel eines DFB-Lasers beschriebenes Prinzip, lässt sich analog auch auf DBR-Laser anwenden.

Emissionswellenlänge direkt proportional mit dem Brechungsindex zusammenhängt, führt eine Erhöhung des Pumpstroms letztendlich zu einer Verschiebung zu größeren Wellenlängen.

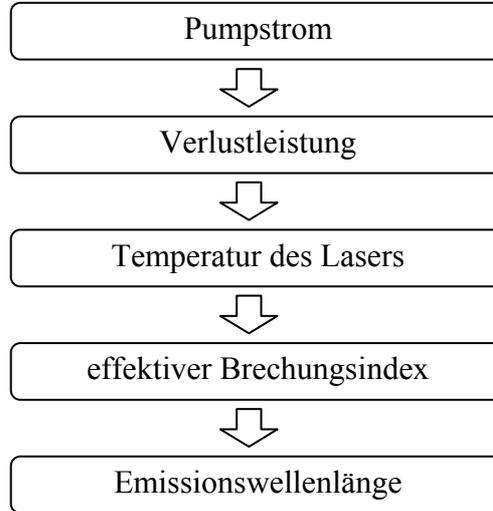


Abbildung 4.3: Schema zur Verdeutlichung des Einflusses des Pumpstroms auf die Emissionswellenlänge.

Nachfolgend wird die Abhängigkeit der Emissionswellenlänge vom Strom genauer untersucht. Die im Laser dissipierte Leistung  $P_{diss}$  ergibt sich aus der Differenz von elektrischer Leistung  $P_{el}$  und optischer Leistung  $P$ . Unter Verwendung des in Abschnitt 1.5 eingeführten Ersatzschaltbilds oberhalb der Laserschwelle ergibt sich für die elektrische Leistung bei Vernachlässigung des parallelen Widerstands  $R_p$

$$P_{el} = R_s I^2 + (U_D + U_S) I . \quad (4.2)$$

Die optische Leistung beträgt

$$P = \eta_{ext} \frac{hf}{e} (I - I_S) = dP / dI \cdot (I - I_S) . \quad (4.3)$$

Unter Berücksichtigung von  $U_D \approx hf/e$  folgt hieraus

$$dP_{diss} / dI = 2R_s I + U_S + (1 - \eta_{ext}) hf / e \quad (4.4)$$

Der Temperaturunterschied  $\Delta T$  zwischen der aktiven Schicht des Lasers und der Wärmesenke hängt direkt proportional mit der dissipierten Leistung gemäß

$$\Delta T = Z_T P_{diss} \quad (4.5)$$

zusammen, wobei sich der thermische Widerstand  $Z_T$  zusammensetzt aus dem thermischen Widerstand des Lasers ( $Z_{T,Laser}$ ) sowie dem thermischen Widerstand des Luftspalts zwischen Laser und Wärmesenke ( $Z_{T,Luft}$ ). Für einen Kantenemitter mit einer kleinen lateralen

Ausdehnung der aktiven Fläche  $w$ , der mit der Epitaxie-Seite nach oben betrieben wird, gilt näherungsweise [Col95]:

$$Z_{T,Laser} \approx \frac{\ln(4h/w)}{\pi\lambda_{WL}L} \quad (4.6)$$

mit

$h$  : Dicke des Lasers

$w$  : Breite der aktiven Fläche (lateral)

$\lambda_{WL}$  : thermische Leitfähigkeit des Materials zwischen aktiver Schicht und Wärmesenke

$L$  : Länge der aktiven Fläche (typisch: Laserlänge)

Der thermische Widerstand des Luftspaltes hängt stark von dessen Dicke sowie von der Oberflächenbeschaffenheit der Grenzflächen ab und wird deshalb in der Regel experimentell bestimmt.

Die Änderung des effektiven Brechungsindex in Abhängigkeit der Temperatur ist bei gegebenem Design des Bauteils im Wesentlichen vom Materialsystem und der Wellenlänge abhängig, weshalb kein allgemein gültiger funktionaler Zusammenhang angegeben werden kann. Es wurden bereits für eine Vielzahl von Materialien Werte für  $dn/dT$  veröffentlicht (siehe z. B. [McC94, Hua98]). Für den Einfluss auf die Wellenlängenverschiebung ist allerdings der effektive Brechungsindex  $n_{eff}$  erforderlich, der stark vom epitaktischen Schichtaufbau und den geometrischen Abmessungen des Lasers abhängt.

Eine einfache Methode zur Bestimmung von  $dn_{eff}/dT$  bei DFB-Lasern besteht in der Messung der Emissionswellenlänge in Abhängigkeit der Temperatur. Bei bekannter Gitterperiode lässt sich  $dn_{eff}/dT$  hierbei mit Hilfe von (1.14) bestimmen. Typische Werte liegen, je nach Materialsystem, im Bereich von ca.  $2 \cdot 10^{-4}$  bis  $4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  (vergleiche [Kam01, Gol01, Hof98, Ble01b]). Hiermit lässt sich für eine gegebene Temperaturänderung  $\Delta T$  eines Lasers die entsprechende Wellenlängenänderung ermitteln. Nimmt man beispielsweise ein  $\Delta T$  in Höhe von 30 K an, so schiebt die Wellenlänge eines InGaAsP basierenden DFB-Lasers um 4,8 nm zu größeren Wellenlängen.

Für die Abhängigkeit der Emissionswellenlänge vom effektiven Brechungsindex gilt<sup>1</sup>:

$$d\lambda / dn_{eff} = 2\Lambda . \quad (4.7)$$

Die Veränderung der Wellenlänge in Abhängigkeit der Änderung des Pumpstroms ergibt sich folglich zu

$$d\lambda / dI = 2\Lambda [2R_s I + U_s + (1 - \eta_{ext}) hf / e] \left( \frac{\ln(4h/w)}{\pi\lambda_{WL} L} + Z_{T,Luft} \right) dn_{eff} / dT . \quad (4.8)$$

## 4.2.2 Diskretes Abstimmverhalten

Um diskrete Emissionswellenlängen einzustellen, wird das oben beschriebene Vernier-Prinzip verwendet. Über die Injektionsströme können die beiden Wellenlängenkämme spektral verschoben werden. Eine Stromerhöhung führt hierbei zu einer Rotverschiebung, eine Stromerniedrigung zu einer Blauverschiebung des entsprechenden Wellenlängenkamms. Um eine bestimmte Wellenlänge einzustellen, werden die Ströme der beiden Segmente so eingestellt, dass die entsprechenden Moden aus beiden Kämmen überlappen.

Bei zwei Wellenlängenkämmen mit jeweils konstantem Abstand zwischen den einzelnen Moden, wie in Abbildung 4.2 gezeigt, führt eine Stromerhöhung im Segment mit dem kleineren Modenabstand zum Anschwingen der nächsthöheren Wellenlänge. Eine Stromerhöhung im Segment mit dem größeren Modenabstand führt dagegen zum Anschwingen der nächstgelegenen kurzwelligen Mode.

Der chromatische Abstand zwischen der ursprünglichen Wellenlänge und der neu eingestellten Mode ist abhängig von dem für den Abstimmvorgang verwendeten Segment. Wird zum Abstimmen der Brechungsindex vom Segment 1 verändert, beträgt der Abstand  $\Delta\lambda_2$ , wird das 2. Segment verwendet, beträgt der Abstand  $\Delta\lambda_1$ .

---

<sup>1</sup> Die Gitterperiode  $\Lambda$  wird als konstant betrachtet, da die temperaturbedingte, relative Änderung von  $\Lambda$  auf Grund der Längenausdehnung etwa eine Größenordnung kleiner ist als die entsprechenden Auswirkungen auf den effektiven Brechungsindex [Car98].

### 4.2.3 Quasikontinuierliches Abstimmverhalten

Um in einem gegebenen, hinreichend großen Wellenlängenbereich jede beliebige Wellenlänge einstellen zu können, wird eine Kombination aus diskretem und kontinuierlichem Abstimmverhalten verwendet. Die Grobpositionierung wird durch diskretes Abstimmen erreicht, wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben.

Das exakte Einstellen der gewünschten Wellenlänge wird dann über einen kontinuierlichen Abstimmprozess erreicht. Dazu werden die Brechungsindizes beider Segmente um jeweils den gleichen Wert verändert, so dass die relative Lage beider Wellenlängenkämme unverändert bleibt. Die diskret eingestellte Mode kann so zur gewünschten Wellenlänge geschoben werden. Die Brechungsindexänderung erfolgt typischerweise über eine von außen hervorgerufene Temperaturänderung des Lasers (z. B. mittels eines Peltier-Elements). Dieses Verfahren besticht durch seine Einfachheit, ist allerdings vergleichsweise träge. Eine weitere Möglichkeit zur Temperaturänderung besteht in der Veränderung der Injektionsströme (wie bereits für das diskrete Abstimmen angewandt). Da die beiden Segmente in der Regel bei unterschiedlichen Arbeitspunkten betrieben werden, sind auf Grund des nichtlinearen Verhaltens (vergleiche (4.8)) jeweils unterschiedliche Stromänderungen erforderlich, um dieselbe Brechungsindexänderung hervorzurufen. Diese zweite Möglichkeit zum thermischen, kontinuierlichen Abstimmen zeichnet sich durch deutlich kleinere Zeitkonstanten (einige Millisekunden) aus und reduziert den Parameterraum.

### 4.2.4 Maximaler Abstimmbereich

Die fundamentale Beschränkung des Abstimmbereichs ist durch die Breite des Verstärkungsspektrums gegeben. Der Verstärkungsbereich eines Halbleiterlasers umfasst, abhängig vom Design der Epitaxie-Struktur und dem Materialsystem, einige 10 nm bis über 100 nm [Hak73, Mit89].

Darüber hinaus ist der maximale Abstimmbereich abhängig von den Gitterparametern  $\Delta\lambda_1$  und  $\Delta\lambda_2$ . Jeder Modenkamm kann nur aus einer eng begrenzten Anzahl von Moden bestehen, ohne dass gleichzeitig mehr als ein Modenpaar überlappt, wie in Abbildung 4.4 dargestellt.

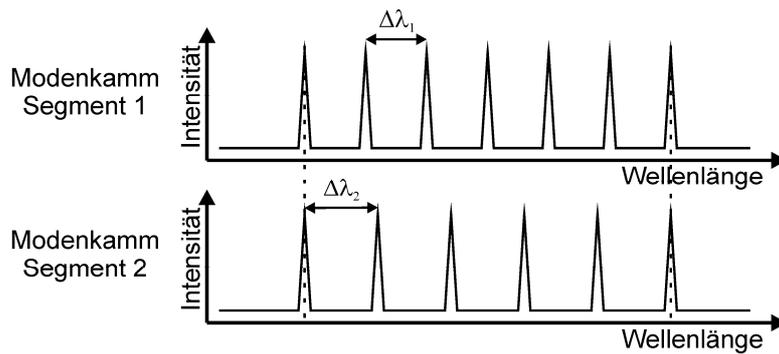


Abbildung 4.4: Auf Grund der großen Anzahl von Moden überlappt gleichzeitig mehr als ein Modenpaar, so dass die Emissionswellenlänge nicht eindeutig definiert ist.

Für die maximale Modenanzahl  $N$  für das Segment 1 (Segment mit dem geringeren Modenabstand) gilt<sup>1</sup>

$$(N-1)\Delta\lambda_1 \geq (N-2)\Delta\lambda_2 + \delta\lambda_{\min} \quad (4.9)$$

$$\text{bzw. } N \leq \frac{\Delta\lambda_2}{\delta\lambda} - \frac{\delta\lambda_{\min}}{\delta\lambda} + 1. \quad (4.10)$$

Hierbei bezeichnet  $\delta\lambda_{\min}$  den kleinstmöglichen Abstand zweier Moden, bei dem es gerade noch nicht zu einem Überlapp zweier Moden der beiden Reflektionsspektren kommt.

Wurden die Abstände der Modenkämme  $\Delta\lambda_1$  und  $\Delta\lambda_2$  so gewählt, dass zwischen zwei Moden des 2. Segments zwei Moden des 1. Segments passen, ohne dass es zu einem Überlapp der beteiligten Moden kommt (siehe Abbildung 4.5), so erhöht sich die maximale Modenanzahl weiter. Die erforderliche Bedingung für diesen Fall lautet

$$\delta\lambda \geq 2\delta\lambda_{\min}. \quad (4.11)$$

Die quantitative Bestimmung der maximalen Modenanzahl kann für diesen Fall mit Hilfe weiterer Ungleichungen analog zu (4.9) durchgeführt werden. In der Praxis wählt man allerdings  $\delta\lambda$  ähnlich groß wie  $\delta\lambda_{\min}$ , um die erforderliche Brechungsindexänderungen beim Durchstimmen möglichst klein zu halten, so dass (4.11) in der Regel nicht erfüllt wird. Auch im Bezug auf das Abstimmverhalten birgt obiger Spezialfall Nachteile, da man in der Regel nicht unmittelbar von einer Mode zu einer benachbarten Mode des Modenkamms springen kann.

<sup>1</sup> Die maximale, effektiv nutzbare Modenanzahl für das Segment 2 beträgt  $N-1$ .

Der maximale Abstimmbereich  $\Delta\lambda_{\max}$  ist somit durch die maximale Modenzahl  $N$  bestimmt, für die bei beiden Modenkämmen höchstens ein Überlapp zweier Moden möglich ist und ergibt sich zu<sup>1</sup>

$$\Delta\lambda_{\max} = (N - 1)\Delta\lambda_1. \quad (4.12)$$

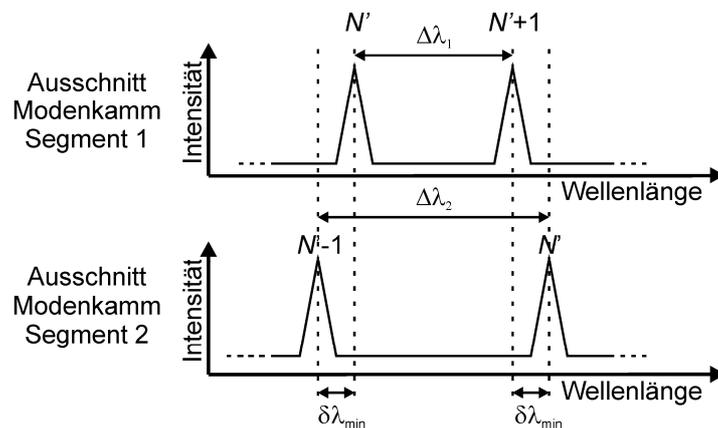


Abbildung 4.5: Innerhalb des Wellenlängenintervalls  $\Delta\lambda_2$  liegen 2 Moden des 1. Segments, ohne dass es zu einem Überlapp kommt.

### 4.3 Gitter mit mehreren Reflektionswellenlängen

Für die Implementierung des Vernier-Prinzips werden, anders als bei konventionellen DFB-Lasern, Gitter benötigt, die mehrere Bragg-Wellenlängen besitzen. Es existieren zwei gebräuchliche Ansätze um entsprechende Gitter herzustellen<sup>2</sup>: sog. „sampled gratings“<sup>3</sup> (SGs) [Jay93] und sog. „superstructure gratings“ (SSGs) [Toh93]. Darüber hinaus gibt es einen neuen Ansatz, basierend auf binärisierten überlagerten Gittern, der auf Grund seiner besseren Eigenschaften für die Herstellung der vorgestellten Laser verwendet wurde.

<sup>1</sup> Dieser Wellenlängenbereich kann durch kontinuierliches Abstimmen der äußeren beiden Moden zu kleineren bzw. größeren Wellenlängen in beschränktem Maße erweitert werden.

<sup>2</sup> Die im folgenden vorgestellten Konzepte zur Generierung von Modenkämmen wurden ursprünglich meist für DBR-Laser angewandt, sind aber prinzipiell auch auf DFB-Laser übertragbar.

<sup>3</sup> Anmerkung: Es wird darauf hingewiesen, dass der Begriff „sampled gratings“ in der Literatur mit zwei unterschiedlichen Bedeutungen eingesetzt wird. Der Begriff wurde bereits in Abschnitt 2.2.1.2 (Belichten von DFB-Gittern) im Zusammenhang mit DFB-Gittern verwendet und bezog sich in diesem Kontext auf Gitter unterschiedlicher Periode, über die das Licht mittelt. Das resultierende Gitter hat in diesem Fall lediglich eine Bragg-Wellenlänge und hat nichts mit den in diesem Abschnitt besprochenen „sampled gratings“ gemeinsam.

### 4.3.1 Konventionelle Ansätze

Am gebräuchlichsten, da besonders leicht herzustellen, sind sampled gratings. Das Gitter besteht hierbei aus einem konventionellen DFB-Gitter, das mit einer periodischen Rechteckfunktion gefaltet ist, wie in Abbildung 4.6 gezeigt. Das resultierende Reflektionsspektrum ist allerdings nur von geringer Qualität, da die Modenanzahl nicht einstellbar ist und die Reflektionskoeffizienten der einzelnen Moden unterschiedliche Werte aufweisen.

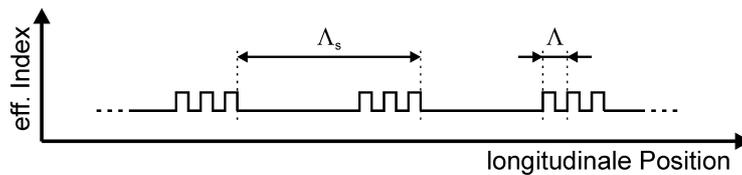


Abbildung 4.6: Prinzip der sampled gratings: ein konventionelles DFB-Gitter der Periode  $\Lambda$  wurde mit einer Rechteckfunktion der Periode  $\Lambda_s$  gefaltet.

Eine deutliche Verbesserung des Reflektionsspektrums ist durch den Einsatz von superstructure gratings zu erreichen. Man kann hierbei sowohl die Anzahl, wie auch deren Reflektionskoeffizienten vorgeben [Ish95]. Das Gitter besteht aus einer (lückenlosen) Aneinanderreihung gleicher Elemente. Jedes Element verfügt über ein fortlaufendes Gitter, dessen Periode kontinuierlich verändert wird, wie in Abbildung 4.7 dargestellt. Die Definition der vielen kleinen Phasensprünge ist allerdings äußerst anspruchsvoll, so dass dieses Konzept nur geringe Anwendung findet.

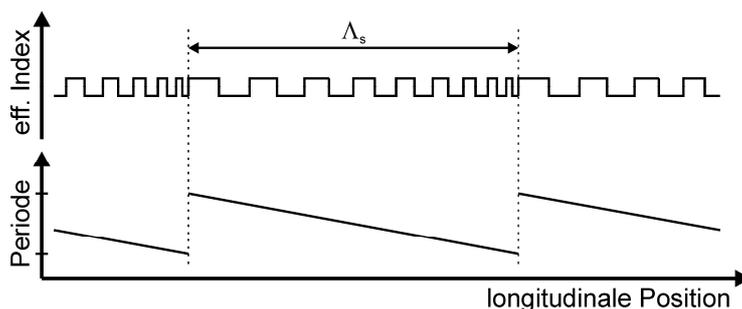


Abbildung 4.7: Prinzip der superstructure-gratings: Das Gitter besteht aus einer Aneinanderreihung einzelner Elemente der Länge  $\Lambda_s$ , innerhalb deren die Gitterperiode variiert wird (nach [Ama98]).

### 4.3.2 Binärisierte überlagerte Gitter

Binärisierte überlagerte Gitter (engl.: binary superimposed gratings, BSGs) bieten die Möglichkeit, Gitter hoher Qualität bei vergleichsweise einfacher Herstellung zu realisieren. Das Prinzip der BSGs wurde von AVRUTSKY *et al.* für DBR-Laser vorgeschlagen [Avr98], lässt sich aber auch auf DFB-Laser übertragen. Für ein Gitter, das ein Reflektionsspektrum mit  $N$  Moden besitzen soll, werden  $N$  konventionelle DFB-Gitter (virtuell) überlagert. Dies führt zu einem Brechungsindexprofil in longitudinaler Richtung mit  $N+1$  Stufen, wie im Teilbild (b) der Abbildung 4.8 vereinfacht dargestellt. Mit Hilfe von Lithographieverfahren können (in Verbindung mit Abhebe-Techniken) lediglich Muster definiert werden, deren Profil *zwei* unterschiedliche Stufen aufweist. Aus diesem Grund wird nach der Überlagerung der Gitter ein Binärisierungsschritt durchgeführt, der eine Reduktion auf zwei Stufen zur Folge hat. Hierzu wird mit Hilfe eines Schwellwerts entschieden, ob dem betreffenden Bereich ein hoher oder niedriger Brechungsindex zugewiesen werden soll (Abbildung 4.8 (c)). Die entstehenden Abschnitte mit hohem bzw. niedrigem Brechungsindex können mitunter eine sehr kleine longitudinale Ausdehnung haben. Um die Anforderungen an die Lithographie zu reduzieren, wird zusätzlich eine Diskretisierung durchgeführt. Hierzu wird die longitudinale Achse in hinreichend kleine Sektionen der Länge  $s$  unterteilt. Jeder Sektion wird nun ein Brechungsindex zugewiesen (Abbildung 4.8 (d)). Als Referenzpunkt wird jeweils die Mitte der Sektion benutzt.

Mathematisch exakt lässt das Zustandekommen des Indexprofils für BSGs wie folgt beschreiben. Der Brechungsindex der einzelnen Sektionen  $n_i$  kann zwei Werte annehmen:

$$n_i(\lambda) = \begin{cases} n(\lambda) + \Delta n / 2, & f[s(i-1/2)] > 0 \\ n(\lambda) - \Delta n / 2, & f[s(i-1/2)] < 0 \end{cases} \quad (4.13)$$

wobei

- $\Delta n$  : Indexunterschied zwischen hoch- und niedrigbrechendem Bereich
- $s$  : Sektionslänge
- $i$  : Sektionsindex,  $i = 1, 2, 3, \dots$

$$f(x) = \sum_{j=1}^N a_j \sin\left(\frac{2\pi x}{\Lambda_j} + \Psi_j\right) \quad (4.14)$$

mit

$$\Lambda_j = \lambda_j / 2n(\lambda_j) \quad (4.15)$$

$a_j$  : Amplitudenfaktor

$\Psi_j$  : additive Phase.

Für jede Mode kann individuell ein Amplitudenfaktor festgelegt werden, über den der Reflektionskoeffizient der Mode beeinflusst wird. Zusätzlich kann auch eine Phasenanpassung mittels  $\Psi_j$  durchgeführt werden.

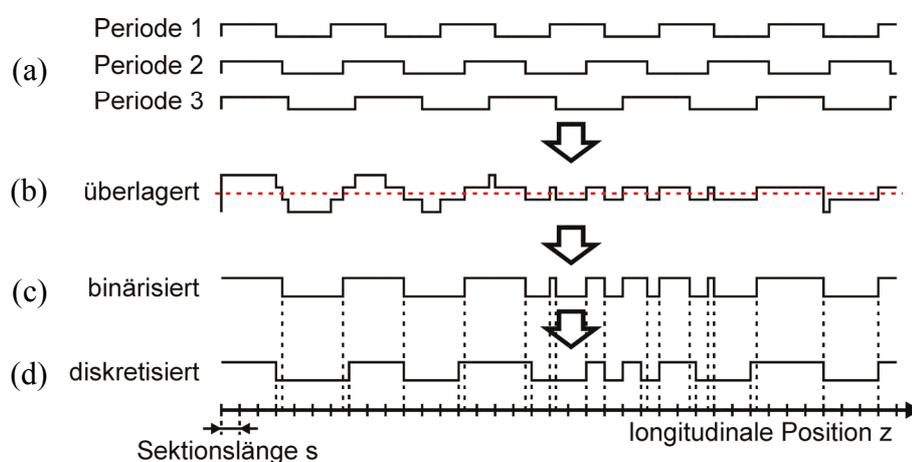


Abbildung 4.8: Vereinfachte, schematische Darstellung des Zustandekommens von binary superimposed gratings (BSGs) am Beispiel eines Modenkamms mit  $N = 3$  Moden (dargestellt sind jeweils die Brechungsindexprofile): Die Überlagerung von drei konventionellen DFB-Gittern (a) führt zu einem Brechungsindexprofil mit vier Stufen (b). Durch die Binärisierung mittels eines Schwellwerts entsteht ein zweistufiges Brechungsindexprofil (c), welches zusätzlich in longitudinaler Richtung diskretisiert wird (d).

Abbildung 4.9 zeigt ein mittels Transfermatrizen berechnetes Reflektivitätsspektrum eines auf binary superimposed gratings beruhenden Modenkamms. Das Spektrum besteht aus fünf äquidistanten Moden gleicher Reflektivität und wird seitlich lediglich von zwei zusätzlichen Moden geringer Reflektivität flankiert. Die spektrale Breite der einzelnen Moden wird durch den Indexkontrast der verwendeten Materialien und die Segmentlänge bestimmt. Ein hoher Kontrast bzw. eine große Segmentlänge führen hierbei zu einer geringen Modenbreite und umgekehrt. Da der Laser ein stark nichtlineares Bauteil ist, haben die Seitenmoden (deren Reflektivität maximal ca. 10 % beträgt) keinen negativen Einfluss auf das Emissionsverhalten.

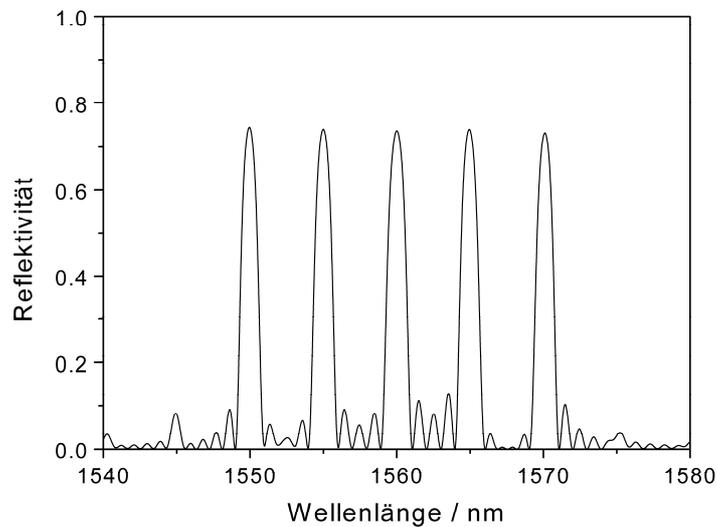


Abbildung 4.9: Berechnetes Reflektionsspektrum eines mit binary superimposed gratings erzeugten Modenkamms mit fünf Moden zwischen 1550 nm und 1570 nm mit einem Abstand von 5 nm. Die Sektionslänge beträgt 4 nm. Die Segmentlänge beträgt 400  $\mu\text{m}$ .

Um den Einfluss der Diskretisierung auf die spektralen Eigenschaften des Lasers zu ermitteln, wurde das Reflektionsspektrum eines Modenkamms für verschiedene Sektionslängen  $s$  berechnet (siehe Abbildung 4.10). Es zeigt sich, dass sowohl die Reflektivität als auch die spektrale Breite der Moden erst für relativ große Werte der Sektionslänge abnimmt. So ergibt sich erst für eine Sektionslänge von  $s = 150$  nm eine relative Abnahme der Reflektivität um ca. 50 % bezogen auf die maximal mögliche Reflektivität (d. h. für  $s \rightarrow 0$ ). Hierbei sinkt auch die Reflektivität der Nebenmoden im gleichen Maße ab, so dass das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis im Wesentlichen unabhängig von der Segmentgröße ist. Diese große Unempfindlichkeit gegenüber der Segmentgröße ermöglicht eine tolerante Herstellung der BSGs.

Des Weiteren wurde untersucht, wie viele unterschiedliche Breiten für die einzelnen Gitterstege auftreten bzw. wie groß die Häufigkeit der einzelnen Breiten ist. Abbildung 4.11 zeigt, dass die Mehrzahl der verwendeten Breiten sehr ähnliche Werte haben. Diese große Homogenität ist wünschenswert und minimiert eine mögliche Phasenfehlanspassungen, d. h. eine mögliche Abweichung zwischen gewünschter und belichteter Gitterstegbreite. Da unterschiedlich große Objekte unterschiedliche Flächendosen erfordern, kann auf eine relativ schwierig durchzuführende Anpassung der Belichtungsdosen (bzw. alternativ der Gitterstegbreiten) verzichtet werden.

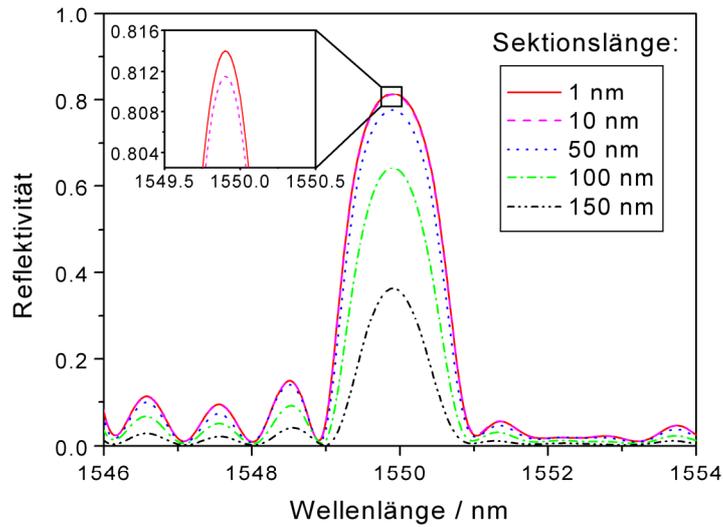


Abbildung 4.10: Berechnete Reflektionsspektren eines Modenkamms mit 10 äquidistanten Moden zwischen 1550 nm und 1595 nm für verschiedene Sektionslängen. Auf Grund der höheren Auflösung wurde lediglich eine Mode dargestellt.

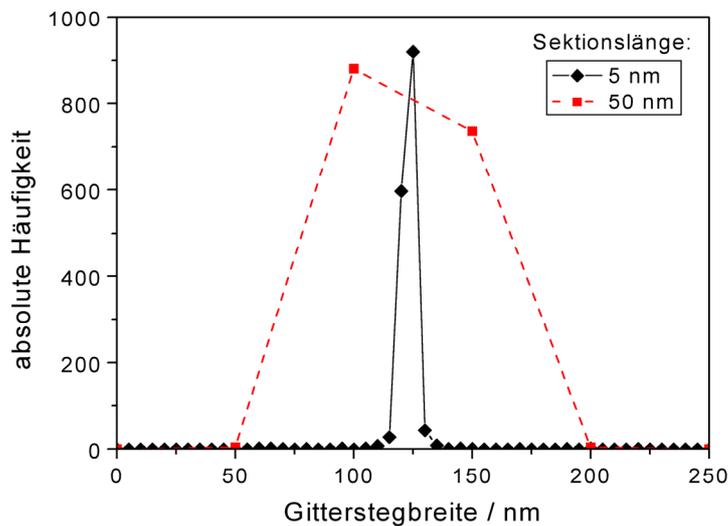


Abbildung 4.11: Häufigkeit der einzelnen Breiten der Gitterstege für einen Modenkamm mit 10 äquidistanten Moden im Bereich von 1550 nm bis 1595 nm für zwei unterschiedliche Sektionslängen mit  $s = 5$  nm und  $s = 50$  nm. Die Länge des Segments beträgt  $400 \mu\text{m}$ . Zum Vergleich: Die Gitterstegbreite für einen konventionellen DFB-Laser mit der zentralen Wellenlänge des Modenkamms ( $1572,5$  nm) beträgt  $123,2$  nm.

## 4.4 Aufbau eines abstimmbaren Lasers

Es gibt bereits eine Vielzahl von unterschiedlichen Ansätzen zur Realisierung von abstimmbaren Lasern [Ish96, Del98, Mas98, Hon99]. Die Mehrzahl der Ansätze kann aber nur durch komplizierte Herstellungsverfahren realisiert werden. Hierzu zählt z. B. das epitaktische Überwachsen. Der in dieser Arbeit verfolgte Ansatz kommt auf Grund der Kopplung an ein laterales Gitter ohne epitaktisches Überwachsen aus. Der Herstellungsprozess der Laser beruht auf einem relativ einfachen, etablierten Verfahren. Der vorgestellte Ansatz ist universell für verschiedenste Materialsysteme einsetzbar und erlaubt die Herstellung von, innerhalb eines großen Wellenlängenbereichs, abstimmbaren Lasern basierend auf dem Vernier Prinzip. Für die Herstellung der Modenkämme wurden binary superimposed gratings verwendet. Wie obige theoretische Untersuchungen belegen, sind BSGs hierfür sehr gut geeignet, da sie sowohl eine einfache Herstellung der Gitter wie auch eine hohe optische Qualität der Reflektionsspektren ermöglichen.

Die vorgestellten abstimmbaren Laser beruhen auf einem Laser mit konventionellen Rippenwellenleiter. Der Laser verfügt allerdings über zwei separate p-Kontakte gleicher Größe. Innerhalb der Laserkavität entstehen hierdurch zwei Segmente deren Injektionsstrom unabhängig voneinander geregelt werden kann (siehe Abbildung 4.12). Jedes Segment besitzt ein laterales BSG aus Chrom, das für die Definition des Modenkamms verwendet wird. Der Abstand zwischen den Moden des jeweiligen Segments unterscheiden sich hierbei geringfügig (vergleiche Abschnitt 4.1: Vernier-Prinzip). Das Bauteil unterscheidet sich somit lediglich durch die Gitter und die doppelte Kontaktierung von einem lateral gekoppelten DFB-Laser mit fester Wellenlänge. Auch die Querleitfähigkeit zwischen beiden p-Kontakten ist hinreichend gering (der Widerstand beträgt einige  $k\Omega$ ), so dass die Segmente unabhängig voneinander gepumpt werden können und ein zusätzlicher Isolationsschritt im Prozess vermieden werden kann.

Für die Herstellung sämtlicher BSGs wurde als Sektionslänge  $s = 4 \text{ nm}$  gewählt. Wie oben gezeigt, erhält man auch für deutlich größere Sektionslängen qualitativ hochwertige Gitter. Die Verwendung entsprechend großer Sektionen würde aber keine vereinfachte Herstellung im Zusammenhang mit der eingesetzten Elektronenstrahlolithographie-Anlage zur Folge haben.

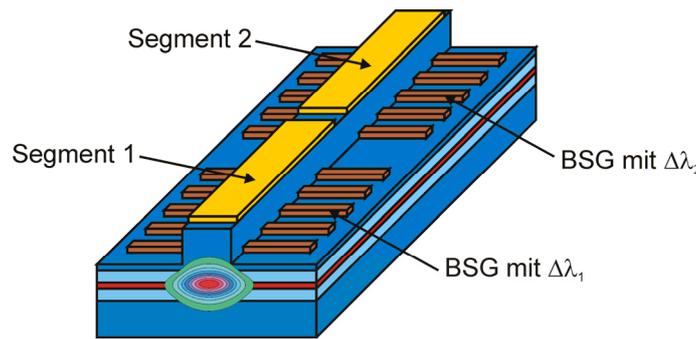


Abbildung 4.12: Schematischer Aufbau eines abstimmbaren Lasers mit zwei Segmenten und lateralen binary superimposed gratings (BSGs) mit jeweils unterschiedlichen Modenabstand  $\Delta\lambda$ .

Bei der Auswahl der Wellenlängen für die Modenkämme muss berücksichtigt werden, dass bei der verwendeten Elektronenstrahlolithographie-Anlage auf Grund einer Softwarelimitierung lediglich ganzzahlige Vielfache von  $\Delta\lambda_{\min} = 0,04 \text{ nm}$  für die Gitterperioden zulässig sind. Das hat zur Folge, dass die Bragg-Wellenlängen auf einem Raster mit dem Abstand

$$\Delta\lambda_{\min} = 2n_{\text{eff}}\Delta\Lambda_{\min} \quad (4.16)$$

liegen. Demzufolge kann auch die Differenz der Modenabstände der beiden Modenkämme  $\delta\lambda$  nur ganzzahlige Vielfache von  $\Delta\lambda_{\min}$  betragen. Für einen typischen Wert für den effektiven Brechungsindex von 3,30 beträgt der minimale Wellenlängenabstand  $\Delta\lambda_{\min} = 0,264 \text{ nm}$ .

Darüber hinaus muss beachtet werden, dass die Kopplungskonstante  $\kappa$  mit der Anzahl der Moden pro Wellenlängenkamm gemäß

$$\kappa_N = \frac{1}{\sqrt{N}}\kappa \quad (4.17)$$

abnimmt [Avr98, Ish96]. Hierbei bezeichnet  $\kappa$  die Kopplungskonstante eines konventionellem DFB-Gitters mit nur einer Bragg-Wellenlänge und  $\kappa_N$  die Kopplungskonstante einer Mode eines Wellenlängenkamms mit  $N$  Moden. Der reduzierten Kopplung wird durch eine, im Vergleich zu einem konventionellen DFB-Laser mit nur einer Bragg-Mode, geringfügig größere Ätztiefe des Rippenwellenleiters Rechnung getragen, um so den Überlapp zwischen der optischen Mode und dem Gitter zu erhöhen.

## 4.5 Eigenschaften der Laser

Nachfolgend wird auf die Eigenschaften der untersuchten abstimmbaren Laser eingegangen. Es werden Ergebnisse von Lasern basierend auf drei verschiedenen Materialsystemen (InGaAsP/InP, InGaAs/GaAs und GaInNAs/GaAs) gezeigt. Hierbei wird auf einige für das Abstimmverhalten wichtige Größen, wie z. B. die Breite des Verstärkungsspektrums, den maximalen Abstimmbereich oder die Abhängigkeit der Wellenlänge vom Injektionsstrom eingegangen.

### 4.5.1 Quantenfilmlaser auf Basis von InGaAsP/InP

Um die Faserkapazität bei Mittel- und Weitverkehrsstrecken (backbone network) in der optischen Nachrichtenübertragung besser auszunutzen, werden verstärkt (C/D)WDM Systeme eingesetzt. Hierbei wird in eine Glasfaser Licht unterschiedlicher Wellenlängen eingekoppelt, wobei jede der verwendeten Lichtquellen unabhängig von einander modulierbar ist. Die Detektion der Signale am anderen Ende der Faser erfolgt wellenlängenspezifisch, so dass die Bandbreite der Glasfaser (in erster Näherung) mit der Anzahl der Lichtquellen skaliert. In diesem Zusammenhang besteht großes Interesse am Einsatz von abstimmbaren Lasern, weil so nicht für jede Wellenlänge ein eigenes Ersatzteil bereitgestellt werden müsste und hierdurch die Lagerhaltungskosten drastisch reduziert werden könnten. Für WDM Systeme kommen Laser zum Einsatz, deren Emissionswellenlängen im Dämpfungsminimum der Glasfaser liegen. Dieser Spektralbereich (1530 bis 1610 nm [Kie02]) wird typischer Weise mit InGaAsP/InP Lasern abgedeckt.

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten abstimmbaren Laser basieren auf einer Struktur, die mittels einer Gasquellen-Molekularstrahlepitaxie-Anlage gewachsen wurde (Probennummer A51620). Die aktive Schicht besteht aus acht verspannten Quantenfilmen und gitterangepassten Barrieren. Weitere Details über den Aufbau der Epitaxie sind dem Anhang zu entnehmen. Der Laser besitzt einen 2,5  $\mu\text{m}$  breiten Rippenwellenleiter und hat zwei 300  $\mu\text{m}$  lange Segmente, die unabhängig voneinander gepumpt werden können. Durch die auf beiden Seiten des Rippenwellenleiters vorhandenen BSG-Strukturen verfügt jedes Segment über ein kammartiges Reflexionsspektrum, bestehend aus 10 Moden. Die relative Lage beider

Modenkämme wurde so gewählt, dass für identische Brechungsindizes in beiden Segmenten die fünfte<sup>1</sup> Mode überlappt.

Abbildung 4.13 zeigt die Kennlinie eines abstimmbaren DFB-Lasers. Für die Messung wurden beide Segmente parallel gepumpt. Der typische Schwellenstrom für einen 600  $\mu\text{m}$  langen Laser beträgt 32 mA. Die leichte Welligkeit der P-I-Kennlinie ist auf longitudinale Modensprünge zurückzuführen, die durch veränderte Verstärkungsbedingungen für einzelne Moden bedingt sind. Die maximale Ausgangsleistung ist thermisch begrenzt und beträgt ca. 8 mW pro Facette. Die externe Effizienz des Lasers beträgt 55 mW/A pro Facette.

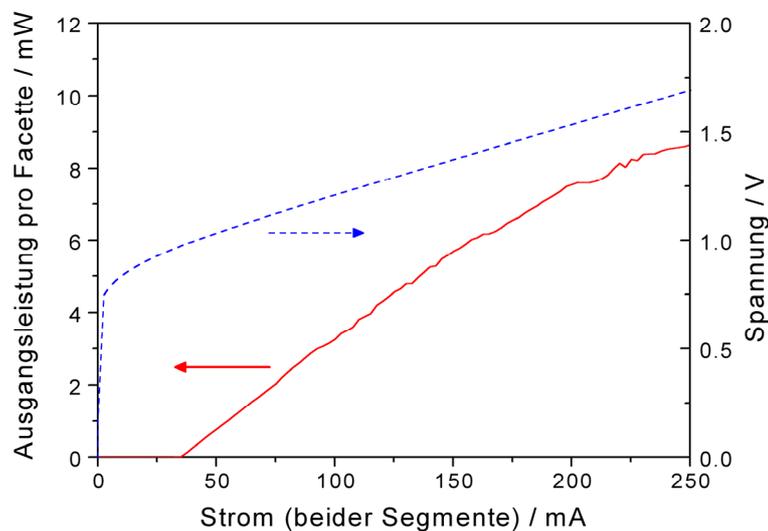


Abbildung 4.13: Kennlinie eines abstimmbaren  $\text{InGaAsP/InP}$  DFB-Lasers mit einer Gesamtkavitätslänge von 600  $\mu\text{m}$ , gemessen bei  $T = 20^\circ\text{C}$ .

Von entscheidender Bedeutung für einen abstimmbaren Laser ist die spektrale Lage und die Breite des Verstärkungsspektrums. Um dessen Abhängigkeit vom Injektionsstrom beurteilen zu können, wurde bei einem Fabry-Pérot Referenzlaser<sup>2</sup> für verschiedene Ströme das Spektrum gemessen (siehe Abbildung 4.14). Der Strom wurde hierzu in einem Bereich von 40 bis 240 mA variiert. Man erkennt mit steigendem Strom eine deutliche Rotverschiebung des Spektrums, die auf die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke zurückzuführen ist. Betrachtet man vereinfachend jeweils die intensivste Mode der einzelnen Spektren, so ergibt

<sup>1</sup> zählweise: von kurzen zu langen Wellenlängen

<sup>2</sup> Der Referenzlaser ist baugleich mit einem abstimmbaren Laser, besitzt allerdings kein laterales Gitter und emittiert deshalb ein Fabry-Pérot Spektrum.

sich ein Versatz des Verstärkungsmaximums um ca. 30 nm. Sehr deutlich ist auch die Verbreiterung des Verstärkungsbereichs mit steigendem Strom erkennbar.

Die abstimmbaren Laser können über einen Bereich von 25 nm (bzw. 2,94 THz) durchgestimmt werden, wie in Abbildung 4.15 gezeigt<sup>1</sup>. Je nach den verwendeten Injektionsströmen können 6 unterschiedliche Wellenlängen in einem Abstand von 5 nm angesteuert werden. Hierfür wurde der Strom jedes Segments in einem Bereich von 15 bis 135 mA variiert, wobei in der Summe 190 mA nicht überschritten wurden (siehe Tabelle 4.1). Bei der Messung wurde über das Peltier-Element eine konstante Temperatur von  $T = 15\text{ °C}$  vorgegeben. Der Abstand der Moden innerhalb der Modenkämme beträgt 5,0 bzw. 5,4 nm. Die Emissionswellenlängen entsprechen wie erwartet den für die Definition des Gitters verwendeten Perioden. Die Seitenmodenunterdrückung (SMSR) der einzelnen Moden variiert zwischen 26,3 dB und 42 dB.

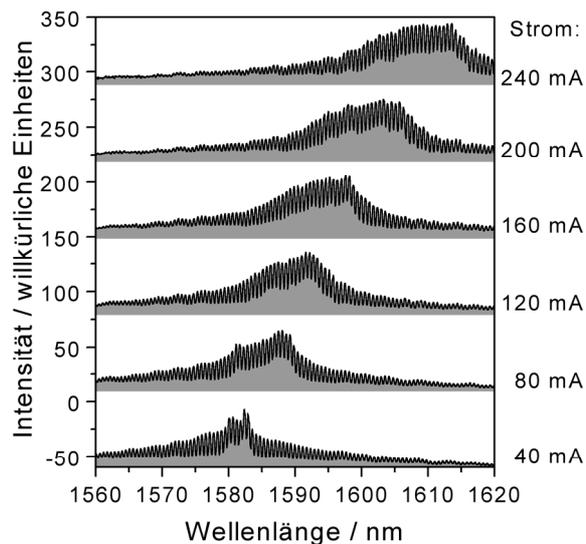


Abbildung 4.14: Spektren eines Fabry-Pérot Quantenfilmlasers in Abhängigkeit des Pumpstroms.

<sup>1</sup> Es wurde die normierte Intensität aufgetragen, d. h. die maximale Intensität jedes Spektrums wurde auf 0 dB normiert.

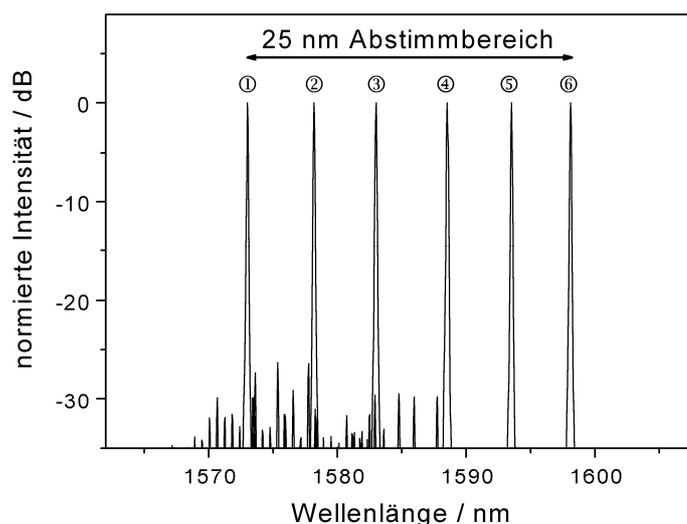


Abbildung 4.15: Diskretes Abstimmen über 25 nm (2,94 THz): Dargestellt sind 6 Spektren in einem Bereich von 1573 bis 1598 nm.

	Mode ①	Mode ②	Mode ③	Mode ④	Mode ⑤	Mode ⑥
Segmentstrom 1 / mA	25	56	83	83	70	135
Segmentstrom 2 / mA	15	18	34	50	120	31

Tabelle 4.1: Injektionsströme der beiden Segmente zur Erzielung des in Abbildung 4.15 gezeigten Abstimmverhaltens.

Zur Demonstration des Abstimmverhaltens wurde der Strom durch Segment 1 auf einen konstanten Wert eingestellt. Bei ebenfalls konstanter Temperatur wurde nun der Strom durch das 2. Segment  $I_2$  schrittweise erhöht und jeweils ein Spektrum aufgezeichnet. Wie in Abbildung 4.16 dargestellt, erkennt man einen treppenartigen Anstieg der Emissionswellenlänge der DFB-Mode. Der Abstand der Plateaus beträgt ca. 5 nm und entspricht dem Abstand der Moden des Modenkamms von Segment 1. Erhöht man nach dem Erreichen eines Plateaus den Strom weiter, so hat dies eine leichte Erhöhung der Wellenlänge auf Grund der Brechungsindexänderung durch die zusätzliche Erwärmung zur Folge.

Während die Seitenmodenunterdrückung innerhalb der Plateaus in der Regel über 30 dB liegt, bricht sie an den Übergangsbereichen zwischen zwei Plateaus deutlich ein. Dieses Verhalten ist auch theoretisch zu erwarten, da in den Übergangsbereichen für keine Mode eine saubere Überlappung der beiden Modenkämme erreicht werden kann.

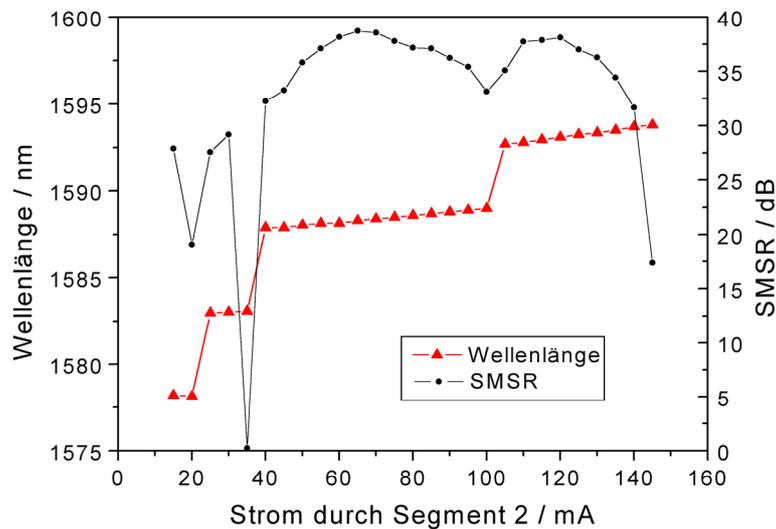


Abbildung 4.16: Beispiel für das diskrete Abstimmen durch Variation des Stroms durch Segment 2. Der Strom durch Segment 1 sowie die Temperatur des Peltier-Elements waren konstant und betragen 50 mA bzw. 20 °C.

Um quasikontinuierliche Abstimmbarkeit zu demonstrieren, wurde die Emissionswellenlänge innerhalb eines fein aufgelösten Rasters variiert. Als Rasterweite wurde der Kanalabstand von DWDM-Systemen mit 50 GHz<sup>1</sup> gewählt<sup>2</sup>. Zum Abstimmen wurde zusätzlich zu den Injektionsströmen die Temperatur des Bauteils in einem Bereich zwischen 10 °C und 42 °C variiert. Abbildung 4.17 zeigt die Überlagerung von 36 Einzelspektren, die einen Wellenlängenbereich von 14 nm (1,64 THz) überspannen. Das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis beträgt für jedes Spektrum mindestens 30 dB, bei der Betrachtung des Bereichs von 1589,8 bis 1599,8 nm (26 Kanäle) sogar 35 dB.

<sup>1</sup> 50 GHz entsprechen bei einer Wellenlänge von etwa 1,55 µm einem Wellenlängenunterschied von ca. 0,4 nm.

<sup>2</sup> Prinzipiell sind auch Wellenlängen auf einem feineren Raster einstellbar.

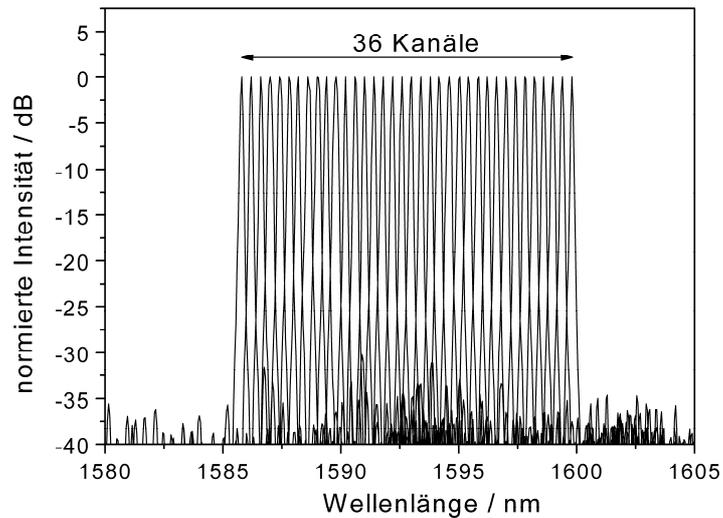


Abbildung 4.17: Quasikontinuierliches Abstimmverhalten: Gezeigt sind 36 Spektren in einem Bereich von 1585,8 bis 1599,8 nm.

Um den möglichen Einfluss der Modenkämme auf die Linienbreite des Lasers zu untersuchen, wurden Linienbreitenmessungen an DFB-Lasern mit fester Emissionswellenlänge und abstimmbaren DFB-Lasern durchgeführt. Für Laser mit fester Wellenlänge ergaben sich statische Linienbreiten um 2 MHz. Diese Werte konnten im Rahmen der Messgenauigkeit auch für die abstimmbaren Lasern erreicht werden. Abbildung 4.18 zeigt hierzu die Auftragung des Homodyn-Signals über der Frequenz. Der Wert für die Linienbreite in Höhe von 2,41 MHz wurde aus den mit einer Lorentz-Kurve gefitteten Daten ermittelt.

Wie oben gezeigt, konnten abstimmbare Laser hergestellt werden, die über 25 nm (2,94 THz) mit hoher Seitenmodenunterdrückung durchgestimmt werden können. Die verwendeten Gitter lassen einen Abstimmbereich von 45 nm zu, so dass die Limitierung durch die geringe spektrale Breite bzw. eine für einzelne Moden ungeeignete Lage des Verstärkungsbereichs bedingt ist.

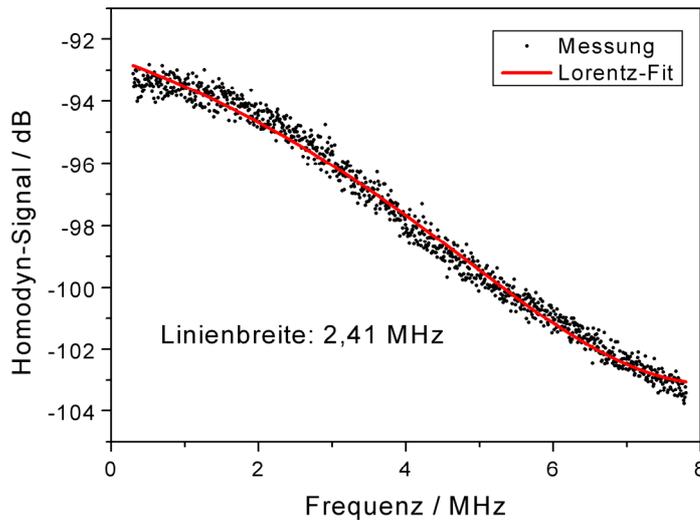


Abbildung 4.18: Linienbreite eines abstimmbaren DFB-Lasers mit einer Kavitätslänge von  $600\ \mu\text{m}$  und gespaltenen Facetten. Der Summenstrom beider Segmente beträgt  $150\ \text{mA}$ .

## 4.5.2 Quantenpunktlaser auf Basis von InGaAs/GaAs

Der Einsatz von Lasern mit einer aktiven Schicht aus Quantenpunkten verspricht, im Vergleich zu Quantenfilmlasern, eine Reduktion der Schwellenstromdichte sowie eine geringere Temperaturempfindlichkeit der Laserschwelle [Asa86]. Quantenpunkte werden auf Grund der besseren Kristallqualität heutzutage praktisch ausschließlich durch selbstorganisiertes Wachstum hergestellt [Sho96]. Die Größe der Quantenpunkte unterliegt hierbei statistischen Fluktuationen. Diese Größenvariation führt zu einer sog. inhomogenen<sup>1</sup>, energetischen Verbreiterung des Verstärkungsbereichs, wie auch der Vergleich der spektralen Verstärkungskoeffizienten von InGaAs/GaAs Quantenfilmlasern mit InGaAs/GaAs Quantenpunktlasern zeigt [Kam01]. Um die Limitierung des Abstimmereichs auf Grund der geringen Breite des Verstärkungsspektrums zu überwinden, wurden abstimmbare Laser auf der Basis von InGaAs/GaAs Quantenpunktlaserstrukturen hergestellt.

Die verwendete Laserstruktur (Probennummer M723) wurde mit einer Feststoffquellen-Molekularstrahlepitaxie-Anlage des Mikrostrukturlabors der Universität Würzburg hergestellt

<sup>1</sup> Im Vergleich zur homogenen Verbreiterung, hervorgerufen durch Relaxationsprozesse, wie z. B. Intradbandrelaxation.

und basiert auf zwei Quantenpunktschichten. Zwischen beiden Schichten wurde eine 30 nm dicke Pufferschicht eingebracht, um die beiden Punktschichten möglichst gut zu entkoppeln und somit die gleiche Quantenpunktgröße in beiden Schichten zu erhalten<sup>1</sup>. Der transversale Photoneneinschluss wurde über eine GRINSCH-Struktur realisiert<sup>2</sup>. Der Laser besteht aus zwei Segmenten mit einer Länge von je 400  $\mu\text{m}$  und verfügt über einen Rippenwellenleiter von 2,0  $\mu\text{m}$  Breite. Beide Modenkämme besitzen 10 Bragg-Wellenlängen in einem Abstand von 5,0 bzw. 5,3 nm. Für identische Brechungsindizes überlappt jeweils die sechste Mode der Kämme. Abbildung 4.19 zeigt eine typische Kennlinie eines abstimmbaren Lasers auf Basis InGaAs/GaAs. Der Laser hat eine Emissionswellenlänge im Bereich von ca. 980 nm und besitzt eine Laserschwelle von 13 mA. Die externe Effizienz beträgt 26 % (0,33 W/A) pro Facette. Die maximale Ausgangsleistung übersteigt 30 mW pro Facette und ist thermisch auf Grund fehlender Montage begrenzt.

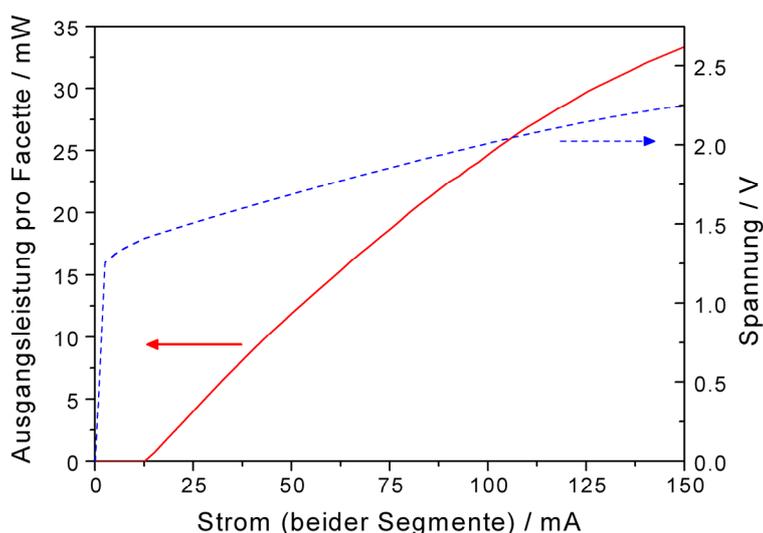


Abbildung 4.19: Kennlinie eines abstimmbaren InGaAs/GaAs DFB-Lasers mit einer Kavitätslänge von 800  $\mu\text{m}$ , gemessen bei  $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$  im kontinuierlichen Betrieb.

Um den Einfluss der Quantenpunkte auf die Breite des Abstimmereichs abschätzen zu können, wurde für verschiedene Ströme das Fabry-Pérot Spektrum eines Referenzlasers gemessen (siehe Abbildung 4.20). Bereits ab einem Strom von 60 mA erkennt man neben dem fundamentalen Verstärkungsbereich recht deutlich das Anwachsen eines zweiten

<sup>1</sup> Die Laserstruktur wurde nicht speziell für den Einsatz als abstimmbarer Laser konzipiert. Hierfür wäre eine Kopplung der Quantenpunkte wünschenswert, was eine weitere Verbreiterung des Verstärkungsspektrums zur Folge hätte.

<sup>2</sup> weitere Details der Laserstruktur sind dem Anhang zu entnehmen.

Verstärkungsbereich auf der kurzwelligen Seite (bei ca. 970 nm). Auf Grund des geringen energetischen Abstands der beiden Bereiche von etwa 10 nm (13 meV) kann eine Anregung des ersten angeregten Zustands ausgeschlossen werden<sup>1</sup>. Dieses Verhalten ist vermutlich auf das Anschwingen eines zweiten Quantenpunkt-Ensembles unterschiedlicher Größe zurückzuführen, das möglicherweise aus einer unterschiedlichen Quantenpunktschicht stammt.

Darüber hinaus fällt die geringe Temperaturabhängigkeit des Verstärkungsmaximums auf. Die Wellenlänge schiebt auf Grund der Stromvariation um ca. 20 nm, wohingegen die Wellenlänge bei den auf Quantenfilmen basierenden Lasern um etwa 30 nm variiert. Bei steigender Temperatur steigen die Verluste im Laser, so dass eine größere Ladungsträgerdichte zur Inversionserzeugung erforderlich ist. Bei Quantenpunktlasern führt eine Zunahme der Ladungsträgerdichte, im Vergleich zu Quantenfilmen, zu einer starken Blauverschiebung des Verstärkungsmaximums [Klo02]. Durch diese Blauverschiebung kann die temperaturinduzierte Rotverschiebung der Bandlücke teilweise kompensiert werden, was effektiv einer vergleichsweise kleinen Rotverschiebung des Emissionswellenlänge der Quantenpunktlaser mit steigender Temperatur (bzw. Strom) gleich kommt.

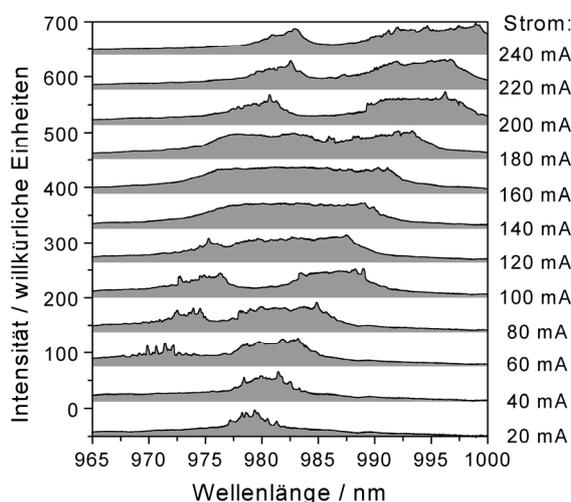


Abbildung 4.20: Spektren eines Fabry-Pérot Quantenpunktlasers in Abhängigkeit des Pumpstroms.

<sup>1</sup> Tieftemperatur Photolumineszenzmessungen ( $T = 2$  K) an vergleichbaren Proben ergeben, dass der Abstand des ersten angeregten Zustands vom Grundzustand ca. 40 bis 50 meV beträgt [Klo99].

Der diskrete Abstimmbereich umfasst einen Bereich von 30 nm (8,88 THz), bestehend aus sieben Moden im Abstand von je ca. 5 nm, wie in Abbildung 4.21 dargestellt. Die erforderlichen Ströme pro Segment variieren zwischen 15 und 200 mA. Die Temperatur beträgt 20 °C. Die Seitenmodenunterdrückung weist über den gesamten Abstimmbereich Werte von mindestens 35 dB auf. Um ein quasikontinuierliches Abstimmverhalten zu erzielen, wurde die Lasertemperatur zwischen 10 und 22 °C variiert. Zur Demonstration wurde ein Wellenlängengitter von 0,5 nm gewählt. Abbildung 4.22 zeigt die Überlagerung von 25 Spektren, die einem Abstimmbereich von 12 nm (3,85 THz) entsprechen. Das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis beträgt für jedes Spektrum mindestens 30 dB.

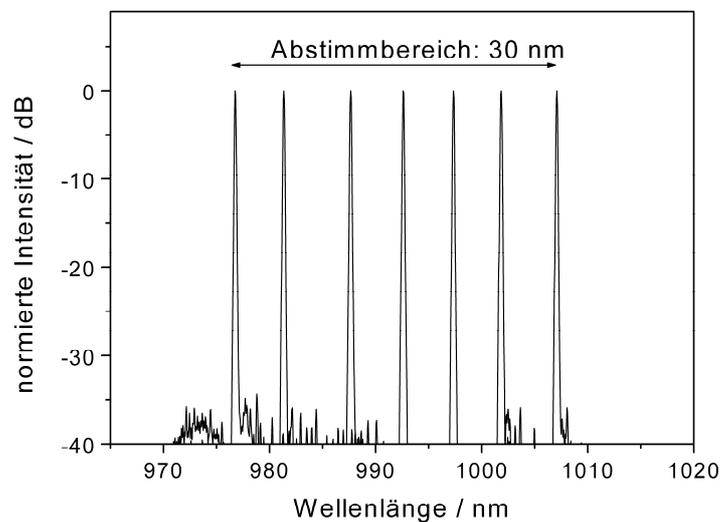


Abbildung 4.21: Diskretes Abstimmen über 30 nm (8,88 THz): Dargestellt sind 7 Spektren in einem Bereich von 977 bis 1007 nm.

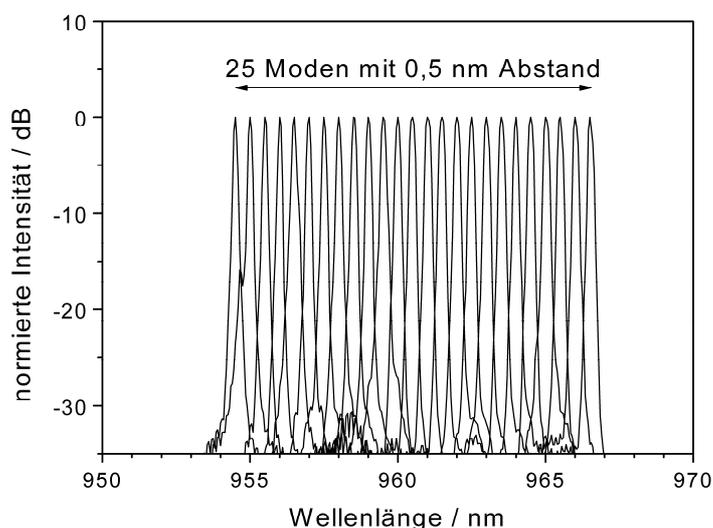


Abbildung 4.22: *Quasikontinuierliches Abstimmverhalten: Gezeigt sind 25 Spektren in einem Bereich von 954,5 bis 966,5 nm.*

### 4.5.3 Quantenfilmlaser auf Basis von GaInNAs/GaAs

In den letzten Jahren gewinnen auf GaAs basierende GaInNAs Quantenfilmstrukturen immer mehr an Bedeutung, da sie eine Alternative zum InP Materialsystem im Wellenlängenbereich um  $1,3 \mu\text{m}$  und potentiell auch im Bereich um  $1,55 \mu\text{m}$  darstellen [Kon96, Kon97, Gol02b, Gol03]. Das GaInNAs/GaAs Materialsystem weist einige Vorteile gegenüber den InP basierenden Strukturen auf, wie z. B. höhere Bandabstände (und dadurch eine höhere Temperaturstabilität) [Sat00] und einen höheren Brechungsindexkontrast, was insbesondere für die Herstellung von vertikal emittierenden Lasern (VCSEL<sup>1</sup>) eine wichtige Rolle spielt. Nicht zuletzt sind GaAs-basierende Technologien in der Industrie etabliert und vergleichsweise kostengünstig.

Darüber hinaus bieten GaInNAs Quantenfilmlaser einen weiteren Vorteil im Hinblick auf die Herstellung von abstimmbaren Lasern. Im Vergleich zu anderen Quantenfilmlasern besitzen GaInNAs Quantenfilme ein breiteres Verstärkungsspektrum. So konnten z. B. auf einer GaInNAs Heterostruktur unterschiedliche DFB-Laser über einen Bereich von 33 nm realisiert werden [Gol02]. Da die abstimmbaren Laser, wie bereits gezeigt, durch die Verstärkungs-

<sup>1</sup> VCSEL: Vertical Cavity Surface Emitting Laser

breite limitiert sind, verspricht der Einsatz von GaInNAs-Material einen größeren Abstimmbereich im Vergleich zu den auf InP basierenden Lasern.

Die abstimmbaren GaInNAs/GaAs Laser wurden mit einer Feststoffquellen MBE des Mikrostrukturlabors gewachsen und basieren auf einem einzelnen GaInNAs Quantenfilm, der kompressiv verspannt ist. Die für das Wachstum erforderlichen Stickstoffradikale wurden mit einer HF<sup>1</sup>-Plasmaquelle aus N<sub>2</sub> erzeugt. Für den transversalen Photoneneinschluss wurde eine SCH-Struktur eingesetzt<sup>2</sup>. Die Laser basieren auf einem ca. 2,2 µm breiten Rippenwellenleiter und verfügen über zwei unabhängige Segmente mit einer Länge von je 400 µm. Bei allen gezeigten Lasern besteht das Reflexionsspektrum der beiden Segmente aus jeweils zehn Moden.

Neben abstimmbaren GaInNAs/GaAs Lasern mit, für die Telekommunikation interessanten Emissionswellenlängen im Bereich von 1,3 µm, wurden zu Testzwecken auch Bauteile mit Emissionswellenlängen um 1,2 µm hergestellt. Zum Zeitpunkt der Laserherstellung wiesen die zur Verfügung stehenden Laserstrukturen bei kürzeren Wellenlängen bessere Lasereigenschaften auf, so dass im Hinblick auf einen besonders großen Abstimmbereich die kurzwelligen Laserstrukturen vielversprechender waren.

Abbildung 4.23 zeigt die Kennlinie eines zwei-segmentigen abstimmbaren DFB-Lasers mit einer Emissionswellenlänge von ca. 1,2 µm. Der Schwellenstrom beträgt 28 mA und die thermisch limitierte maximale Ausgangsleistung erreicht etwa 14 mW pro Facette. Die externe Effizienz bezogen auf eine Facette beträgt 14 % (0,15 W/A).

Zur Beurteilung des Verstärkungsverhaltens wurden für verschiedene Ströme die Spektren eines Fabry-Pérot Referenzlasers mit einer Emissionswellenlänge um 1,2 µm gemessen. Der Strom wurde hierzu in einem Bereich von 40 bis 220 mA variiert. Mit Hilfe der Spektren lässt sich näherungsweise die Lage des Verstärkungsmittelpunktes sowie die Breite des Verstärkungsbereichs ermitteln (siehe Abbildung 4.24). Im Gegensatz zu den Quantenpunktlasern (siehe oben) besitzen die einzelnen Spektren jeweils nur ein Verstärkungsmaximum. Die Lage des Verstärkungsmaximums schiebt um 30 nm zu langen Wellenlängen und entspricht somit den auf InP basierenden Lasern. Die Breite des Verstärkungsbereichs wächst im dargestellten Strombereich um den Faktor 3,5 an. (Für Fabry-Pérot Referenzlaser bei einer Emissionswellenlänge um 1,3 µm ergibt sich ein ähnliches Verhalten.)

---

<sup>1</sup> Hochfrequenz

<sup>2</sup> weitere Details der Laserstruktur sind dem Anhang zu entnehmen.

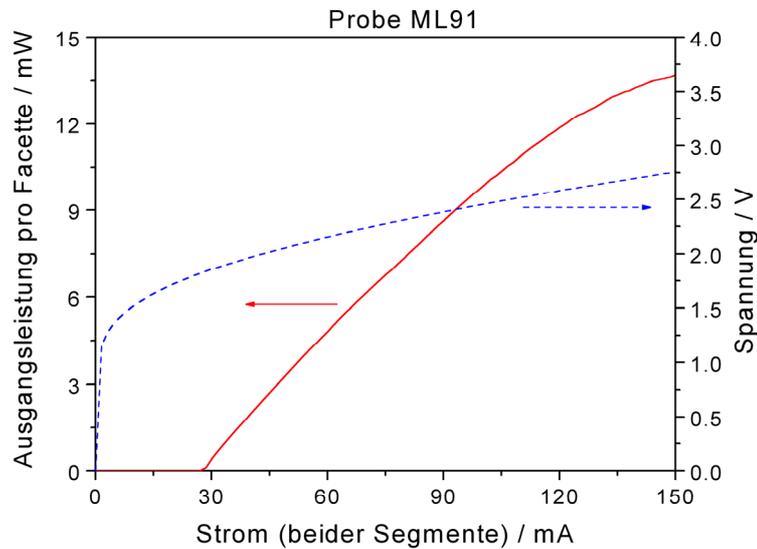


Abbildung 4.23: Kennlinie eines abstimmbaren GaInNAs/GaAs DFB-Lasers bei einer Emissionswellenlänge von ca.  $1,2 \mu\text{m}$  mit einer Kavitätslänge von  $800 \mu\text{m}$ , gemessen bei  $T=20^\circ\text{C}$ .

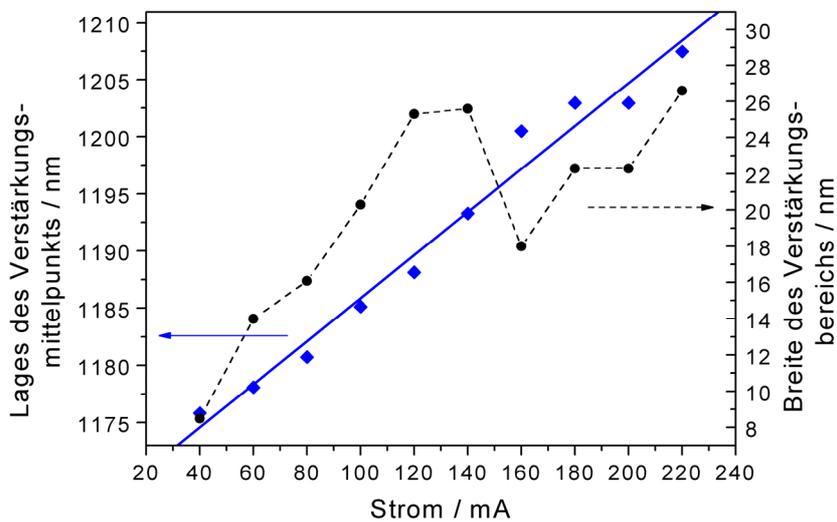


Abbildung 4.24: Spektrale Eigenschaften eines Fabry-Pérot Quantenfilmlasers in Abhängigkeit des Pumpstroms: Lage des Verstärkungsmittelpunkts und Breite des Verstärkungsbereichs bei einem Intensitätsabfall um  $-35 \text{ dB}$ .

Der diskrete Abstimmbereich kommt durch das Ansteuern von 8 Spektren zustande und umfasst einen Bereich von 38 nm (7,57 THz), wie in Abbildung 4.25 dargestellt. Die Modenabstände betragen 4,99 und 5,51 nm. Bei einer konstanten Temperatur von 20 °C lagen die erforderlichen Pumpströme der beiden Segmente zwischen 18 und 130 mA. Das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis jedes Spektrums beträgt mindestens 30 dB.

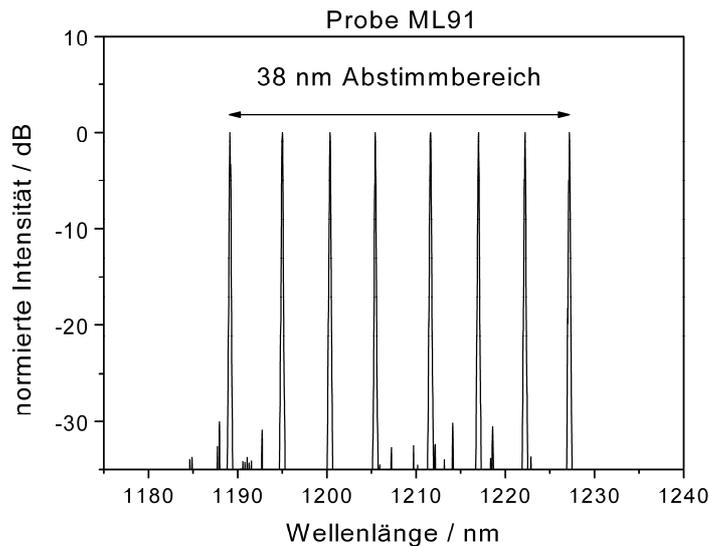


Abbildung 4.25: Diskretes Abstimmen über 38 nm (7,57 THz): Dargestellt sind 8 Spektren in einem Bereich von 1189 bis 1227 nm.

Auch im Bezug auf quasikontinuierliche Abstimmbarkeit konnte mit GaInNAs Quantenfilm-lasern sehr gute Werte erreicht werden. Abbildung 4.26 zeigt die Überlagerung von 67 einzelnen Spektren, deren Hauptmoden jeweils einen Abstand von 50 GHz aufweisen. Es ergibt sich ein Abstimmbereich von 15 nm (3,09 THz). Das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis beträgt ebenfalls 30 dB. Anders als bei den bisher gezeigten Ergebnissen, wurde bei den GaInNAs basierenden Lasern auch beim quasikontinuierlichen Abstimmen die Temperatur konstant gelassen. Es wurden lediglich die beiden Pumpströme zum Einstellen der Wellenlänge verwendet, was wesentlich schnellere Schaltzeiten zur Folge hat. Das Abstimmverhalten wird ebenfalls durch eine Temperaturvariation im Laser auf Grund eines geänderten Betriebsstroms hervorgerufen. Hierbei sind die Ströme der beiden Segmente so zu verändern, dass die Differenz der beiden effektiven Brechungsindizes der Segmente konstant bleibt und lediglich eine absolute Verschiebung der Brechungsindizes auftritt.

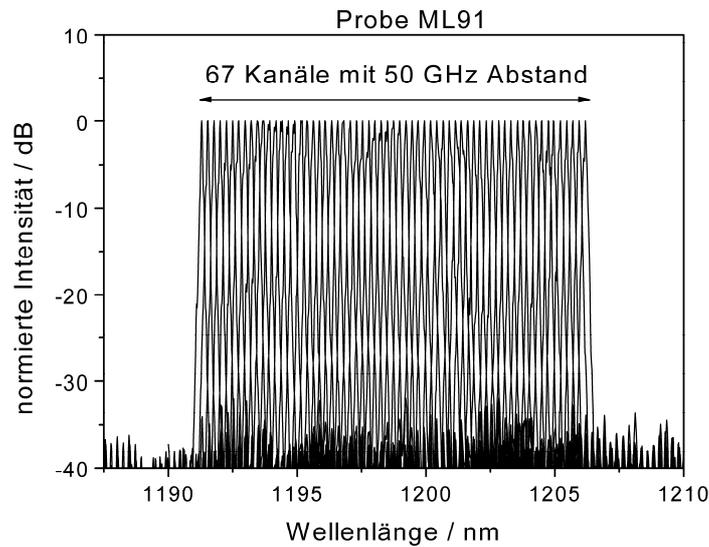


Abbildung 4.26: *Quasikontinuierliches Abstimmverhalten: Gezeigt sind 67 Spektren in einem Bereich von 1191 bis 1206 nm.*

#### 4.5.3.1 Abstimmbare Laser mit drei Segmenten

Da bei abstimmbaren zwei-segmentigen Lasern sowohl die Wellenlänge als auch die Ausgangsleistung vom Pumpstrom abhängt, führt eine Veränderung der Wellenlänge zwangsläufig zu einer geänderten Ausgangleistung. Weil dieses Verhalten für viele Anwendungen unerwünscht ist, wurden Laser hergestellt, die zusätzlich über ein drittes Segment ohne Gitter verfügen. Dieses zusätzliche Segment kann getrennt gepumpt werden und somit eine konstante Ausgangsleistung gewährleisten. Das Abstimmverhalten wird hierdurch nicht negativ beeinflusst, wie nachfolgend an Ergebnissen beruhend auf GaInNAs/GaAs Lasern mit Emissionswellenlängen um  $1,3 \mu\text{m}$  gezeigt wird.

Auf Grund des zusätzlichen Segments wurde die Kavitätslänge um 50 % auf  $1200 \mu\text{m}$  vergrößert, was einen Anstieg des Schwellenstroms auf 50 mA zur Folge hat. Lässt man den Strom durch das gitterlose Segment (Segment 3) konstant und variiert die Ströme der anderen beiden Segmente in einem Bereich von 30 bis 135 mA, so zeigt der Laser ein diskretes Abstimmverhalten, wie in Abbildung 4.27 in Form der Seitenmodenunterdrückung in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt. Man erkennt deutlich das 5 nm Raster, welches dem verwendeten Modenabstand entspricht. Der Abstimmbereich beträgt ca. 30 nm (5,0 THz). Die Ausgangsleistung der Lasers variiert hierbei, je nach selektierter Mode, um 6,0 dB.

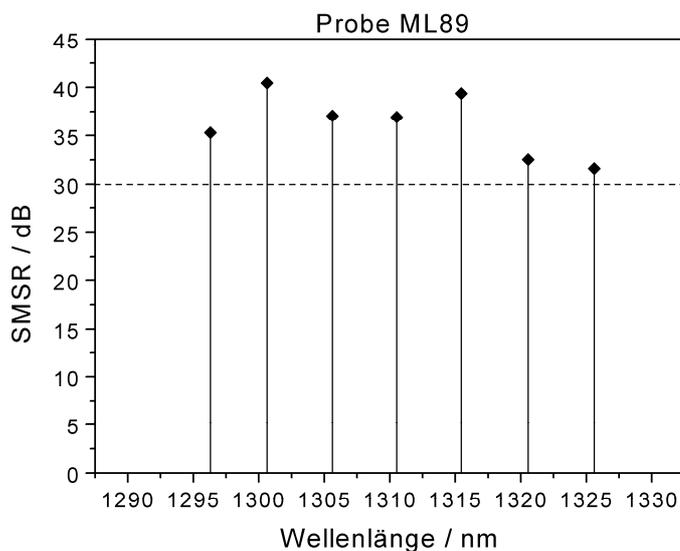


Abbildung 4.27: Seitenmodenunterdrückung in Abhängigkeit der Wellenlänge für einen von 1296,3 bis 1325,6 nm (29,3 nm bzw. 5,0 THz) diskret abstimmbaren Laser mit hoher Seitenmodenunterdrückung von über 30 dB.

In Abbildung 4.28 ist die Ausgangsleistung eines 3-segmentigen abstimmbaren Lasers in Abhängigkeit des Stroms durch das Segment ohne Gitter (Segment 3) dargestellt. Die beiden Gittersegmente wurden hierzu parallel mit einem konstanten Strom gepumpt, der im gezeigten Fall 80 mA beträgt. Der Zuwachs in der Ausgangsleistung hängt erwartungsgemäß vom Arbeitspunkt des Lasers ab. Für das dargestellte Beispiel wird bei einer Stromänderung des Stroms durch das 3. Segment von 0 auf 100 mA ein Leistungszuwachs von 5,4 dB erzielt.

Das quasikontinuierliche Abstimmverhalten wird durch die Darstellung von 54 Kanälen mit jeweils 50 GHz Abstand beschrieben, was einem Abstimmbereich von 14,3 nm (bzw. 2,45 THz) entspricht (siehe Abbildung 4.29). Das minimale Seitenmodenunterdrückungsverhältnis der einzelnen Spektren beträgt hierbei 35 dB. Das Durchstimmen wurde lediglich über eine Variation der drei Injektionsströme realisiert, wobei noch nicht auf eine konstante Ausgangsleistung Wert gelegt wurde. Die Temperatur der Wärmesenke betrug konstant 20 °C.

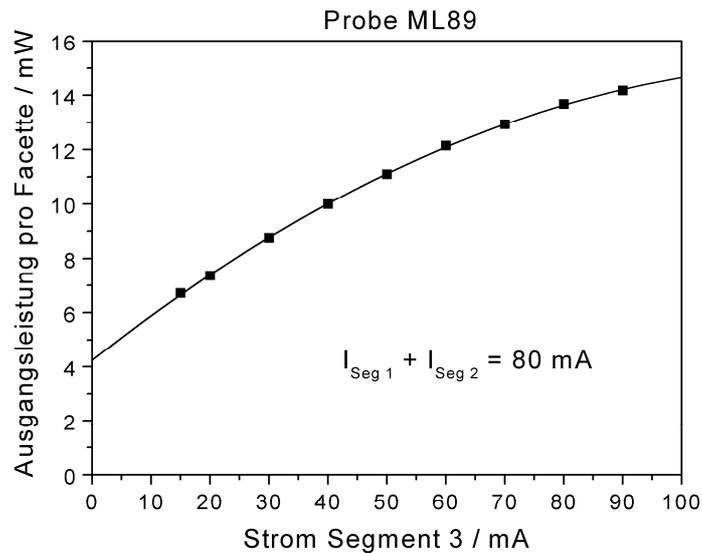


Abbildung 4.28: Auftragung der Ausgangsleistung über dem Strom durch das gitterlose Segment 3. Der Strom durch die beiden Gittersegmente ist konstant und beträgt in der Summe 80 mA.

In Abbildung 4.30 wird das quasikontinuierliche Abstimmverhalten eines drei-segmentigen DFB-Lasers mit konstanter Ausgangsleistung von 15 mW pro Facette gezeigt. Es wurde ein (prinzipiell beliebig kleiner) Wellenlängenabstand von 1,50 nm gewählt. Der Abstimmbereich umfasst 10,5 nm und wurde ebenfalls ohne Temperaturvariation der Wärmesenke erzielt. Das minimale Seitenmodenunterdrückungsverhältnis der einzelnen Spektren beträgt 38 dB. Zur Aufrechterhaltung der konstanten Ausgangsleistung wurde der Strom durch das gitterlose Segment in einem Bereich zwischen 46 und 128 mA variiert. Die Summe aller drei Ströme beträgt bei den verschiedenen Wellenlängen im Mittel 220 mA, wobei eine Schwankung von  $\pm 16\%$  auftritt. Diese Schwankung beruht auf der Abhängigkeit der Lasereffizienz vom Arbeitspunkt der jeweiligen Segmente.

Wie erwartet, führt der Einsatz von GaInNAs Quantenfilmen zu einem sehr großen Abstimmbereich, was auf einen verbreiterten Verstärkungsverlauf zurückzuführen ist und durch Messungen des Subschwelen-Verstärkungsspektrums bestätigt werden konnte.

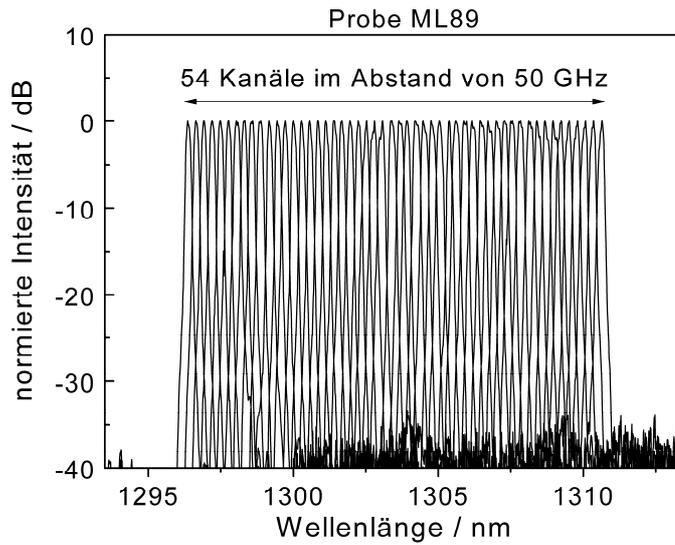


Abbildung 4.29: Quasikontinuierliches Abstimmverhalten: Gezeigt sind 54 Spektren in einem Bereich von 1296 bis 1310 nm.

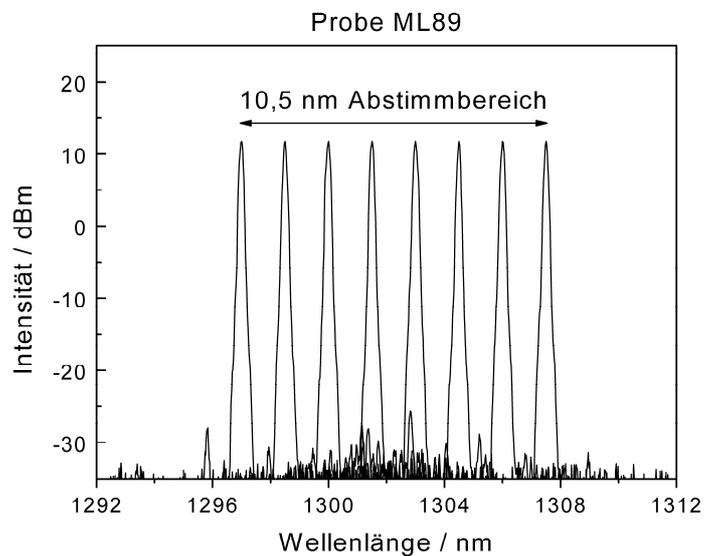


Abbildung 4.30: Quasikontinuierliches Abstimmverhalten mit einer konstanten Ausgangsleistung von 15 mW pro Facette: Gezeigt sind 8 Spektren in einem Bereich von 1297,0 bis 1307,5 nm.

#### 4.5.4 Vergleich des Abstimmverhaltens von Lasern verschiedener Wellenlängenbereiche und Materialsysteme

Um abstimmbare Laser bei unterschiedlichen Wellenlängen miteinander vergleichen zu können, muss man die Energieabhängigkeit der Breite des Verstärkungsspektrums berücksichtigen (siehe Abschnitt 1.1.2). Betrachtet man die frequenzbezogenen Abstimmbereiche der untersuchten Laser (siehe Abbildung 4.31), so erkennt man, dass der Einsatz von GaInNAs Quantenfilmen auf Grund der größeren Verstärkungsbreite bereits eine deutliche Vergrößerung des Abstimmbereichs im Vergleich zu InGaAsP Lasern zur Folge hat. Eine weitere Vergrößerung konnte durch die Verwendung von Quantenpunktmaterial erreicht werden, das sich durch einen inhomogen verbreiterten Verstärkungsbereich auszeichnet.

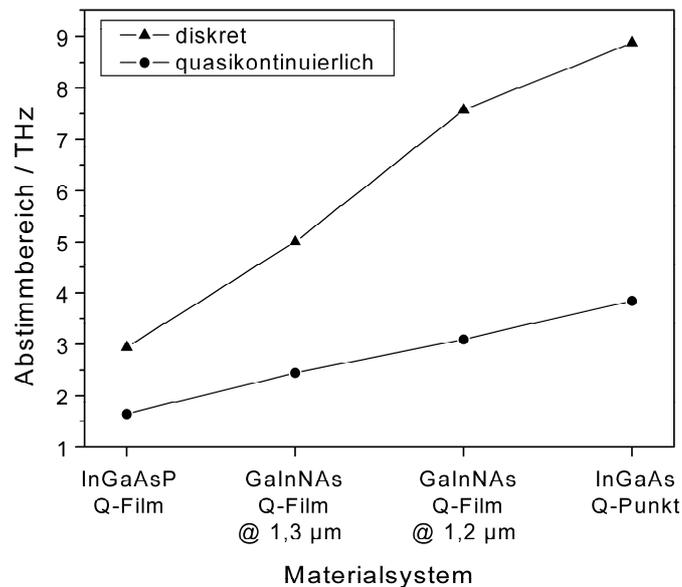


Abbildung 4.31: Vergleich des Abstimmbereichs für die verschiedenen Materialsysteme.

Um einen großen Abstimmbereich zu erzielen, ist neben der Breite des Verstärkungsbereichs auch die Güte der Laserstruktur von Bedeutung. Der Laser wird beim Durchstimmen teilweise weit oberhalb der Laserschwelle betrieben, so dass Bauteile wünschenswert sind, die über geringe Schwellenstromdichten und hohe Effizienzen verfügen. Andernfalls kann es bei diesen Betriebsbedingungen thermisch bedingt zu einem starken Rückgang der Ausgangsleistung kommen. In Abbildung 4.32 sind die externe Effizienz und die Schwellenstromdichte von abstimmbaren Lasern in Abhängigkeit der verschiedenen Materialsysteme aufgetragen.

Man erkennt deutlich, dass hohe Effizienzen in Verbindung mit niedrigen Schwellenstromdichten auftreten und umgekehrt. Im Vergleich zeigt sich, dass die InGaAsP basierenden Bauteile die geringste Güte aufweisen. Dies ist zum einen auf die große Auger-Rekombinationsrate zurückzuführen, die wiederum durch die vergleichsweise große Wellenlänge des Lasers bedingt ist<sup>1</sup> und zur Reduktion der internen Effizienz führt. Der zweite Grund für das relativ schlechte Abschneiden der InGaAsP basierenden Laser liegt am speziellen Design der Epitaxie, welches eigentlich für Telekommunikations-Laser mit einer typischen Länge von ca. 250 bis 300  $\mu\text{m}$  optimiert ist. Mit zunehmender Länge der Bauteile wirkt sich die hohe interne Absorption der Laserstruktur negativ auf die Lasereigenschaften aus, wie an den gezeigten abstimmbaren Lasern ( $L = 600 \mu\text{m}$ ) erkennbar. Die GaInNAs basierenden Bauteile verfügen bereits über deutlich bessere Eigenschaften, wobei die unterschiedlichen Wellenlängen keinen signifikanten Einfluss haben. Wie beim Vergleich des Abstimmereichs, ergeben sich auch bei der Betrachtung der externen Effizienzen und der Schwellenstromdichten die besten Werte für die InGaAs basierenden Laser. Dieses Verhalten ist u. a. auf die besonders niedrige interne Absorption der Laserstruktur zurückzuführen.

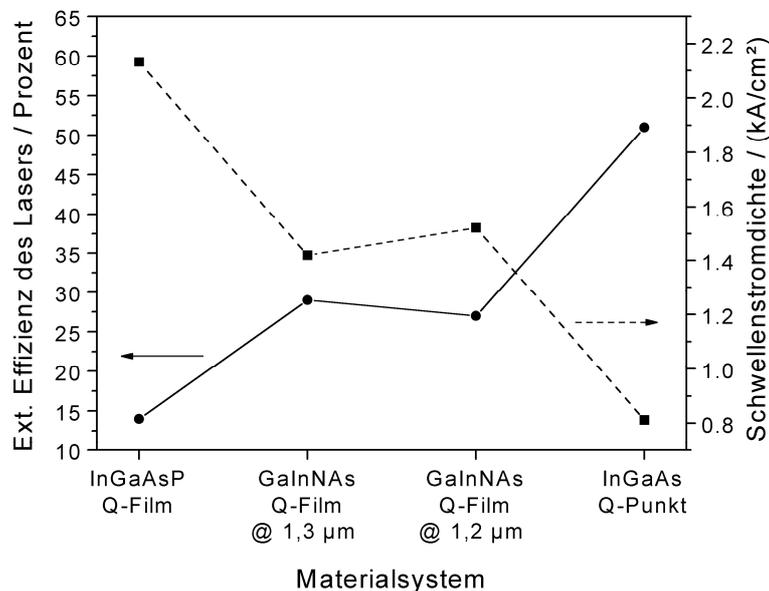


Abbildung 4.32: Vergleich der externen Quanteneffizienz der Laser und der Schwellenstromdichte für die verschiedenen Materialsysteme.

<sup>1</sup> Die Wahrscheinlichkeit für Auger-Rekombinationen steigt mit kleiner werdender Bandlücke exponentiell an [Col95].

Generell gilt, dass der Abstimmbereich der gezeigten Laser durch die Breite des Verstärkungsbereichs limitiert ist. Zur Erzielung eines großen Abstimmbereichs ist deshalb die Verwendung geeigneter aktiver Materialien (wie z. B. Quantenpunkte oder GaInNAs Quantenfilme) von großer Bedeutung, wobei auch auf eine hohe Schichtqualität Wert gelegt werden sollte.

Während sowohl die InGaAsP als auch die InGaAs basierenden Strukturen eine zum Teil relativ große Temperaturvariation zum quasikontinuierlichen Durchstimmen erfordern, reicht bei den GaInNAs basierenden Strukturen eine geeignete Stromvariation aus. Diese Tatsache lässt auf eine starke Abhängigkeit der Emissionswellenlänge vom Pumpstrom schließen und wird nachfolgend genauer analysiert, um ein qualitatives Verständnis dieses Verhaltens zu erlangen.

Von fundamentaler Bedeutung für die Beschreibung des Abstimmverhaltens ist die in Abschnitt 4.2 hergeleitete Beziehung (4.8), die sich folgendermaßen umschreiben lässt:

$$d\lambda / dI = 2aI + b \quad (4.18)$$

mit

$$a = 2\Lambda R_s \left( \frac{\ln(4h/w)}{\pi\lambda_{WL}L} + Z_{T,Luft} \right) dn_{eff} / dT \quad (4.19)$$

$$b = 2\Lambda [U_s + (1 - \eta_{ext})hf / e] \left( \frac{\ln(4h/w)}{\pi\lambda_{WL}L} + Z_{T,Luft} \right) dn_{eff} / dT \quad (4.20)$$

Zur Bestimmung der fehlenden Konstante  $dn_{eff}/dT$  wurde die Emissionswellenlänge in Abhängigkeit der Temperatur für konventionelle DFB-Laser gemessen, wie exemplarisch für einen InGaAs/GaAs basierenden Laser in Abbildung 4.33 dargestellt. Die gewonnenen Werte lassen sich (mit Hilfe der Gitterperiode) sehr einfach in die gesuchte Konstante umrechnen. Tabelle 4.2 enthält eine Übersicht über die Abhängigkeit des effektiven Brechungsindex von der Temperatur für die untersuchten Laser bzw. Materialsysteme.

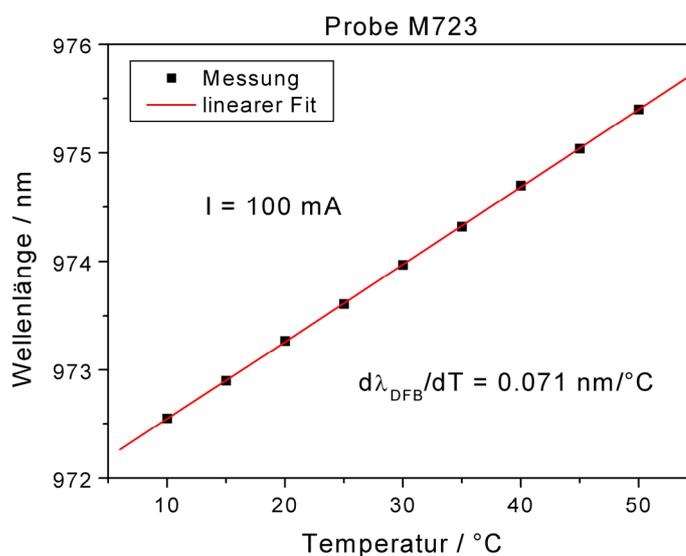


Abbildung 4.33: Abhängigkeit der Bragg-Wellenlänge von der Temperatur für einen konventionellen DFB-Laser basierend auf InGaAs/GaAs.

Materialsystem	$(d\lambda/dT) / (\text{nm/K})$ (gemessen)	Periode / nm	$(dn_{\text{eff}}/dT) / (10^{-4} \text{K}^{-1})$ (berechnet)
InGaAsP / InP	0,095	243,78	1,94
GaInNAs / GaAs (1,3 $\mu\text{m}$ )	0,095	198,80	2,38
GaInNAs / GaAs (1,2 $\mu\text{m}$ )	0,076	179,30	2,09
InGaAs / GaAs	0,071	147,00	2,43

Tabelle 4.2: Abhängigkeit des effektiven Brechungsindex von der Temperatur für verschiedene Materialsysteme.

Die zweite unbekannt GröÙe ist der thermische Widerstand des Luftspalts zwischen Laser und Wärmesenke  $Z_{T,\text{Luft}}$ . Für deren Bestimmung wurden DFB-Laser mit fester Emissionswellenlänge zuerst in unmontiertem<sup>1</sup> Zustand und anschließend in montiertem<sup>2</sup> Zustand vermessen. Hierbei wurden jeweils folgende GröÙen aufgenommen: Abhängigkeit der Wellenlänge von der Temperatur ( $d\lambda/dT$ ), Abhängigkeit der Wellenlänge vom Betriebsstrom ( $d\lambda/dI$ ), Schwellenstrom ( $I_S$ ), externe Effizienz ( $\eta_{\text{ext}}$ ), Einsatzspannung ( $U_0$ ) sowie der serielle Widerstand ( $R_S$ ). Aus den gewonnenen GröÙen lässt sich auf einfache Weise die vom Laser

<sup>1</sup> „unmontiert“ bedeutet, dass der Laserbarren lose auf der Wärmesenke aufliegt und lediglich durch die Kontaktnadel leicht angepresst wird.

<sup>2</sup> „montiert“ bedeutet, dass der Laserbarren auf eine Wärmesenke aufgelötet wird, wodurch die Ausbildung des Luftspalts unterbunden wird.

dissipierte Leistung  $P_{diss}$  sowie der Temperaturunterschied zwischen Wärmesenke und aktiver Schicht des Lasers bestimmen. Unter der vereinfachten Annahme, dass die gesamte dissipierte Leistung über die Wärmesenke abgeführt wird, lässt sich für beide Fälle (unmontiert und montiert) der gesamte thermische Widerstand  $Z_T = Z_{T,Laser} + Z_{T,Luft}$  bestimmen. Die Differenz dieser beiden Werte liefert folglich den gesuchten thermischen Widerstand des Luftspalts<sup>1</sup>. Hierbei ergab sich ein Wert von  $Z_{T,Luft} = 39,7 \text{ K/W}$ . Der Anteil des thermischen Widerstands des Luftspalts am gesamten thermischen Widerstand beträgt ca. 40 % und ist somit von großer Bedeutung bei der Modellierung des thermischen Verhaltens der Laser.

Sämtliche andere Größen zur Berechnung von  $d\lambda/dI$  sind bereits bekannt und können der Tabelle 4.3 entnommen werden. Der theoretische Ansatz zur Bestimmung von  $d\lambda/dI$  kann durch die Messung der Wellenlänge in Abhängigkeit des Pumpstroms überprüft werden. Die einzelnen Messpunkte liegen auf einer Parabel, deren Koeffizienten durch einen Fit bestimmt wurden. In Abbildung 4.34 wurde für verschiedene Materialsysteme  $d\lambda/dI$  in Abhängigkeit des Stroms aufgetragen und mit der Theorie verglichen. Es zeigt sich eine gute qualitative Übereinstimmung des Experiments mit der Theorie. Generell gilt, dass auf Grund der geringen Wärmeleitfähigkeit der Luft<sup>2</sup> bereits kleinste Verunreinigungen zwischen Laser und Wärmesenke einen signifikanten Einfluss auf den thermischen Widerstand des Systems haben und somit zu Abweichungen vom Modell führen.

In Abbildung 4.35 wurde, basierend auf dem theoretischen Modell,  $d\lambda/dI$  in Abhängigkeit des Stroms für die verschiedenen Materialsysteme aufgetragen, um eine direkte Vergleichbarkeit zu erleichtern. Man erkennt deutlich, dass bei den GaInNAs basierenden Lasern die Wellenlängenänderung deutlich stärker vom Betriebsstrom abhängt, als bei den InGaAsP und den InGaAs basierenden Lasern. Durch dieses Verhalten lässt sich die Tatsache erklären, dass zum quasikontinuierlichen Durchstimmen bei den GaInNAs basierenden Lasern die Temperatur der Wärmesenke konstant gelassen werden kann und lediglich eine Stromvariation erforderlich ist. Bei den InGaAs basierenden Lasern ist bereits eine kleine Temperaturvariation der Wärmesenke zum quasikontinuierlichen Abstimmen erforderlich ( $\Delta T = 12 \text{ °C}$ ). Die InGaAsP basierenden Laser besitzen die geringste Stromabhängigkeit bezüglich  $d\lambda/dI$ , so dass zum quasikontinuierlichen Durchstimmen eine deutlich größere Temperaturvariation der Wärmesenke in Höhe von  $32 \text{ °C}$  erforderlich ist.

---

<sup>1</sup> Bei der Bildung der Differenz wird der thermische Widerstand der dünnen Lotschicht vernachlässigt.

<sup>2</sup> Der Wert für die Wärmeleitfähigkeit von Luft beträgt  $0,026 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  [Lid99] und ist somit etwa um den Faktor 2000 kleiner als der Wert für die verwendeten Halbleitermaterialien.

Die Ursache für dieses besondere Abstimmverhalten der GaInNAs basierenden Laser ist im Wesentlichen durch zwei Parameter bestimmt. Zum einen ist der thermische Widerstand vergleichsweise groß, was auf die große Substratdicke bei gleichzeitig schlechter Wärmeleitfähigkeit zurückzuführen ist. Die zweite Ursache liegt in einem relativ großen seriellen Widerstand  $R_s$  der Laser<sup>1</sup>. Andere Parameter, wie z. B. die externe Effizienz  $\eta_{ext}$  oder der zusätzliche serielle Spannungsabfall  $U_S$  haben lediglich eine geringe Auswirkung, da sie keinen Einfluss auf die Steigung der Geraden haben. Das spezielle Abstimmverhalten der GaInNAs basierenden Laser ist folglich keine Materialeigenschaft der aktiven Schicht, sondern beruht vielmehr auf von der Technologie abhängigen Parametern, so dass dieses Verhalten im Bedarfsfall auch auf Laser übertragbar sein sollte, die auf anderen Materialsystemen basieren.

Größe	InGaAsP / InP	GaInNAs / GaAs (1,3 $\mu\text{m}$ )	GaInNAs / GaAs (1,2 $\mu\text{m}$ )	InGaAs / GaAs
$R_s / \Omega$	1,8	7,4	8,0	7,63
$U_S / \text{V}$	0,08	0,55	0,71	0,05
$\eta_{ext}$	0,11	0,29	0,20	0,49
$f / (10^{14} \text{ Hz})$	1,88	2,30	2,50	3,08
$h / \mu\text{m}$	350	520	520	365
$w / \mu\text{m}$	2,5	2,0	2,2	2,0
$\lambda_{WL} / (\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1})^2$	67	44	44	44
$L / \mu\text{m}$	600	800	800	800

Tabelle 4.3: Übersicht über die für die Berechnung von  $d\lambda/dI$  verwendeten Parameter.

<sup>1</sup> Der serielle Widerstand wird auch als „differentieller Widerstand“ bezeichnet.

<sup>2</sup> Vereinfachend wurden die Wärmeleitkoeffizienten des jeweiligen Substratmaterials verwendet. Die Zahlenwerte sind [Mic97] entnommen.

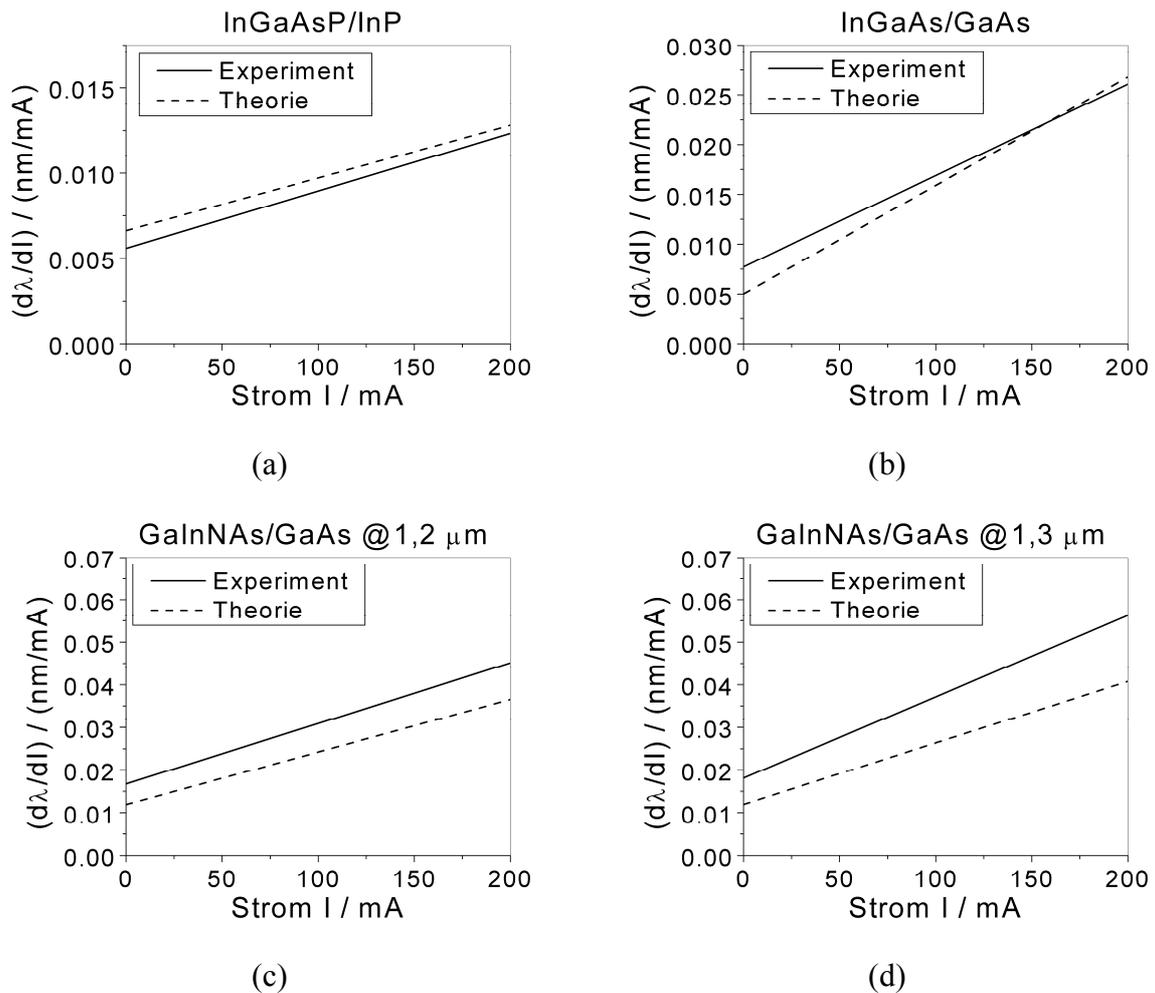


Abbildung 4.34: Vergleich zwischen Experiment und Theorie von  $d\lambda/dI$  in Abhängigkeit vom Strom  $I$  für die Materialsysteme InGaAsP/InP (a), InGaAs/GaAs (b), GaInNAs/GaAs bei 1,2  $\mu\text{m}$  (c) und GaInNAs/GaAs bei 1,3  $\mu\text{m}$  (d).

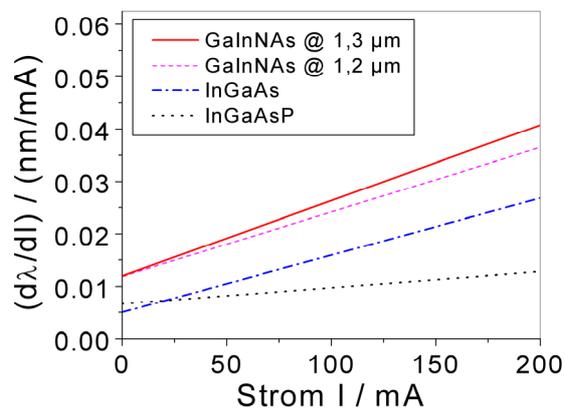


Abbildung 4.35: Auftragung von  $d\lambda/dI$  über  $I$  für die verschiedenen Materialsysteme, basierend auf dem theoretischen Modell.

Abschließend wird untersucht, wie groß die erforderliche Stromänderung  $\Delta I$  ist, um, ausgehend vom Arbeitspunkt  $I$ , eine Wellenlängenänderung von  $\Delta\lambda$  zu erreichen. Mit Hilfe von (4.18) kann man einfach zeigen, dass

$$\Delta I = \frac{\sqrt{4a\Delta\lambda + (2aI + b)^2} - (2aI + b)}{2a} \quad (4.21)$$

gilt. Trägt man  $\Delta I$  über  $I$  auf, so erhält man eine Kurvenschar mit dem Scharparameter  $\Delta\lambda$ . Wie intuitiv zu erwarten, ist bei kleinen Betriebsströmen  $I$  die für die Wellenlängenänderung erforderliche Stromänderung  $\Delta I$  größer als bei großen Betriebsströmen. Abbildung 4.36 zeigt dieses Verhalten exemplarisch für einen InGaAs/GaAs Laser. Die erforderlichen Koeffizienten  $a$  und  $b$  wurden aus der Messung der Wellenlänge in Abhängigkeit des Stroms bei einem konventionellen InGaAs/GaAs DFB-Lasers gewonnen. Da die Darstellung nur für Ströme oberhalb der Schwelle  $I_S$  sinnvoll ist, wurde der Bereich unterhalb der Schwelle grau hinterlegt.

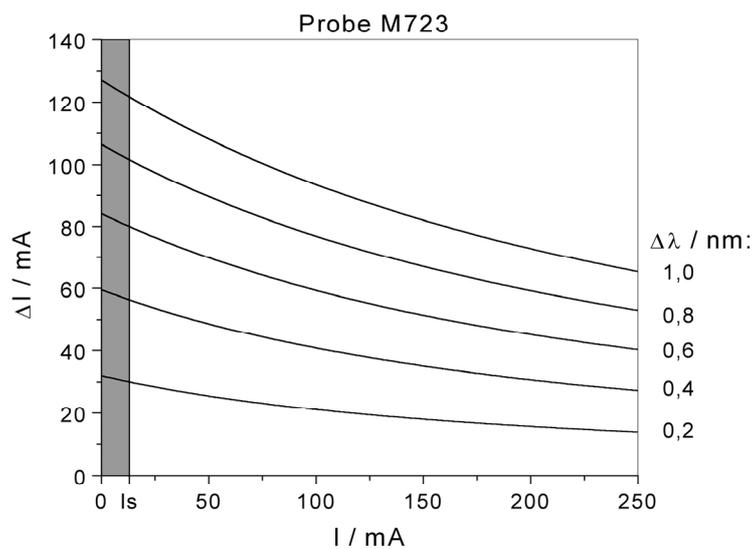


Abbildung 4.36: Auftragung der erforderlichen Stromänderung  $\Delta I$  um, ausgehend vom Arbeitspunkt  $I$ , eine Wellenlängenänderung von  $\Delta\lambda$  zu erreichen.

## 5 DFB-Laser-Arrays

Für verschiedene Anwendungsbereiche ist die Ausgangsleistung von konventionellen<sup>1</sup>, longitudinal monomodigen Halbleiterlasern nicht ausreichend bzw. der Einsatz von Lasern mit höherer Ausgangsleistung wünschenswert. Hierzu zählen u. a. Erbium dotierte Glasfaserverstärker [Bec99], Applikationen mit Frequenzvervielfachung [Die00] oder die optische Datenübertragung im freien Raum [Wil01], um nur einige Einsatzgebiete zu nennen. Die gewünschten optischen Leistungen betragen einige hundert Milliwatt bis zu einigen Watt, wobei, je nach Anwendung, unterschiedliche Emissionswellenlängen gefordert sind und somit auch verschiedene Materialsysteme zum Einsatz kommen.

Dieses Kapitel behandelt ein vom Materialsystem unabhängiges Konzept zur Realisierung von Halbleiterlasern mit hoher Ausgangsleistung bei gleichzeitig monomodiger Emissionscharakteristik. Wie schon bei den abstimmbaren Lasern sollte ein Verfahren eingesetzt werden, das ohne Überwachsprozesse auskommt.

Für einen Halbleiterlaser ist die ausgekoppelte Lichtleistung  $P$  oberhalb der Laserschwelle  $I_S$  gegeben durch

$$P = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} (I - I_S) \frac{hf}{e}, \quad (5.1)$$

mit

$$\alpha_m = 1/(2L) \ln(1/R_1 R_2) \quad (5.2)$$

und

---

<sup>1</sup> als „konventionell“ wird in diesem Zusammenhang ein Laser mit nur einem (lateralen) Wellenleiter bezeichnet.

- $\eta_i$  : interne Effizienz  
 $L$  : Länge des Lasers  
 $R_i$  : Reflexionskoeffizienten der Facetten  
 $\alpha_i$  : interne Absorption.

Betrachtet man den Term  $\alpha_m / (\alpha_m + \alpha_i)$ , so ist der stark negative Einfluss der internen Absorption für große Laserlängen offensichtlich (siehe Abbildung 5.1). Eine effiziente Leistungssteigerung durch eine simple Verlängerung des Resonators ist somit nicht möglich, da bereits bei Längen über einem Zentimeter signifikante Verluste auftreten. Auch eine Verbreiterung des Lasers ist zur Leistungssteigerung nicht geeignet, da in diesem Fall laterale Moden höherer Ordnung anschwingen können.

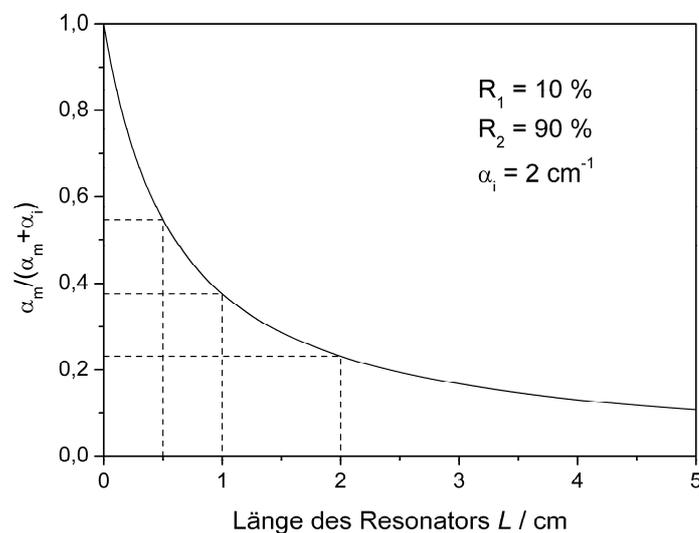


Abbildung 5.1: Einfluss der internen Absorption auf die Ausgangsleistung: Darstellung von  $\alpha_m / (\alpha_m + \alpha_i)$  als Funktion der Laserlänge  $L$ .

Bereits in den sechziger Jahren wurden deshalb andere Konzepte zur Realisierung von Halbleiterlasern mit hoher Ausgangsleistung realisiert [Bas65]. In den vergangenen vierzig Jahren sind im Wesentlichen vier unterschiedliche Ansätze entwickelt worden.

1. Laser-Arrays: Sie basieren auf einer Aneinanderreihung von Lasern in lateraler oder longitudinaler Richtung [Rip70].

2. MOPAs (Master Oscillator Power Amplifier): Der Laser besteht aus einem monomodigen Referenzlaser und einem angrenzenden, trichterförmigen Verstärkersegment [Wel90].
3. Laser mit instabilem Resonator: Hierbei handelt es sich um einen Breitstreifenlaser mit gekrümmten Facetten. Die Facetten werden hierbei so dimensioniert, dass die Grundmode die geringsten Verluste erfährt und so alle höheren Moden unterdrückt werden [Cra85, Lan86].
4. Alpha-DFB-Laser: Sie bestehen aus einem um den Winkel  $\alpha$  verkippten Breitstreifenlaser (Breite ca. 50 bis 100  $\mu\text{m}$ ), in dem ein um den selben Winkel verkipptes DFB-Gitter inkorporiert ist [Lan98, Sar99].

Alpha-DFB-Laser erfordern prinzipbedingt einen Überwachsschritt und sind somit für ein vom Materialsystem unabhängiges Konzept ungeeignet. MOPAs sowie Laser mit instabilem Resonator weisen auf Grund der erhöhten Neigung zur Filamentierung lediglich eine geringe Modenstabilität auf [Bot94]. Die in dieser Arbeit vorgestellten Laser basieren deshalb auf in lateraler Richtung aneinandergereihten DFB-Lasern. Durch den Einsatz eines lateralen Metallgitters zur Frequenzselektion werden hierbei komplizierte Überwachsschritte vermieden.

## 5.1 Kohärenz bei Halbleiterlaser-Arrays

### 5.1.1 Zeitliche Kohärenz

Je nach Anwendung werden an Laser mit hoher Ausgangsleistung unterschiedliche Anforderungen an die zeitliche Kohärenz gestellt. Bei Laser-Arrays muss hierbei zwischen drei Kategorien unterschieden werden:

- monomodig: kohärente Kopplung aller Laser des Arrays. Die spektrale Linienbreite des gesamten Laser-Arrays  $\Delta f$  entspricht, analog zu konventionellen DFB-Lasern, der SCHAWLOW-TOWNES-HENRY Linienbreite (vergleiche (1.21)).
- quasimonomodig: Jeder Laser des Arrays emittiert, für sich gesehen, monomodiges Licht. Die Laser untereinander sind allerdings (zumindest teilweise) inkohärent.

- breitbandig<sup>1</sup>: Das Laser-Array emittiert eine Vielzahl von longitudinalen Moden. Die einzelnen Laser sind zeitlich praktisch nicht kohärent (z. B. Fabry-Pérot Spektrum).

Für einige Anwendungen können die spektralen Anforderungen bereits mit quasimonochromatischen Laser-Arrays erfüllt werden. Während 980 nm Pump Laser vom Fabry-Pérot Typ zusätzlich durch externe Maßnahmen frequenzstabilisiert werden müssen (z. B. fiber Bragg gratings) [Bec99], entfällt dieser Schritt beim Einsatz von (quasi)monochromatischen DFB-Laser-Arrays. Bei Raman-Verstärkern ist sogar bewusst eine spektrale Verbreiterung erwünscht, da eine zu hohe spektrale Leistungsdichte zu unerwünschten nichtlinearen Effekten führt [Emo99].

## 5.1.2 Räumliche Kohärenz

Neben der zeitlichen Kohärenz ist auch die räumliche Kohärenz für die Klassifizierung von Laser-Arrays bedeutsam. Von der räumlichen Kohärenz hängt z. B. die Strahlungsstärke (engl. radiant intensity [Boy83]) ab, die als Maß für die Strahlqualität einer Strahlungsquelle dient [Car94]. Die Strahlungsstärke ist als Leistung pro Raumwinkel definiert.

### 5.1.2.1 Inkohärente Halbleiterlaser-Arrays

Betrachtet man ein DFB-Laser-Array mit  $N$  voneinander unabhängigen Lasern, so ist (obwohl jeder Laser für sich gesehen ein hohes Maß an zeitlicher und räumlicher Kohärenz hat) das gesamte Array räumlich inkohärent. Dies ist auf die ständig wechselnden Phasenunterschiede zwischen den Lasern auf Grund willkürlicher Phasensprünge zurückzuführen. Der Divergenzwinkel  $\theta$  des Fernfelds ist unabhängig von der Anzahl der Laser und beträgt

$$\theta = \frac{\lambda}{w}, \quad (5.3)$$

wobei  $w$  die Breite eines einzelnen Lasers ist [Car94].

Bei inkohärenten Laser-Arrays steigt die Strahlungsstärke linear mit der Anzahl der Laser  $N$ , da bei konstantem Raumwinkel die Ausgangsleistung linear ansteigt.

---

<sup>1</sup> breitbandige Laser-Arrays spielen im Rahmen dieser Arbeit keine Rolle und werden hier nur der Vollständigkeit halber genannt.

### 5.1.2.2 Kohärente Halbleiterlaser-Arrays

Koppelt man hingegen die Laser untereinander auf geeignete Weise, so erreicht man eine Synchronisation der Phasen, was räumliche Kohärenz des Laser-Arrays zur Folge hat. Das Fernfeld ähnelt folglich dem Beugungsbild eines Gitters mit  $N$  Schlitzen. Für den Divergenzwinkel  $\theta$  bezogen auf die ersten Minima des Fernfelds gilt

$$\theta \approx \frac{\lambda}{Nd}, \quad (5.4)$$

wobei  $d$  der Abstand zwischen zwei Lasern ist [Bot85]. Die Einhüllende der Intensitätsverteilung des Fernfelds verhält sich somit ähnlich wie ein einzelner Laser mit einer Breite von  $w = Nd$ .

Die Strahlungsstärke von kohärenten Arrays steigt folglich mit  $N^2$ , da zum einen die Ausgangsleistung linear mit  $N$  ansteigt und gleichzeitig der Divergenzwinkel mit  $1/N$  abnimmt.

## 5.2 Theoretische Betrachtung von gekoppelten Laser-Arrays

### 5.2.1 Kopplung der Laser

Um räumlich kohärentes Licht zu emittieren, müssen die einzelnen Laser des Arrays miteinander auf geeignete Weise koppeln, wie im vorangegangenen Abschnitt angedeutet. Man unterscheidet vier grundlegende Kopplungsarten: Beugungs-Kopplung, Kopplung der Leckmoden, Y-Verzweigungs-Kopplung und Kopplung der evaneszenten Welle [Bot94]. Sämtliche im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Laser-Arrays basieren auf der Kopplung der evaneszenten Welle. Hierbei überlappen die Lichtwellen benachbarter Elemente lateral miteinander, wie in Abbildung 5.2 dargestellt. Der Koppelfaktor  $\kappa$  bestimmt die Stärke der Kopplung zwischen zwei Elementen und wird maßgeblich durch den Elementabstand beeinflusst.  $\kappa$  kann mit Hilfe des Überlappintegrals der beiden Feldverteilungen bestimmt werden und ergibt sich für symmetrische Wellenleiter zu [Ebe89]:

$$\kappa = \omega \varepsilon_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} \Delta \varepsilon(x, y) \hat{E}^{(1)}(x, y) \hat{E}^{(2)*}(x, y) dx dy \quad (5.5)$$

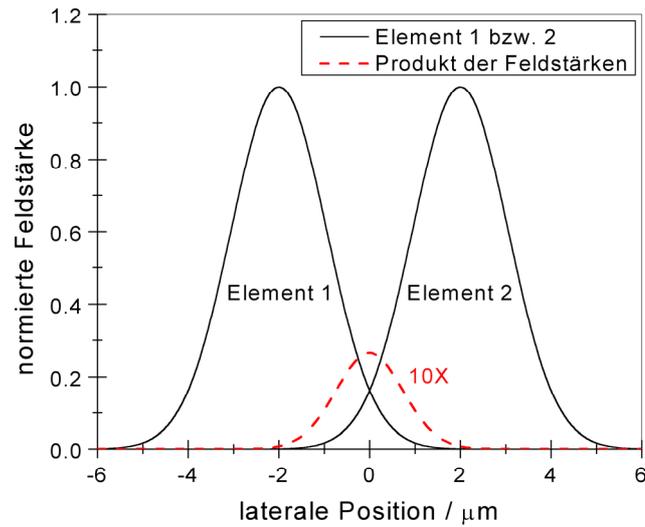


Abbildung 5.2: Veranschaulichung der Kopplung zweier evaneszenter Felder für einen Elementabstand von  $4 \mu\text{m}$ .

Hierbei berücksichtigt  $\Delta\varepsilon$  die Auswirkungen des zweiten Wellenleiters auf die ungestörte, normierte Wellenfunktion  $\hat{E}^{(1)}$  des ersten Elements.  $\hat{E}^{(2)}$  bezeichnet analog die ungestörte, normierte Wellenfunktion des zweiten Elements.

## 5.2.2 Arraymoden und Fernfeld

Zur Analyse der durch die Kopplung entstandenen, lateralen Moden (Arraymoden) eines Laser-Arrays wurden verschiedene theoretische Modelle aufgestellt (siehe z. B. [Sci79, Str79, Nab92]). Nachfolgend wird auf die sog. Theorie der gekoppelten Moden näher eingegangen, da sich hierdurch gekoppelte Laser-Arrays gut beschreiben lassen, wie durch den Vergleich mit Experimenten bestätigt werden konnte [Epl84, Pao84].

Die Theorie der gekoppelten Moden führt zu einem Differentialgleichungssystem, das im Allgemeinen numerisch gelöst werden muss. Unter der Annahme, dass nur benachbarte Laser miteinander koppeln, wobei jeweils die gleiche Kopplungskonstante gilt, erhält man für die Arraymoden  $\Psi_L$  folgende analytische Lösung [But84, But84b]:

$$\psi_L(x, y, z) = \sum_{m=1}^N \sin(m\theta_L) u^m(x) v^m(y) e^{-(\gamma + \gamma_L)z} \quad (5.6)$$

mit

$$\gamma_L = (-k_0^2 c / \gamma) \cos(\theta_L) \quad (5.7)$$

$$k_0 = 2\pi/\lambda \quad (5.8)$$

$$\theta_L = L\pi/(N+1) \quad (5.9)$$

$$L = 1, 2, \dots, N$$

$\gamma$ : Ausbreitungskonstante (zweidimensional),

wobei für die Feldverteilung  $\psi^m(x, y, z)$  eines einzelnen Emitters folgender Separationsansatz verwendet wurde:

$$\psi^m(x, y, z) = u^m(x)v^m(y)e^{-\gamma z} \quad (5.10)$$

Mit dieser Theorie lässt sich zeigen, dass in einem Array mit  $N$  Lasern genau  $N$  Arraymoden erlaubt sind. Für die Berechnung des Fernfelds  $F_L(\Theta)$  gilt nach [Sci79] folgender Zusammenhang:

$$F_L(\Theta) = |E(\Theta)|^2 I_L(\Theta). \quad (5.11)$$

Hierbei bezeichnet  $E(\Theta)$  die Amplitude des Fernfelds eines einzelnen Lasers,  $I_L(\Theta)$  ist ein Interferenzterm, der die Kopplung der Laser berücksichtigt und lässt sich aus (5.6) berechnen. Es gilt nach [Bot85]:

$$I_L(u) = \frac{\sin^2 \left[ \frac{(N+1)u}{2} + \frac{L\pi}{2} \right]}{\left[ \sin^2 \left( \frac{u}{2} \right) - \sin^2 \left( \frac{L\pi}{2(N+1)} \right) \right]^2} \quad (5.12)$$

mit

$$u = k_0 s \sin(\Theta) \quad (5.13)$$

$s$  : Abstand benachbarter Laser

$\Theta$  : Beugungswinkel bezüglich der Resonatorachse

Zur Bestimmung von  $E(\Theta)$  wurde das Nahfeld eines Lasers mit Rippenwellenleiter numerisch berechnet, der den in dieser Arbeit realisierten Bauteilen entspricht. Es ergibt sich die in Abbildung 5.3 (a) dargestellte 2-dimensionale Intensitätsverteilung, die sehr gut mit einer Gaußverteilung übereinstimmt (siehe Abbildung 5.3 (b)). Aus diesem Grund kann das Fernfeld eines einzelnen Lasers  $E(\Theta)$  durch die Ausbreitung der TEM<sub>00</sub> Mode eines Gaußschen Bündels in zwei Dimensionen<sup>1</sup> beschrieben werden [Eic98]:

$$E(x, z, t) \approx \frac{B}{q(z)} \exp\left(-\frac{x^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(-i\frac{kx^2}{2R(z)}\right) \exp(i(\omega t - kz)) \quad (5.14)$$

<sup>1</sup> Bei 1-dimensionalen Arrays wird lediglich das laterale Fernfeld durch das Array beeinflusst, weshalb auf eine 3-dimensionale Betrachtung verzichtet wird.

mit

$$x = z \tan(\Theta) \quad (5.15)$$

$$k = 2\pi / \lambda \quad (5.16)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2 / z_R^2} \quad (5.17)$$

$$R(z) = z + z_R^2 / z \quad (5.18)$$

$$q(z) = z + iz_R \quad (5.19)$$

$$z_R = \pi w_0^2 / \lambda \quad (5.20)$$

$w_0$ : Strahltaile an der Facette ( $z = 0$ )

B: Amplitude

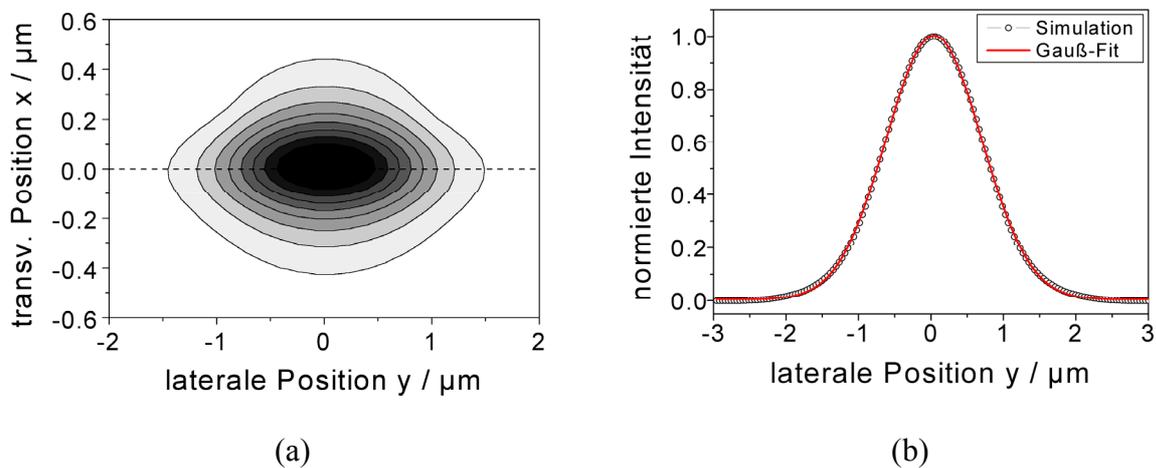


Abbildung 5.3: Berechnete Intensitätsverteilung des Nahfelds eines einzelnen Lasers: zweidimensionale Darstellung (a) und Schnitt durch das Maximum in der  $yz$ -Ebene (Ebene des Quantenfilms) (b). Die Einschnürung durch den Rippenwellenleiter im Teilbild (a) hat nur geringen Einfluss auf die Intensitätsverteilung im Maximum.

Durch die Beschreibung von gekoppelten Laser-Arrays mit der Methode der gekoppelten Moden zeigt sich, dass die relative Phase zweier benachbarter Laser die Werte 0 oder  $\pi$  annehmen kann [Ots83]. In Abbildung 5.4 sind die Arraymoden eines Laser-Arrays mit  $N = 8$  Lasern in Abhängigkeit der Modennummer  $L$  dargestellt. Die entsprechenden, normierten Intensitätsverteilungen  $F_L(\Theta)$  für das Fernfeld sind in Abbildung 5.5 gezeigt. Für  $L = 1$  schwingen alle Laser phasengleich. Das dazugehörige Fernfeld weist ein ausgeprägtes Maximum für  $\Theta = 0^\circ$  auf und entspricht dem typischerweise angestrebten Emissionsverhalten. Im Gegensatz hierzu wechselt bei der höchsten Modennummer ( $L = 8$ ) die relative

Phase zweier benachbarter Laser jeweils um  $\pi$ . Das entsprechende Fernfeld zeigt zwei ausgeprägte Moden, die symmetrisch zur Resonatorachse liegen.

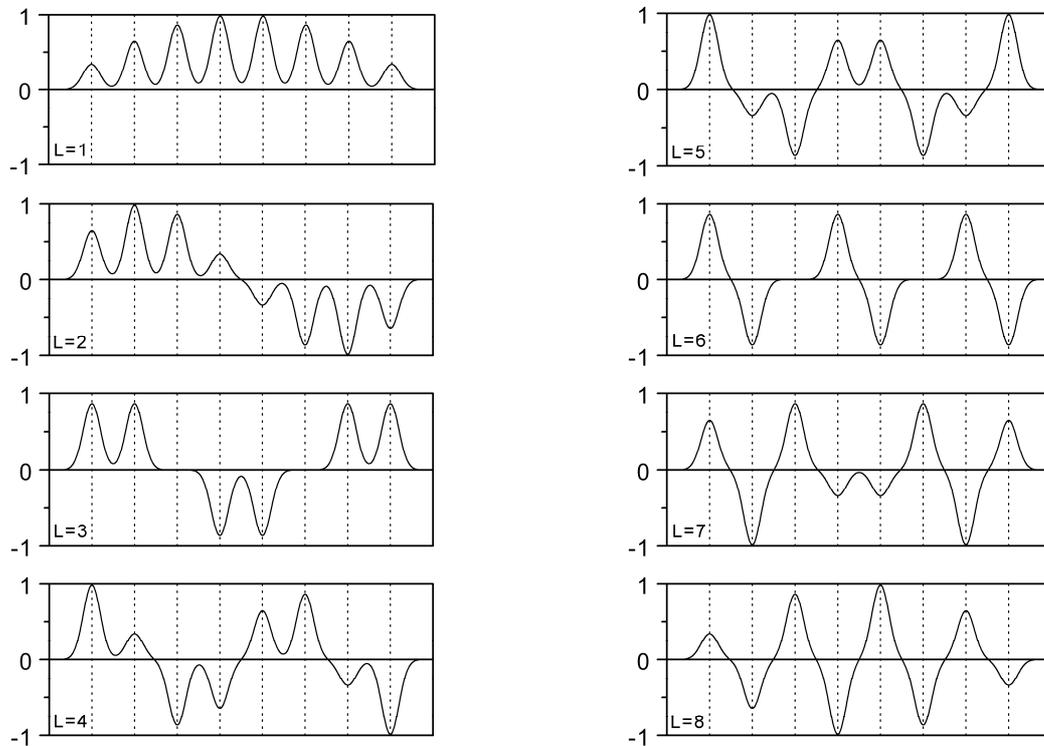


Abbildung 5.4: Darstellung der erlaubten Arraymoden für ein Array mit  $N = 8$  Lasern (Auftragung der normierten Amplitude). Die Position der gepunkteten Linien entspricht der Lage der Laser.

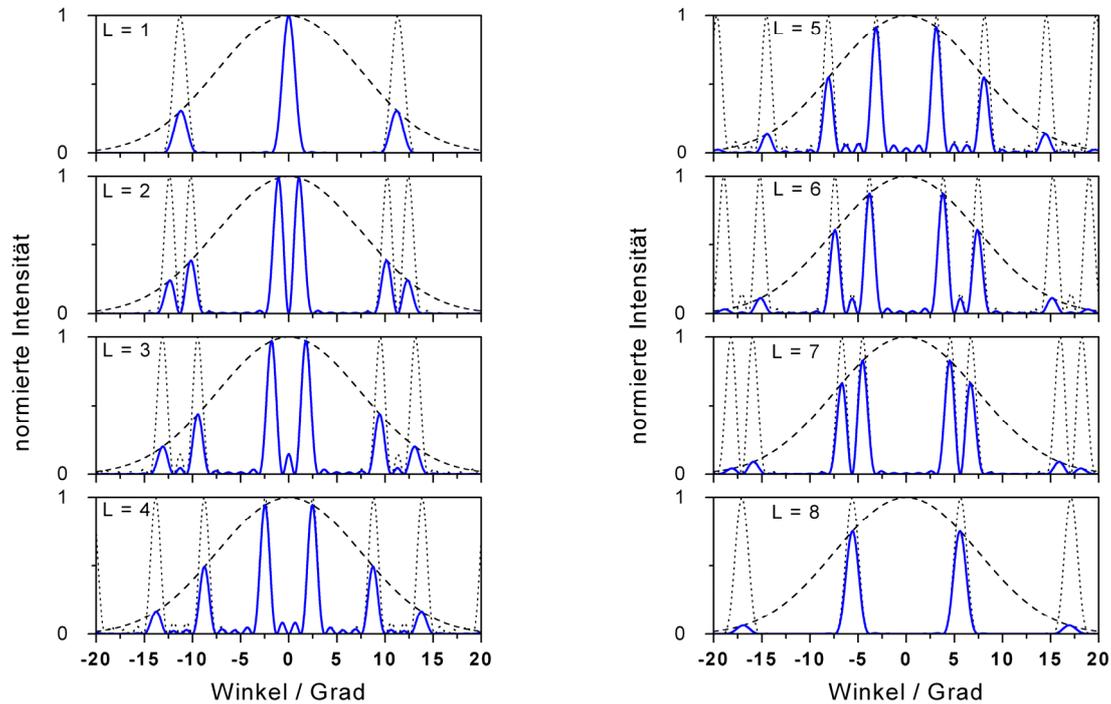


Abbildung 5.5: Normierte Darstellung des Interferenzterms  $I_L(\Theta)$  (gepunktete Linie), der einhüllenden Gaußkurve  $|E(\Theta)|^2$  (gestrichelte Linie) und der daraus resultierenden Intensitätsverteilung des Fernfelds  $F_L(\Theta)$  (durchgezogene Linie) für die verschiedenen Arraymoden eines gekoppelten Laser-Arrays mit  $N = 8$  Lasern. Der Abstand der einzelnen Laser beträgt  $5 \mu\text{m}$ , die Wellenlänge beträgt  $980 \text{ nm}$ .

Die Emissionswellenlänge des Laser-Arrays ist ebenfalls von der Modennummer  $L$  abhängig. Für den Wellenlängenunterschied zweier Arraymoden gilt folgende Beziehung [But84]:

$$(\lambda_1 - \lambda_L) / \lambda_0 \approx c(\cos \Theta_1 - \cos \Theta_L) / n_{\text{eff}}^2 \quad (5.21)$$

mit

- $\lambda_0$  : Wellenlänge eines ungekoppelten Lasers
- $\lambda_i$  : Wellenlänge der  $i$ -ten Arraymode,  $i = 1, 2, \dots, N$
- $c$  : Kopplungskonstante

Es ist offensichtlich, dass  $\lambda_1$  die niedrigste und  $\lambda_N$  die höchste Energie hat. Weiterhin erkennt man, dass für große Werte der Kopplungskonstante der energetische Abstand der Moden anwächst, was für einen stabilen Laserbetrieb (d. h. ohne Modensprünge) wünschenswert ist [Car94]. Betrachtet man den maximalen Wellenlängenunterschied  $\Delta\lambda_{\text{max}} = \lambda_1 - \lambda_N$ , so gilt für ein Array mit großer Elementanzahl  $N$

$$\Delta\lambda_{\text{max}} \approx 2\lambda_0 c / n_{\text{eff}}^2. \quad (5.22)$$

Für eine Kopplungskonstante von  $c = 10^{-3}$  und einer Wellenlänge von  $\lambda_0 = 980$  nm ergibt sich eine Aufspaltung von  $\Delta\lambda_{\max} = 0,18$  nm ( $n_{\text{eff}} = 3,30$ ). Bei einer Wellenlänge von  $\lambda_0 = 1,55$   $\mu\text{m}$  ergibt sich eine Aufspaltung von  $\Delta\lambda_{\max} = 0,30$  nm ( $n_{\text{eff}} = 3,19$ ).

## 5.3 Eigenschaften der Laser

Im Rahmen dieser Arbeit wurden DFB-Laser-Arrays hergestellt, die auf den Materialien GaAs bzw. GaSb basieren. Die Laser bestehen aus mehreren Rippenwellenleitern (Elementen), die im Abstand von einigen Mikrometern in lateraler Richtung aufeinanderfolgen. Die verteilte Rückkopplung wurde durch zwischen den Rippenwellenleitern befindliche Chromgitter realisiert (siehe Abbildung 5.6). Durch den Abstand der Elemente kann auf einfache Weise die Kopplungsstärke zweier benachbarter Moden eingestellt werden.

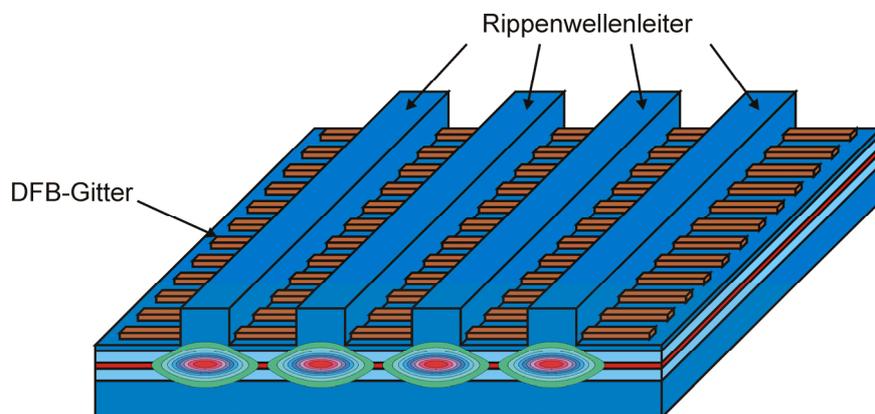


Abbildung 5.6: Schematischer Aufbau eines DFB-Laser-Arrays mit lateralem Chromgitter zur Frequenzselektion.

### 5.3.1 Laser auf Basis von InGaAs/GaAs

Im Rahmen dieser Arbeit wurden auf InGaAs/GaAs basierende Laser-Arrays mit Emissionswellenlängen um 980 nm untersucht. Laser mit hoher Ausgangsleistung sind in diesem Wellenlängenbereich vor allem für Erbium dotierte Faserverstärker sowie für Anwendungen mit Frequenzvervielfachung von großem Interesse.

Die verwendeten Laserstrukturen wurden in einer Feststoffquellen-Molekularstrahlepitaxie-Anlage des Mikrostrukturlabors gewachsen. Auf Grund der niedrigen Schwellen wurde für die meisten Untersuchungen Material mit einem (kompressiv verspannten) InGaAs Einzelquantenfilm eingesetzt. Darüber hinaus wurden auch auf Quantenpunkten basierende

Strukturen verwendet<sup>1</sup>. Die DFB-Gitter wurden als Gitter 2. Ordnung geschrieben (Tastverhältnis 1:3), so dass relativ große Perioden von ca. 300 nm verwendet werden konnten. Die einzelnen Chromstege haben, analog zu Gittern 1. Ordnung, eine Breite von ca. 75 nm (siehe Abbildung 5.7). Jedes Element besteht aus einem jeweils 2  $\mu\text{m}$  breiten Rippenwellenleiter, der schmal genug ist, um ausschließlich die laterale Grundmode zu führen. Die Laser wurden auf eine Länge von 800  $\mu\text{m}$  gespalten.

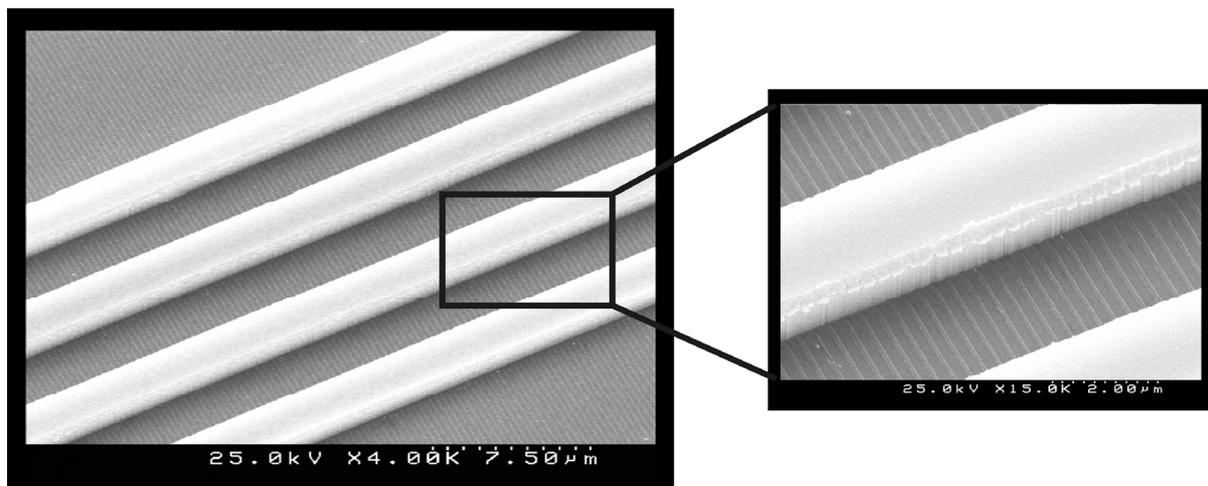


Abbildung 5.7: SEM Aufnahme eines DFB-Laser-Arrays mit 4 Elementen und einem lateralen Chromgitter 2. Ordnung.

Wie auch bei anderen Ansätzen für Laser mit hoher Ausgangsleistung hängt die Skalierbarkeit des vorgestellten Konzepts im Wesentlichen von einer hinreichend hohen Wärmeabfuhr ab, die mitunter extrem aufwendig sein kann [Die00]. Zur Demonstration des vorgestellten Ansatzes wurde deshalb aus Gründen der einfacheren Realisierbarkeit auf entsprechende Maßnahmen weitgehend verzichtet. Bereits bei Laser-Arrays, die nur aus wenigen Elementen bestehen, ist die thermische Limitierung deutlich erkennbar. In Abbildung 5.8 werden deshalb die P-I-Kennlinien von Quantenpunkt-Lasern mit 1, 4 und 8 Elementen verglichen. Die Schwelle skaliert erwartungsgemäß mit der Anzahl der Elemente ( $I_{s,1} = 13 \text{ mA}$ ,  $I_{s,4} = 37 \text{ mA}$ ,  $I_{s,8} = 83 \text{ mA}$ ). Die externe Effizienz ist weitgehend unabhängig von der Elementanzahl und beträgt etwa 30 % (0,37 W/A) pro Facette. Vergleicht man die maximale Ausgangsleistung der Laser mit einem und vier Elementen, so ist ein Leistungszuwachs von ca. 30 auf 110 mW erkennbar, was in etwa einer Vervielfachung der Leistung gleich kommt. Auffallend ist, dass die maximale Ausgangsleistung des Lasers mit acht Elementen ebenfalls auf etwa 110 mW

<sup>1</sup> Weitere Informationen über die verwendeten Laserstrukturen sind dem Anhang zu entnehmen.

begrenzt ist, was auf eine starke thermische Limitierung schließen lässt. Während bei einzelnen Lasern 2-dimensionale Wärmeleitung vorherrscht, findet mit zunehmender Elementanzahl der Übergang zur 1-dimensionalen Wärmeleitung statt, so dass für den Betrieb von Laser-Arrays mit großer Elementanzahl eine adäquate Montage erforderlich ist. Mit Lasern bestehend aus 4 Elementen lassen sich hohe Ausgangsleistungen bei gleichzeitig niedrigen Schwellen realisieren, wobei auf aufwendige Maßnahmen zur Wärmeabfuhr verzichtet werden kann. Aus diesem Grund wurden für die meisten Untersuchungen Arrays mit  $N = 4$  Elementen verwendet.

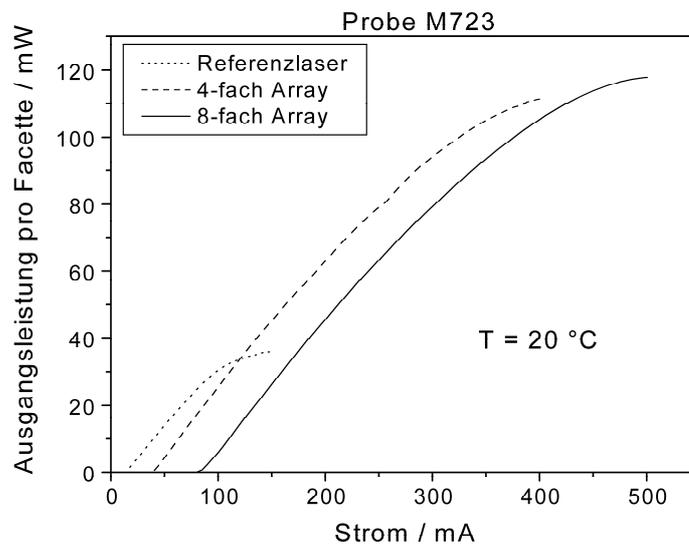


Abbildung 5.8: P-I-Kennlinien von Fabry-Pérot-Laser-Arrays auf der Basis eines InGaAs Quantenpunktlasers mit 4 und 8 Elementen sowie eines Referenzlasers mit nur einem Lasersteg.

Um den möglichen Zuwachs in der Ausgangsleistung durch die Lasermontage abzuschätzen, wurden einzelne Laser exemplarisch mit der Substratseite auf eine Wärmesenke aus Kupfer aufgelötet. Vor dem Aufdampfen des n-Kontakts wurde das Substratmaterial auf etwa 150  $\mu\text{m}$  abgedünnt, um den thermischen Widerstand des Lasers zu verringern. Um die unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten von Halbleiter und Metall auszugleichen und so den Laser vor mechanischen Spannungen zu schützen, wurde ein Weichlot<sup>1</sup> verwendet. Abbildung 5.9 zeigt die P-I-Kennlinie eines DFB-Lasers mit 4 Elementen in unmontiertem und montiertem Zustand. Die Kennlinien wurden bei derselben Temperatur ( $T = 20\text{ °C}$ ) gemessen. In beiden Fällen ergibt sich ein Schwellenstrom in Höhe von 25 mA. Mit steigendem

<sup>1</sup> Legierung: Sn63Pb37, Schmelzpunkt: 183 °C

Pumpstrom erkennt man deutlich die unterschiedliche thermische Anbindung. Der Laser kann im montierten Zustand bis etwa 800 mA betrieben werden (unmontiert: 450 mA). Die maximale Ausgangsleistung konnte durch die Montage um ca. 100 % gesteigert werden.

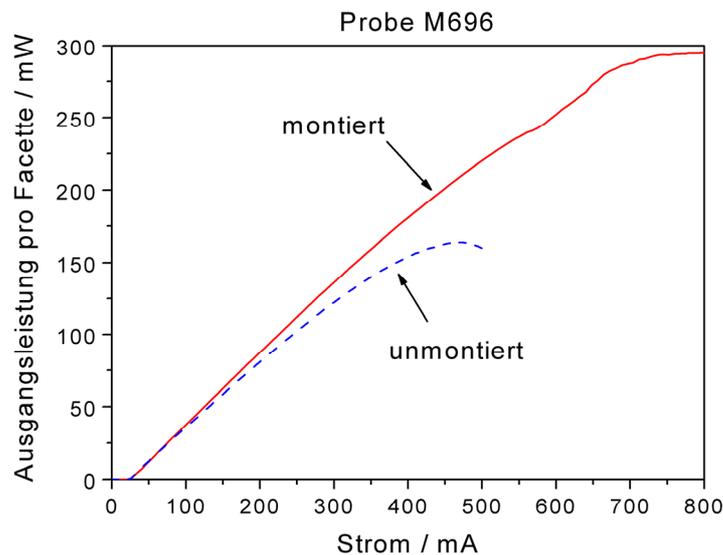


Abbildung 5.9: Kennlinie eines DFB-Laser-Arrays mit 4 Elementen auf Basis einer InGaAs Quantenfilmstruktur. Der Laser wurde sowohl unmontiert gemessen (gestrichelte Linie) als auch auf einer Wärmesenke montiert gemessen (durchgezogene Linie).

Der Abstand der einzelnen Elemente  $d$  eines Arrays ist von entscheidender Bedeutung für die elektro-optischen Eigenschaften, wie auch für die Abstrahlcharakteristik des Bauteils. Um den Einfluss auf den Schwellenstrom und die Effizienz näher zu untersuchen, wurden P-I-Kennlinien von Laser-Arrays ohne DFB-Gitter (sog. RWG<sup>1</sup>-Laser-Arrays) für unterschiedliche Abstände ausgewertet (siehe Abbildung 5.10). Es zeigt sich, dass für kleiner werdende Elementabstände die Schwellenströme sinken und gleichzeitig die externe Effizienz ansteigt. Dieses Verhalten ist leicht verständlich, da mit kleiner werdendem Elementabstand die Wahrscheinlichkeit steigt, dass Ladungsträger, die den Bereich unterhalb eines Rippenwellenleiters durch laterale Diffusion verlassen, einem benachbarten Rippenwellenleiter erreichen und dort stimuliert rekombinieren können.

<sup>1</sup> RWG: ridge wave guide (Rippenwellenleiter)

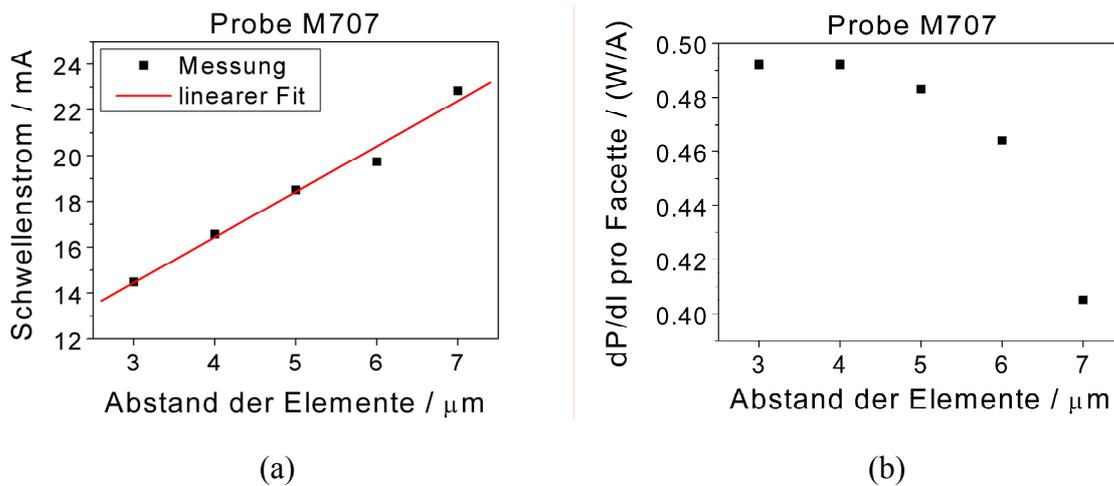


Abbildung 5.10: Abhängigkeit der elektro-optischen Laserparameter bei RWG-Laser-Arrays mit 4 Elementen vom Abstand der Elemente: Auftragung des Schwellenstroms (a) und der differentiellen Effizienz (b).

Die Abstrahlcharakteristik wird entscheidend durch die räumliche Kohärenz beeinflusst, welche wiederum stark vom Abstand der Elemente abhängt. Je geringer der Elementabstand ist, desto größer ist der Überlapp (Kopplung) benachbarter Teilwellen. In Abbildung 5.11 wurden für DFB-Laser-Arrays mit unterschiedlichen Elementabständen die Fernfelder ausgewertet. Es zeigt sich, dass für Abstände kleiner oder gleich  $4 \mu\text{m}$  eine hundertprozentige Koppelwahrscheinlichkeit erreicht wird. Für Abstände größer als  $8 \mu\text{m}$  ist eine Kopplung relativ unwahrscheinlich.

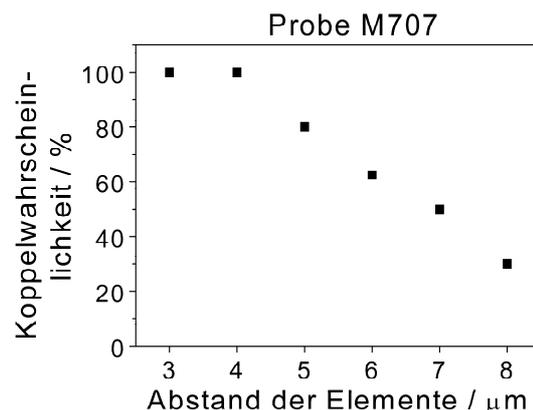


Abbildung 5.11: Statistische Auswertung des Koppelverhaltens von DFB-Laser-Arrays in Abhängigkeit des Elementabstands. Die Koppelwahrscheinlichkeit ist definiert als der Quotient aus der Anzahl der koppelnden DFB-Laser-Arrays zur Anzahl aller untersuchten DFB-Laser-Arrays, jeweils bezogen auf einen bestimmten Elementabstand.

### 5.3.1.1 Quasimonochromatische Laser-Arrays

Für einen großen Abstand der Elemente ist der Überlapp benachbarter Moden zu klein, um eine Modenkopplung zwischen den Elementen zu erzielen. Auf Grund mangelnder räumlicher Kohärenz kann deshalb keine Interferenz auftreten und das Fernfeld des Laser-Arrays entspricht dem Fernfeld eines einzelnen Elements (gaußförmig, FWHM ca. 10 bis 20 Grad), wie in Abbildung 5.12 dargestellt. Die fehlende Kopplung verhindert außerdem ein vollständig<sup>1</sup> monochromatisches Emissionsverhalten, so dass die einzelnen Laser auf geringfügig unterschiedlichen Wellenlängen anschwingen können.

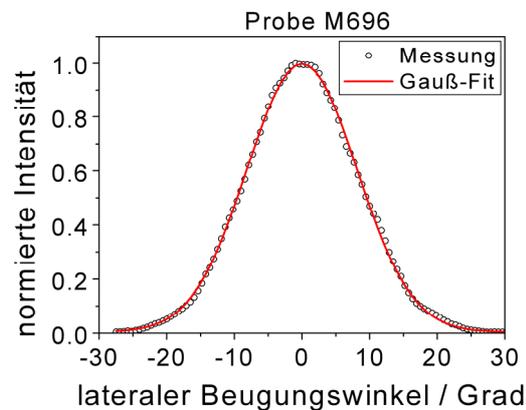


Abbildung 5.12: Fernfeld eines quasimonochromatischen DFB-Laser-Arrays mit 4 Elementen in einem Abstand von je  $6 \mu\text{m}$ .

Abbildung 5.13 (a) zeigt die P-I-Kennlinie eines DFB-Arrays mit vier Elementen. Die Ausgangsleistung erreicht  $210 \text{ mW}$  pro Facette und ist thermisch begrenzt. Der Schwellenstrom beträgt  $25 \text{ mA}$  und die externe Effizienz erreicht einen Maximalwert von  $36 \%$  ( $0,45 \text{ W/A}$ ) pro Facette. Im Vergleich zu einem DFB-Laser (basierend auf demselben Probenmaterial) mit nur einem Element ( $I_{\text{th}} = 7,4 \text{ mA}$ ,  $\eta_{\text{ext}} = 0,46 \text{ W/A}$ ,  $P_{\text{max}} \approx 60 \text{ mW}$ ) ergibt sich trotz der starken thermischen Belastung des Arrays eine Steigerung der maximalen Ausgangsleistung um den Faktor  $3,5$ . Die elementspezifische Schwelle ist mit  $6,25 \text{ mA}$  etwas geringer als bei dem Referenzlaser. Die externen Effizienzen sind vergleichbar, was darauf schließen lässt, dass die effizienzsteigernde Wirkung der Laser-Arrays durch die stärkere Temperaturbelastung kompensiert wird.

Das Fernfeld des DFB-Laser-Arrays (siehe Abbildung 5.13 (b)) zeigt eine gaußförmige Intensitätsverteilung und wurde bei einer Leistung von  $210 \text{ mW}$  aufgezeichnet. Das entsprechende Spektrum ist in Abbildung 5.13 (c) gezeigt. Das Seitenmodenunterdrückungs-

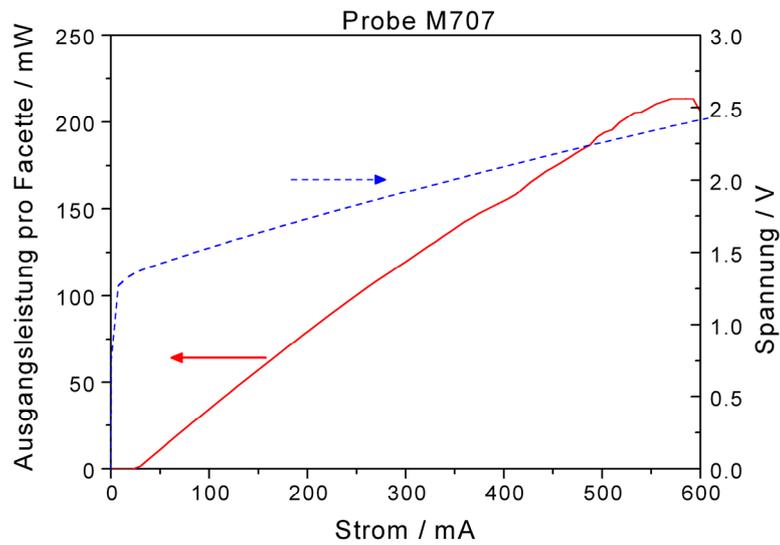
<sup>1</sup> Die homogene Linienverbreiterung durch Intradbandübergänge wird in diesem Zusammenhang vernachlässigt.

verhältnis erreicht 49 dB. Aus Gründen der besseren Einkoppeleffizienz sowie der hohen Reproduzierbarkeit bei der Justage wurde für die Messungen eine Multimode Faser<sup>1</sup> verwendet. Hierdurch reduziert sich die Auflösung des Spektrumanalysators von 0,05 nm auf ca. 0,2 nm. Dies hat zur Folge, dass im Spektrum eines ungekoppelten Laser-Arrays lediglich eine Hauptmode erkennbar ist. Die erwartete spektrale Aufspaltung wird erst durch den Einsatz verfeinerter Messtechnik sichtbar. Der in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Aufbau wurde hierzu wie folgt modifiziert: Eine lensed-fiber<sup>2</sup> wurde auf einem, in den drei Translationsachsen durch Piezoelemente verstellbaren, Tisch montiert. Mit diesem Aufbau konnten die einzelnen Elemente des Arrays sukzessive angesteuert werden und somit das Spektrum der einzelnen Elemente nahezu ungestört gemessen werden. Die Untersuchung verschiedener Laser-Arrays ergab eine maximale Wellenlängenvariation innerhalb des Arrays von 0,175 nm (siehe Abbildung 5.14). Der über die gemessenen Laser-Arrays gemittelte maximale Wellenlängenunterschied beträgt 0,13 nm. Sollte von Seiten der Anwendung (wie z. B. Raman-Verstärker) eine Verteilung der Wellenlängen über einen größeren spektralen Bereich gewünscht sein, so lässt sich dies durch geeignete Maßnahmen (wie z. B. unterschiedliche Gitterperioden für die einzelnen Laser) realisieren. Auf diese Weise ließen sich quasimonochromatische DFB-Laser-Arrays mit (innerhalb des Verstärkungsbereichs) fast beliebigen Wellenlängen herstellen.

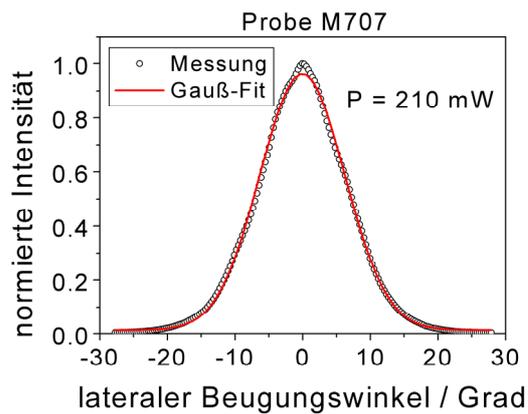
---

<sup>1</sup> Die Multimode Faser besitzt einen Kerndurchmesser von 62,5  $\mu\text{m}$  und kann deshalb im betrachteten Wellenlängenbereich mehrere Moden führen.

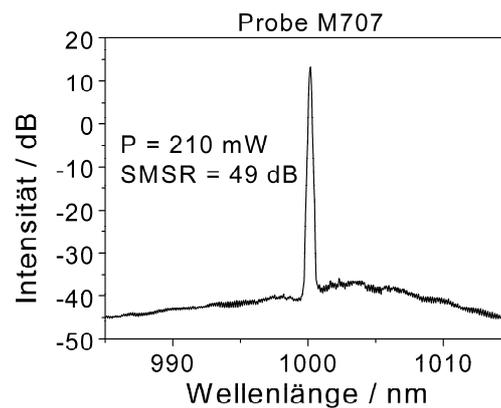
<sup>2</sup> lensed-fiber: Glasfaser, bei der die Einkoppeleffizienz zu einer Linse geschmolzen wurde, um die Ortsauflösung (bzw. die Einkoppeleffizienz) zu erhöhen. Der Spot-Durchmesser beträgt ca. 3  $\mu\text{m}$ .



(a)



(b)



(c)

Abbildung 5.13: Kennlinie eines quasimonochromatischen DFB-Laser-Arrays mit 4 Elementen im Abstand von je  $7 \mu\text{m}$  (a) sowie das dazugehörige laterale Fernfeld (b) und das Spektrum (c).

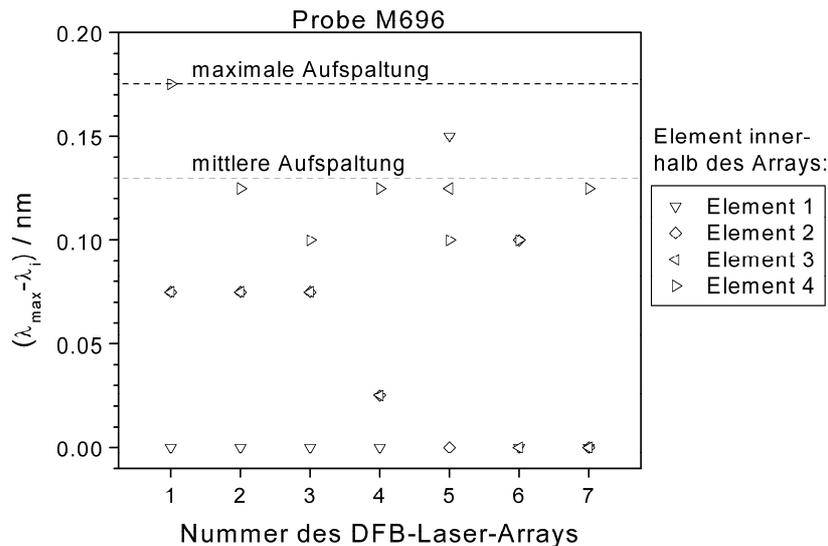


Abbildung 5.14: Aufspaltung der Wellenlängen von quasimonochromatischen DFB-Laser-Arrays mit 4 Elementen. Es wurde die Differenz aus der innerhalb eines Arrays auftretenden maximalen Wellenlänge  $\lambda_{\max}$  und den einzelnen Wellenlängen der Elemente  $\lambda_i$  für sieben verschiedene DFB-Laser-Arrays aufgetragen.

Zusätzlich wurden temperaturabhängige Messungen der Emissionswellenlänge an DFB-Arrays und Fabry-Pérot-Arrays durchgeführt. Die so ermittelten Koeffizienten ( $d\lambda_{\text{DFB}}/dT = 0,08 \text{ nm/K}$ ,  $d\lambda_{\text{FP}}/dT = 0,35 \text{ nm/K}$ ) dokumentieren eindeutig DFB-Emission der Laser-Arrays: Die Wellenlänge des DFB-Arrays hängt vom mit der Temperatur langsam veränderlichen effektiven Brechungsindex ab, während die Wellenlänge des Fabry-Pérot-Lasers durch die erheblich stärker temperaturabhängige Bandlücke des Halbleiters bestimmt wird [Fuk99].

### 5.3.1.2 Monochromatische Laser-Arrays

Eine hinreichende Verringerung des Elementabstands  $d$  führt, wie bereits erwähnt, zur Kopplung benachbarter Laser. Dies hat zur Folge, dass nur eine longitudinale Mode im Laser umlaufen kann: Das DFB-Laser-Array emittiert monochromatische Strahlung. Abbildung 5.15 (a) zeigt die P-I-Kennlinie eines gekoppelten DFB-Laser-Arrays mit vier Elementen in einem Abstand von je  $6 \mu\text{m}$ . Die maximale Ausgangsleistung pro Facette übersteigt  $200 \text{ mW}$  und ist durch die schlechte thermische Ankopplung der Laser limitiert. Der Schwellenstrom beträgt  $25 \text{ mA}$  und die externe Effizienz erreicht einen Wert von  $36 \%$  ( $0,45 \text{ W/A}$ ) pro

Facette. Das Spektrum wurde nahe dem Maximum der Ausgangsleistung aufgenommen und weist eine hohe Seitenmodenunterdrückung von 47 dB auf (Abbildung 5.15 (b)).

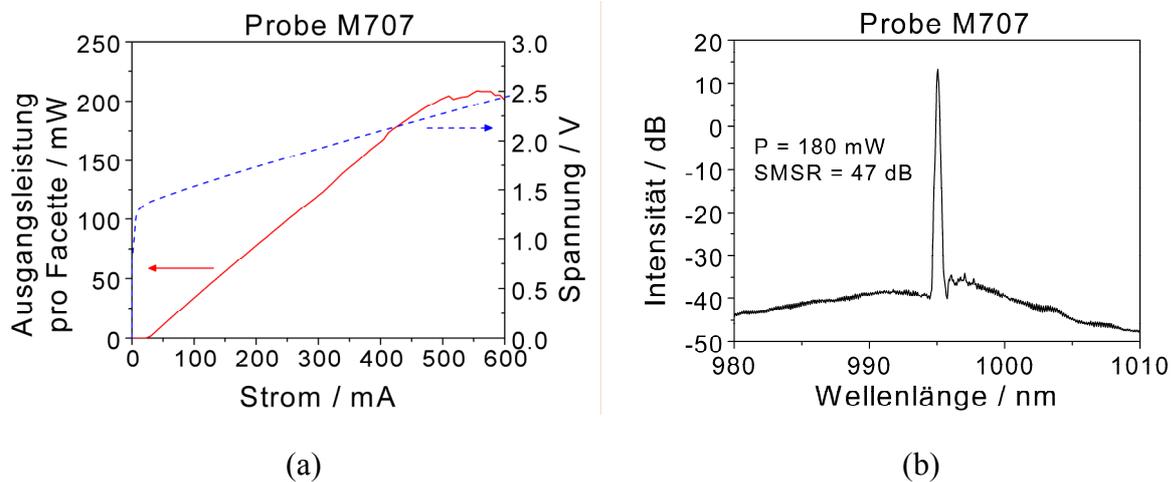


Abbildung 5.15: Kennlinie (a) und Spektrum (b) eines monochromatischen DFB-Laser-Arrays mit 4 Elementen im Abstand von je  $6 \mu\text{m}$ .

Das entsprechende Fernfeld zeigt die typische Aufspaltung in zwei dominante Hauptmoden mit zwei schwach ausgeprägten Seitenmoden, wie in Abbildung 5.16 dargestellt. Ein Vergleich mit den theoretischen Arraymoden bzw. den entsprechenden Fernfeldern zeigt, dass das Laser-Array auf der höchsten Array-Mode anschwingt, d. h. die relative Phase zwischen zwei benachbarten Elementen beträgt jeweils  $\pi^1$ . Vernachlässigt man die Verbreiterung der einzelnen Moden der gemessenen Kurve, so erhält man eine gute Übereinstimmung mit der Theorie.

Um eine Emission auf der lateralen Grundmode (gleichphasige Kopplung) zu realisieren, müssen deren Verluste im Vergleich zu den anderen Array-Moden reduziert werden. Das verwendete Wellenleiter-Design weist zwischen den Elementen Zonen mit relativ großen Verlusten auf, da nur im Bereich unter den Rippenwellenleiter die für die Verstärkung erforderliche Besetzungsinversion erreicht werden kann. Für die gegebene Struktur schwingt deshalb bevorzugt die Arraymode mit gegenphasiger Kopplung an, da deren Feldamplituden in den Bereichen mit geringer oder negativer Verstärkung Nullstellen aufweisen (siehe Abbildung 5.17 bzw. Abbildung 5.4). Das Vorhandensein des Chromgitters verstärkt diesen Effekt zusätzlich, da der Überlapp zwischen dem (absorbierenden) Gitter und der Lichtwelle für die gleichphasige Mode größer ist als für die gegenphasige Mode.

<sup>1</sup> Man spricht auch von gegenphasiger Kopplung [Bot94].

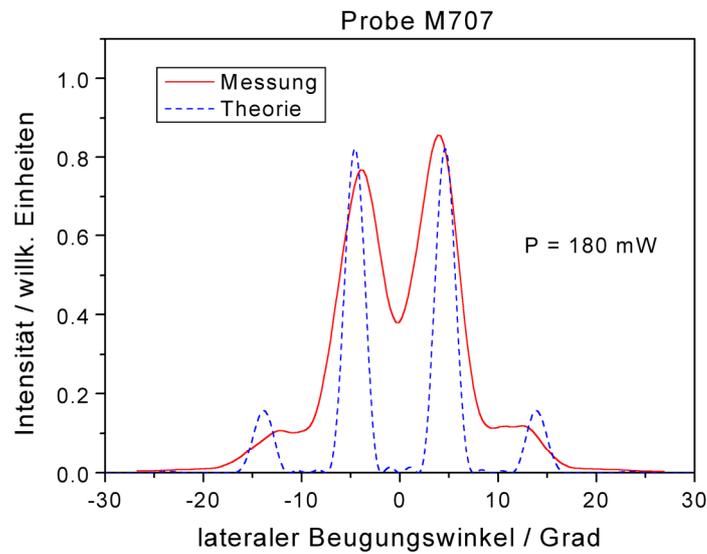


Abbildung 5.16: Vergleich des Fernfelds eines gekoppelten DFB-Laser-Arrays mit der Theorie: Für die Arraymode mit gegenphasiger Kopplung ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der Messung.

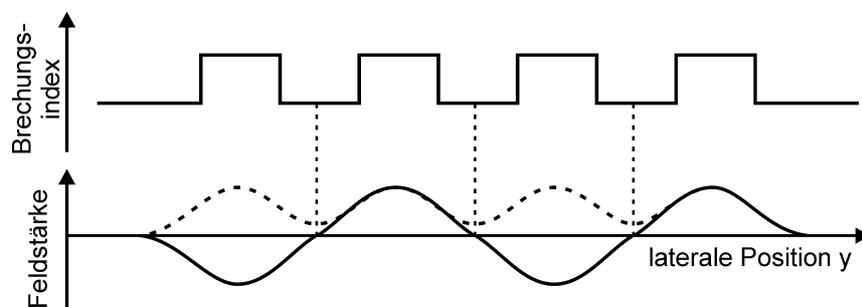


Abbildung 5.17: Schematische Darstellung der Feldstärke für die Arraymoden mit gegenphasiger Kopplung (durchgezogene Linie) und gleichphasiger Kopplung (gestrichelte Linie).

### 5.3.2 Laser auf Basis von InGaSb/GaSb

Auf GaSb basierende Halbleiter erschließen einen Wellenlängenbereich von 1,55  $\mu\text{m}$  [Alm99] bis ca. 3  $\mu\text{m}$  [Gar99], mit Potential bis etwa 5  $\mu\text{m}$  [Moi99]. Dieser Spektralbereich ist besonders für die Gassensorik von Bedeutung, da hier für eine Vielzahl von Gasen Absorptionsfrequenzen von Rotations-Schwingungs-Übergängen niedriger Ordnung liegen [Wer98]<sup>1</sup>.

Während mitunter bereits Laser mit geringer Ausgangsleistung (einige Milliwatt) ausreichend sind, gibt es auch zahlreiche Problemstellungen, bei denen Ausgangsleistungen von einigen zehn Milliwatt und mehr wünschenswert sind. Konventionelle DFB-Laser mit nur einem Lasersteg können hierfür nicht genügend Leistung bereitstellen [Ble01b]. Durch die Anwendung des Konzepts der DFB-Laser-Arrays mit lateralem Chromgitter auf das GaSb Materialsystem sollen einerseits für den oben genannten Spektralbereich Laser mit hohen Ausgangsleistungen bereitgestellt werden und gleichzeitig die Unabhängigkeit des Konzepts vom Materialsystem verdeutlicht werden.

Die eingesetzte Laserstruktur (Probennummer: La119) wurde in einer Molekularstrahl-epitaxie-Anlage des Mikrostrukturlabors gewachsen und verfügt über zwei Quantenfilme, die in eine SCH-Struktur eingebettet sind<sup>2</sup>. Die Emissionswellenlänge der Laser liegt im Bereich um 2,0  $\mu\text{m}$ . Aus den in Abschnitt 5.3.1 genannten Gründen wurden lediglich Laser-Arrays mit 4 bzw. 6 Elementen untersucht. Bei entsprechender Wärmeabfuhr sollten aber auch größere Arrays problemlos realisierbar sein. Die Chromgitter wurden in 1. Ordnung geschrieben, was Perioden von ca. 300 nm entspricht. Die Rippenwellenleiter der einzelnen Elemente sind mit einer Breite von 4  $\mu\text{m}$  hinreichend klein, um ausschließlich die laterale Grundmode zu führen.

Wie zu erwarten, ergibt sich für die auf GaSb basierenden Laser-Arrays ein vergleichbarer Zusammenhang zwischen dem Schwellenstrom (bzw. der Effizienz) und dem Abstand der Elemente, wie er in Abschnitt 5.3.1 für auf GaAs basierende Laser zu beobachten war (siehe Abbildung 5.18). Mit steigendem Elementabstand wächst der Schwellenstrom an und die externe Effizienz sinkt.

---

<sup>1</sup> Bislang war häufig nur die Detektion höherer Ordnungen (mit entsprechend kurzwelligeren Lasern) möglich, was allerdings Einbußen bezüglich der Empfindlichkeit der Messung zur Folge hat.

<sup>2</sup> Weitere Informationen über die verwendeten Laserstrukturen sind dem Anhang zu entnehmen.

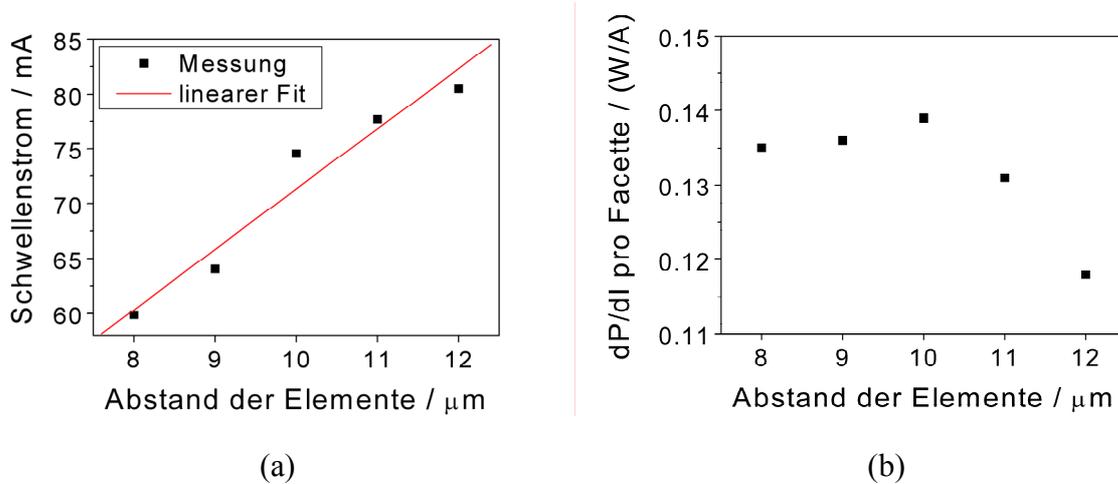


Abbildung 5.18: Abhängigkeit der elektro-optischen Laserparameter bei RWG-Laser-Arrays mit 6 Elementen vom Abstand der Elemente: Auftragung des Schwellenstroms (a) und der differentiellen Effizienz (b).

### 5.3.2.1 Quasimonochromatische Laser-Arrays

Analog zu den auf GaAs basierenden DFB-Laser-Arrays ergibt die Untersuchung der auf GaSb basierenden DFB-Laser-Arrays für große Elementabstände eine quasimonochromatische Emissionscharakteristik, wie im Teilbild (a) der Abbildung 5.19 dargestellt. Man erkennt deutlich die große spektrale Breite der Hauptmode. Der Abstand zum Untergrund beträgt etwa 30 dB. Die aus dem Spektrum ermittelte Halbwertsbreite beträgt 1,14 nm und muss noch um die gemessene Halbwertsbreite eines konventionellen DFB-Lasers mit nur einem Element (0,23 nm) korrigiert werden (siehe Abbildung 5.19 (b)). Die korrigierte spektrale Breite des quasimonochromatischen DFB-Laser-Arrays beträgt somit ca. 1,12 nm<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Die Linienbreite des konventionellen DFB-Lasers mit nur einem Element ist signifikant kleiner als die gemessene Breite und kann daher vernachlässigt werden. Die aus dem Spektrum ermittelte Halbwertsbreite wird somit vollständig auf Artefakte, bedingt durch die endliche Dynamik des Messaufbaus, zurückgeführt. Die korrigierte spektrale Breite des DFB-Laser-Arrays folgt aus dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz  $\Delta E_{\text{ges}}^2 = \Delta E_1^2 + \Delta E_2^2$ .

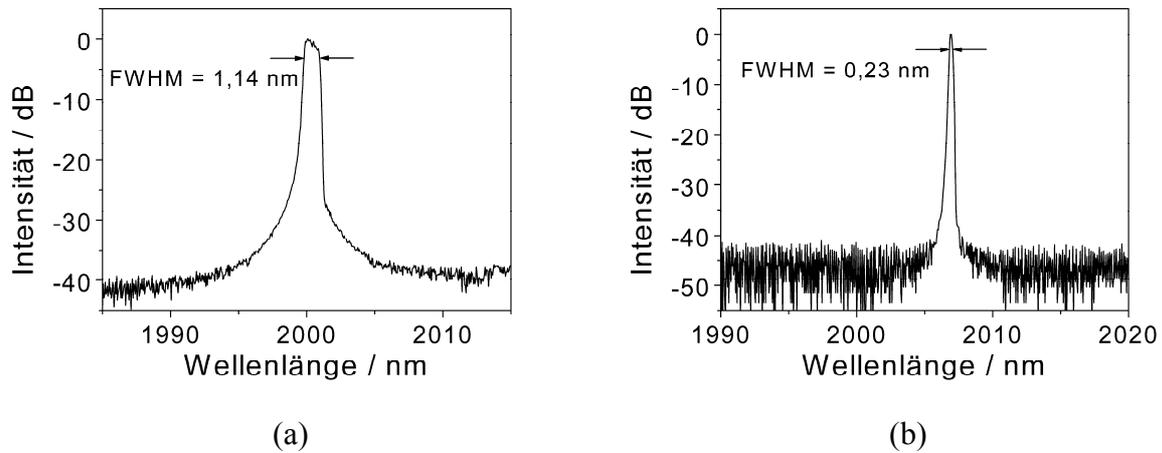
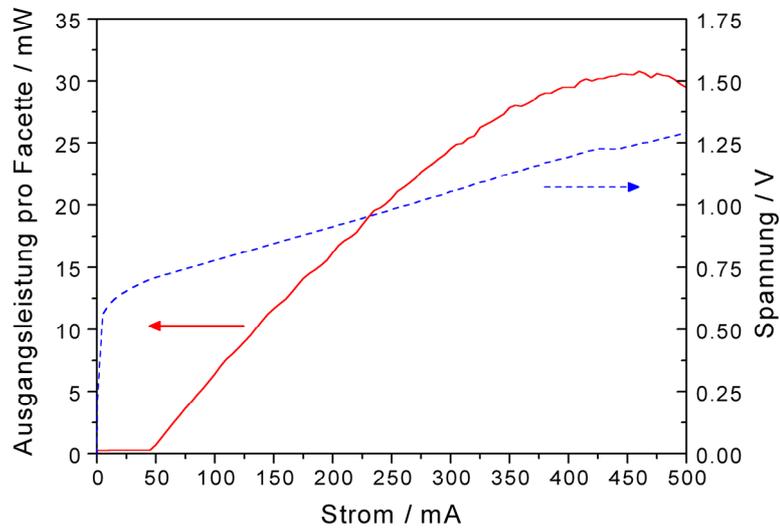
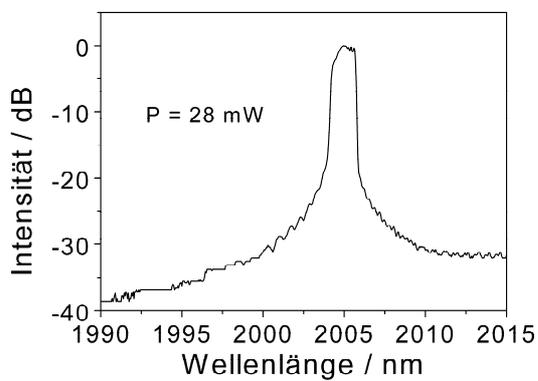


Abbildung 5.19: Spektrum eines quasimonochromatischen DFB-Laser-Arrays mit 6 Elementen und einem Elementabstand von  $11 \mu\text{m}$  (a) sowie eines konventionellen DFB-Lasers mit nur einem Element (b).

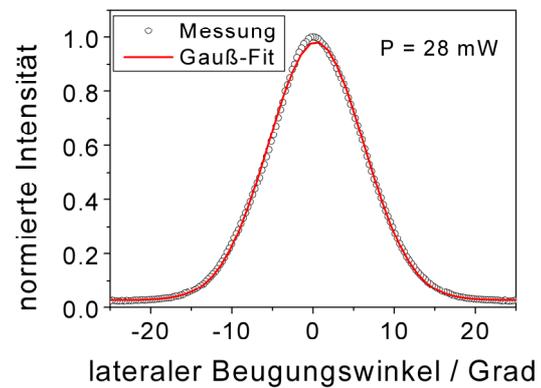
In Teilbild (a) der Abbildung 5.20 ist die Kennlinie eines quasimonochromatischen DFB-Laser-Arrays mit 4 Elementen gezeigt, deren Abstand  $11 \mu\text{m}$  beträgt. Der Schwellenstrom beträgt  $39 \text{ mA}$  und die externe Effizienz erreicht einen Wert von  $16 \%$  ( $0,10 \text{ W/A}$ ). Die maximale Ausgangsleistung von über  $30 \text{ mW}$  pro Facette ist thermisch begrenzt. Vergleicht man diese Werte mit einem DFB-Laser mit nur einem Element ( $I_{\text{th}} = 27,5 \text{ mA}$ ,  $\eta_{\text{ext}} = 0,10 \text{ W/A}$ ,  $P_{\text{max}} \approx 9 \text{ mW}$ ), so erkennt man für das DFB-Laser-Array eine deutliche Absenkung des Schwellenstroms pro Element. Die maximale Ausgangsleistung des Laser-Arrays wächst trotz der starken thermischen Belastung auf das 3,3-fache des Referenzlasers an. Am gaußförmigen Fernfeld erkennt man deutlich, dass die einzelnen Elemente nicht koppeln (Abbildung 5.20 (c)). Diese Tatsache wird auch durch große spektrale Breite des Spektrums bestätigt (Abbildung 5.20 (b)).



(a)



(b)



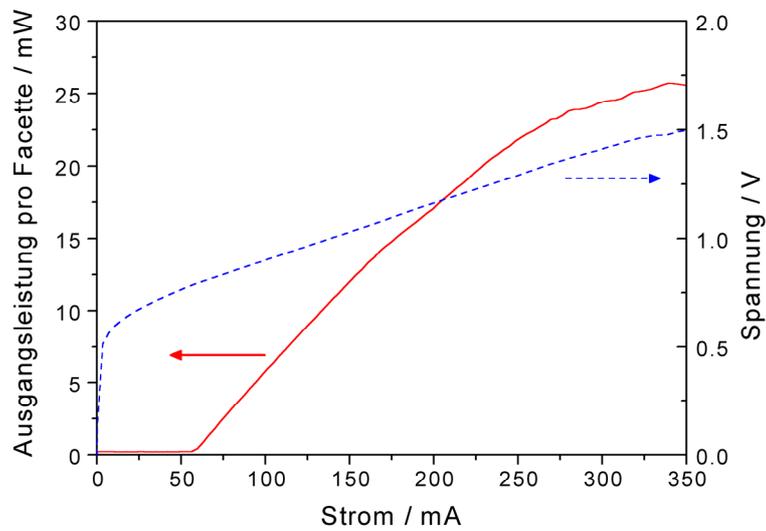
(c)

Abbildung 5.20: Kennlinie eines quasimonochromatischen DFB-Laser-Arrays mit 4 Elementen im Abstand von je  $11 \mu\text{m}$  (a) sowie dessen Spektrum (b) und das dazugehörige laterale Fernfeld (c).

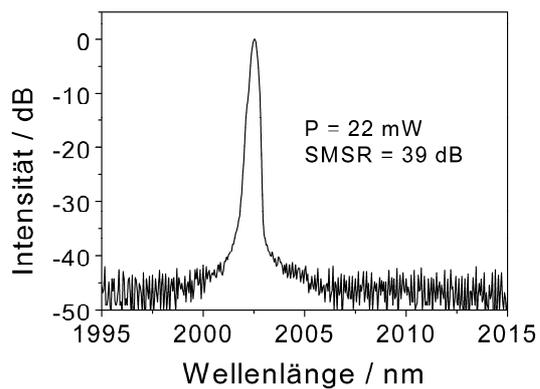
### 5.3.2.2 Monochromatische Laser-Arrays

Das Teilbild (a) der Abbildung 5.21 zeigt die Kennlinie eines monochromatischen DFB-Laser-Arrays mit 4 Elementen im Abstand von je  $11\ \mu\text{m}$ . Der Schwellenstrom beträgt  $55\ \text{mA}$  und die maximale externe Effizienz erreicht  $21\%$  ( $0,13\ \text{W/A}$ ) pro Facette. Die Ausgangsleistung ist thermisch auf  $25\ \text{mW}$  begrenzt. Das dazugehörige Spektrum wurde nahe des Maximums der Ausgangsleistung aufgenommen und weist eine hohe Seitenmodenunterdrückung von  $39\ \text{dB}$  auf (Abbildung 5.21 (b)). Es zeigt lediglich eine geringe spektrale Breite, was bereits auf eine Kopplung der Elemente schließen lässt. Das entsprechende Fernfeld ist im Teilbild (c) der Abbildung dargestellt. Man erkennt deutlich die typische Aufspaltung in zwei Haupt- und zwei benachbarte Nebenmode, wie sie auch bei den gekoppelten Laser-Arrays basierend auf InGaAs typischer Weise auftritt. Ein Vergleich der Messung mit der Theorie zeigt, dass die gegenphasige Arraymode im Laser-Array anschwingt.

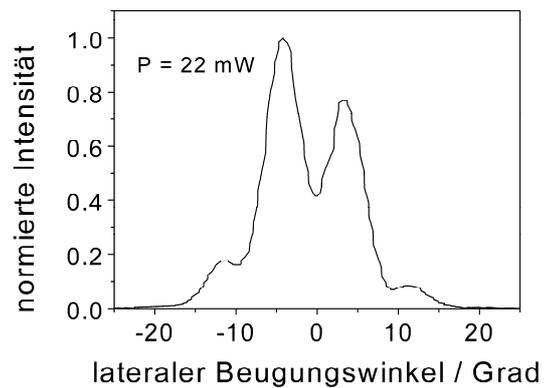
Die Untersuchung der auf GaSb basierenden Laser-Arrays hat gezeigt, dass die Lasereigenschaften einer vergleichsweise großen Streuung unterliegen, die sich auch auf die Koppel-eigenschaften auswirkt. Die Ursachen hierfür sind in der sensiblen Prozessierung bzw. in Inhomogenitäten des Probenmaterials zu suchen. Auf Grund der Streuung kann keine verlässliche Aussage über den für die Kopplung erforderlichen, maximalen Abstand der Elemente getroffen werden. Als kritischer Elementabstand hat sich ein Wert um etwa  $11\ \mu\text{m}$  abgezeichnet. Um genauere Aussagen treffen zu können, sind aber noch umfangreichere Untersuchungen erforderlich.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 5.21: Kennlinie eines monochromatischen DFB-Laser-Arrays mit 4 Elementen im Abstand von je  $11 \mu\text{m}$  (a) sowie dessen Spektrum (b) und das dazugehörige laterale Fernfeld (c).

## 6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Typen von Halbleiterlasern mit verteilter Rückkopplung (DFB-Laser) entwickelt. Die Laser basieren auf Rippenwellenleitern und verfügen zusätzlich über ein dazu senkrecht orientiertes Metallgitter. Der evaneszente Teil der im Rippenwellenleiter geführten Lichtwelle überlappt mit dem Gitter. Durch diese periodische Variation des (effektiven) Brechungsindex wird die verteilte Rückkopplung gewährleistet, was eine longitudinal monomodige Laseremission zur Folge hat. Beiden Lasertypen ist gemeinsam, dass der Herstellungsprozess auf einem vom Materialsystem unabhängigen Konzept basiert. Diese Tatsache ist von besonderem Interesse, da so entsprechende Laser für unterschiedlichste Wellenlängenbereiche gefertigt werden können, ohne hierfür neue Herstellungsverfahren zu entwickeln.

Den ersten Schwerpunkt der Arbeit bilden Untersuchungen zu sog. abstimmbaren Lasern, deren Emissionswellenlänge innerhalb eines relativ großen Bereichs quasikontinuierlich einstellbar ist. Für derartige Bauteile gibt es eine Vielzahl von Anwendungen, wie z. B. bei Wellenlängen-Multiplex-Verfahren (WDM), in der Gassensorik oder in der Spektroskopie. Der Abstimmmechanismus kann mit dem Vernier-Prinzip erklärt werden. Der Laser besteht hierbei aus zwei gekoppelten Segmenten, die jeweils über eine Reihe von Moden (Modenkamm) verfügen. Der Abstand der Moden innerhalb eines Segments ist konstant, wohingegen die Modenabstände der beiden Segmente leicht unterschiedlich sind. Die Emissionswellenlänge des Lasers ist bestimmt durch den Überlapp zweier Moden aus den beiden Segmenten, wobei die Modenkämme so ausgelegt sind, dass gleichzeitig maximal ein Modenpaar überlappt. Eine kleine relative Verschiebung der beiden Modenkämme führt zu einer vergleichsweise großen Verschiebung der Emissionswellenlänge auf Grund des veränderten Überlapps. Die Modenkämme wurden durch spezielle DFB-Gitter, sog. binary superimposed gratings (BSG), realisiert, die, anders als bei konventionellen DFB-Lasern, für mehrere

Bragg-Wellenlängen konstruktive Interferenz zulassen und erstmalig bei DFB-Lasern eingesetzt wurden. BSGs zeichnen sich durch sehr gute optische Eigenschaften bei gleichzeitig einfacher Herstellung aus. Zum Abstimmen der Wellenlänge wurde der Brechungsindex des Lasers gezielt durch den Injektionsstrom bzw. die Bauteiltemperatur verändert. Im Rahmen dieser Arbeit konnten abstimbare Laser auf unterschiedlichen Materialsystemen (InGaAs/GaAs, GaInNAs/GaAs, InGaAsP/InP) hergestellt werden. Der maximale diskrete Abstimbereich beträgt 38 nm bzw. 8,9 THz und ist durch die Breite des Verstärkungsspektrums limitiert. In diesem Zusammenhang haben sich auf Quantenpunkten basierende Laserstrukturen auf Grund der inhomogenen Verbreiterung des Verstärkungsbereichs als vorteilhaft erwiesen. Quasikontinuierlich konnte ein Abstimbereich von 15 nm bzw. 3,9 THz erreicht werden. Die typische minimale Seitenmodenunterdrückung (SMSR) beträgt 30 bis 35 dB. Durch Hinzufügen eines dritten Segments ohne Gitter konnte die Ausgangsleistung unabhängig von der Wellenlänge konstant gehalten werden. Auf diese Weise konnte ein auf GaInNAs basierender Laser ( $\lambda \approx 1,3 \mu\text{m}$ ) mit einer Ausgangsleistung von 15 mW pro Facette realisiert werden, der über einem Bereich von mehr als 10 nm abstimmbar ist.

Den zweiten Schwerpunkt der Arbeit bildet die Entwicklung von DFB-Laser-Arrays mit dem Ziel, longitudinal monomodige Laser mit hoher Ausgangsleistung zu erhalten. Auch für diesen Lasertyp gibt es vielfältige Anwendungsmöglichkeiten bei unterschiedlichen Wellenlängen (z. B. erbiumdotierte Faserverstärker (EDFA), Raman-Verstärker, Frequenzvervielfachung, Gassensorik), so dass der Unabhängigkeit vom Materialsystem große Bedeutung zukommt. Die DFB-Laser-Arrays basieren auf dem oben beschriebenen Prinzip von DFB-Lasern mit lateralem Metallgitter und verfügen über mehrere Rippenwellenleiter, die im lateralen Abstand von wenigen Mikrometern angeordnet sind. Für große Abstände zwischen den einzelnen Lasern des Arrays (Elemente) emittieren diese, weitgehend unabhängig von einander, jeweils longitudinal monomodiges Licht (quasimonochromatische Emission). Die spektrale Breite beträgt hierbei typischerweise 50 bis 70 GHz. Für kleine Elementabstände koppeln die einzelnen Lichtwellen miteinander, was zu einer mit einem konventionellen DFB-Laser vergleichbaren Linienbreite führt. Während die ungekoppelten Arrays über ein gaußförmiges Fernfeld verfügen, ergibt sich für die gekoppelten Arrays ein Interferenzmuster, das stark von verschiedenen Laserparametern (wie z. B. dem Elementabstand) abhängt. Bei InGaAs/GaAs basierenden Arrays ( $\lambda \approx 980 \text{ nm}$ ) ergibt sich sowohl für gekoppelte wie auch ungekoppelte DFB-Laser-Arrays mit vier Elementen eine Ausgangsleistung von ca. 200 mW pro Facette, die durch die Wärmeabfuhr begrenzt wird. Trotz der

starken thermischen Limitierung (die Laser waren nicht aufgebaut) konnte die 3,5-fache Ausgangsleistung eines Referenzlasers erzielt werden. Bei InGaSb/GaSb basierenden Arrays mit vier Elementen ( $\lambda \approx 2,0 \mu\text{m}$ ) konnte eine Ausgangsleistung von ca. 30 mW pro Facette erreicht werden, was dem 3,3-fachen eines Referenzlasers entspricht. (Auch hier wurden sowohl koppelnde als auch nicht koppelnde Laser demonstriert.) Die Verwendung von DFB-Laser-Arrays führt folglich zu einer signifikanten Leistungssteigerung, die sich durch geeignete Maßnahmen (Facettenvergütung, Montage, Skalierung) noch weiter erhöhen ließe.

## **Anhang: Aufbau der verwendeten Epitaxiestrukturen**

Nachfolgend sind in alphabetischer Reihenfolge sämtliche Epitaxiestrukturen aufgeführt, die bei der Erstellung dieser Arbeit verwendet wurden. Sämtliche Strukturen wurden in Molekularstrahlepitaxie-Anlagen gewachsen.

Bei den auf InP basierenden Proben erfolgt die Materialangabe, wie allgemein üblich, durch die Angabe der Wellenlänge, die der Bandlücke des Materials entspricht. Da man in diesem Zusammenhang gitterangepasstes Wachstum auf InP voraussetzt, ist eine eindeutige Bestimmung der Materialzusammensetzung gewährleistet.

Bei den auf GaAs und GaSb basierenden Proben wird der Materialanteil in Molprozent als Index hinter das jeweilige Element geschrieben. Die Summe der Indizes innerhalb der Gruppe III bzw. Gruppe V Materialien ergibt die Zahl 1. (Bsp.:  $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ : 20 % Al, 80 % Ga, der Index 1 bei As wird weggelassen.)

**a) Probe A51620**

Art der Epitaxie: InGaAsP/InP Quantenfilmlaser  
 Aktive Zone: 8 Quantenfilme, kompressiv verspannt  
 Barrieren: gitterangepasst  
 Emissionswellenlänge: ca. 1570 nm  
 Art der Epitaxieanlage: Gasquellen MBE  
 Wachstum: Alcatel / Opto+

Funktion		Schichtdicke	Material
Kontaktschicht, Teil 1		150 nm	p-InGaAs
Kontaktschicht, Teil 2		50 nm	p-InGaAsP, $\lambda = 1,17 \mu\text{m}$
Cladding		1420 nm	p-InP
Ätzstoppschicht		4,5 nm	p-InGaAsP, $\lambda = 1,17 \mu\text{m}$
Cladding		100 nm	p-InP
SCH		60 nm	InGaAsP, $\lambda = 1,17 \mu\text{m}$
Aktive Zone	8 Quantenfilme +	6 nm / Film	InGaAsP, $\lambda = 1,57 \mu\text{m}$
	7 Barrieren	10 nm / Barriere	InGaAsP, $\lambda = 1,17 \mu\text{m}$
SCH		60 nm	InGaAsP, $\lambda = 1,17 \mu\text{m}$
Pufferschicht		500 nm	n-InP
Substrat			n-InP

**b) Probe La119**

Art der Epitaxie: InGaSb/GaSb Quantenfilmlaser  
 Aktive Zone: 2 Quantenfilme, kompressiv verspannt  
 Emissionswellenlänge: ca. 2  $\mu\text{m}$   
 Art der Epitaxieanlage: Feststoffquellen MBE  
 Wachstum: Technische Physik, Universität Würzburg

Funktion		Schichtdicke	Material
Kontaktschicht		150 nm	p-GaSb
Cladding		1800 nm	p- $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}_{0,05}\text{Sb}_{0,95}$
SCH		290 nm	$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$ , teilweise p-dotiert
Distanzschicht		40 nm	GaSb
Aktive Zone	2 Quantenfilme + 1 Barriere	10 nm / Film 15 nm / Barriere	$\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{Sb}$ GaSb
Distanzschicht		40 nm	GaSb
SCH		290 nm	$\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$ , teilweise n-dotiert
Cladding		1800 nm	n- $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}_{0,05}\text{Sb}_{0,95}$
Pufferschicht		200 nm	n-GaSb
Substrat			n-GaSb

**c) Probe M696**

Art der Epitaxie: InGaAs/GaAs Quantenfilmlaser  
 Aktive Zone: 1 Quantenfilm, kompressiv verspannt  
 Emissionswellenlänge: ca. 980 nm  
 Art der Epitaxieanlage: Feststoffquellen MBE  
 Wachstum: Technische Physik, Universität Würzburg

<b>Funktion</b>	<b>Schichtdicke</b>	<b>Material</b>
Kontaktschicht	100 nm	p-GaAs
Cladding	1530 nm	p-Al <sub>0,4</sub> Ga <sub>0,6</sub> As
GRINSCH	190 nm	p-Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> As (außen) p-Al <sub>0,15</sub> Ga <sub>0,85</sub> As (innen)
Distanzschicht	1 nm	GaAs
Quantenfilm	9 nm	In <sub>0,18</sub> Ga <sub>0,82</sub> As
Distanzschicht	1 nm	GaAs
GRINSCH	190 nm	n-Al <sub>0,15</sub> Ga <sub>0,85</sub> As (innen) n-Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> As (außen)
Cladding	1680 nm	n-Al <sub>0,4</sub> Ga <sub>0,6</sub> As
Pufferschicht	300 nm	n-GaAs
Substrat		n-GaAs

**d) Probe M707**

Art der Epitaxie: InGaAs/GaAs Quantenfilmlaser  
 Aktive Zone: 1 Quantenfilm, kompressiv verspannt  
 Emissionswellenlänge: ca. 980 nm  
 Art der Epitaxieanlage: Feststoffquellen MBE  
 Wachstum: Technische Physik, Universität Würzburg

<b>Funktion</b>	<b>Schichtdicke</b>	<b>Material</b>
Kontaktschicht	100 nm	p-GaAs
Cladding	1500 nm	p-Al <sub>0,4</sub> Ga <sub>0,6</sub> As
GRINSCH	190 nm	p-Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> As (außen) p-Al <sub>0,15</sub> Ga <sub>0,85</sub> As (innen)
Distanzschicht	1 nm	GaAs
Quantenfilm	9 nm	In <sub>0,18</sub> Ga <sub>0,82</sub> As
Distanzschicht	1 nm	GaAs
GRINSCH	190 nm	n-Al <sub>0,15</sub> Ga <sub>0,85</sub> As (innen) n-Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> As (außen)
Cladding	1500 nm	n-Al <sub>0,4</sub> Ga <sub>0,6</sub> As
Pufferschicht	300 nm	n-GaAs
Substrat		n-GaAs

**e) Probe M723**

Art der Epitaxie: InGaAs/GaAs Quantenpunktlaser  
 Aktive Zone: 2 Quantenpunktschichten  
 Emissionswellenlänge: ca. 980 nm  
 Art der Epitaxieanlage: MBE mit Feststoffquellen  
 Wachstum: Technische Physik, Universität Würzburg

Funktion		Schichtdicke	Material
Kontaktschicht		100 nm	p-GaAs
Cladding		1450 nm	p-Al <sub>0,4</sub> Ga <sub>0,6</sub> As
GRINSCH		240 nm	p-Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> As (außen) p-Al <sub>0,15</sub> Ga <sub>0,85</sub> As (innen)
Distanzschicht		5 nm	GaAs
Aktive Zone	2 Q-Punktschichten + 1 Barriere	30 nm	In <sub>0,6</sub> Ga <sub>0,4</sub> As GaAs
Distanzschicht		5 nm	GaAs
GRINSCH		240 nm	n-Al <sub>0,15</sub> Ga <sub>0,85</sub> As (innen) n-Al <sub>0,3</sub> Ga <sub>0,7</sub> As (außen)
Cladding		1650 nm	n-Al <sub>0,4</sub> Ga <sub>0,6</sub> As
Pufferschicht		300 nm	n-GaAs
Substrat			n-GaAs

**f) Probe ML89**

Art der Epitaxie: GaInNAs/GaAs Quantenfilmlaser  
 Aktive Zone: 1 Quantenfilm, kompressiv verspannt  
 Emissionswellenlänge: ca. 1300 nm  
 Art der Epitaxieanlage: Feststoffquellen MBE mit RF-Plasmaquelle für Stickstoffeinbau  
 Wachstum: Technische Physik, Universität Würzburg

<b>Funktion</b>	<b>Schichtdicke</b>	<b>Material</b>
Kontaktschicht	90 nm	p-GaAs
Cladding	1760 nm	p-Al <sub>0,4</sub> Ga <sub>0,6</sub> As
SCH	165 nm	p-GaAs
Quantenfilm	7 nm	Ga <sub>0,62</sub> In <sub>0,38</sub> N <sub>0,02</sub> As <sub>0,98</sub>
SCH	165 nm	n-GaAs
Cladding	1760 nm	n-Al <sub>0,4</sub> Ga <sub>0,6</sub> As
Pufferschicht	300 nm	n-GaAs
Substrat		n-GaAs

**g) Probe ML91**

Art der Epitaxie: GaInNAs/GaAs Quantenfilmlaser  
 Aktive Zone: 1 Quantenfilm, kompressiv verspannt  
 Emissionswellenlänge: ca. 1200 nm  
 Art der Epitaxieanlage: Feststoffquellen MBE mit RF-Plasmaquelle  
 für Stickstoffeinbau  
 Wachstum: Technische Physik, Universität Würzburg

<b>Funktion</b>	<b>Schichtdicke</b>	<b>Material</b>
Kontaktschicht	120 nm	p-GaAs
Cladding	1560 nm	p-Al <sub>0,4</sub> Ga <sub>0,6</sub> As
SCH	155 nm	p-GaAs
Quantenfilm	4 nm	Ga <sub>0,62</sub> In <sub>0,38</sub> N <sub>0,02</sub> As <sub>0,98</sub>
SCH	155 nm	n-GaAs
Cladding	1580 nm	n-Al <sub>0,4</sub> Ga <sub>0,6</sub> As
Pufferschicht	300 nm	n-GaAs
Substrat		n-GaAs

## Literaturverzeichnis

- [Alm99] ALMUNEAU, G.; GENTY, F.; WILK, A.; GRECH, P.; JOULLIE, A.; CHUSSEAU, L.: *GaInSb/AlGaAsSb strained quantum well semiconductor lasers for 1.55  $\mu\text{m}$  operation*. *Semiconduct. Sci. Technol.*, vol. 14, 89-92, 1999
- [Ama98] AMANN, M.-CH.; BUUS, J.: *Tunable Laser Diodes*. London, u. a.: Artech House, 1998
- [Ara82] ARAKAWA, Y.; SAKAKI, H.: *Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current*. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 40, 939-941, 1982
- [Asa86] ASADA, M.; MIYAMOTO, Y.; SUEMATSU, Y.: *Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers*. *IEEE J. Quantum Electron*, vol. 22, 1915-1921, 1986
- [Avr98] AVRUTSKY, I. A.; ELLIS, D. S.; TAGER, A.; ANIS, H.; XU, J. M.: *Design of Widely Tunable Semiconductor Lasers and the Concept of Binary Superimposed Gratings (BSG's)*. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, 729-741, 1998
- [Bas65] BASOV, N. G.; BELENOV, E. M.; LETOKHOV, V. S.: *Synchronization of oscillations in a semiconductor laser having several p-n junctions*. *Sov. Phys.-Solid State*, vol. 7, 275-276, 1965
- [Bec99] BECKER, P. C.; OLSSON, N. A.; SIMPSON, J. R.: *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. San Diego, u. a.: Academic Press, 1999
- [Ben90] BENNET, B.; SOREF, R.; DELALAMO, J.: *Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP*. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, 113-122, 1990
- [Ber61] BERNARD, M. G. A.; DURAFFOURG, G.: *Laser conditions in semiconductors*. *Physica Status Solidi*, vol. 1, 699-703, 1961
- [Ble01] BLEUEL, T.: *Herstellung und Charakterisierung von GaInAsSb-AlGaAsSb-Laserdioden mit Emissionswellenlängen von 2.0  $\mu\text{m}$  bis 2.5  $\mu\text{m}$* . Würzburg, Universität, Physik, Dissertation, 2001
- [Ble01b] BLEUEL, T.; MÜLLER, M.; FORCHEL, A.: *2- $\mu\text{m}$  GaInSb-AlGaAsSb Distributed-Feedback Lasers*. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, 553-555, 2001

- [Blu95] BLUDAU, W.: *Halbleiter-Optoelektronik*. München, u. a.: Hanser, 1995
- [Bot85] BOTEZ, D.: *Array-Mode Far-Field Patterns for Phase-Locked Diode-Laser Arrays: Coupled-Mode Theory Versus Simple Diffraction Theory*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 21, 1752-1755, 1985
- [Bot94] BOTEZ, D.; SCIFRES, D. R. (Eds.): *Diode Laser Arrays*. Cambridge: Cambridge University Press, 1994
- [Boy83] BOYD, R. W.: *Radiometry and the Detection of Optical Radiation*. New York: Wiley, 1983
- [But84] BUTLER, J. K.; ACKLEY, D. E.; BOTEZ, D.: *Coupled-mode analysis of phase-locked injection laser arrays*. Appl. Phys. Lett., vol. 44, 293-295, 1984
- [But84b] BUTLER, J. K.; ACKLEY, D. E.; BOTEZ, D.: *Erratum: Coupled-mode analysis of phase-locked injection laser arrays [Appl. Phys. Lett. 44, 293 (1984)]*. Appl. Phys. Lett., vol. 44, 935, 1984
- [Car94] CARLSON, N. W.: *Monolithic Diode Laser Arrays*. Berlin, u. a.: Springer, 1994
- [Car98] CARROLL, J.; WHITEAWAY, J.; PLUMB, D.: *Distributed feedback semiconductor lasers*. London: Institution of Electrical Engineers, 1998
- [Cas78] CASEY, H. C.; PANISH, M. B.: *Heterostructure lasers - Part A: Fundamental principles*. New York, u. a.: Academic Press, 1978
- [Chi73] CHINN, S. R.: *Effects of mirror reflectivity in a distributed-feedback laser*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 9, 574-580, 1973
- [Col95] COLDREN, L. A.; CORZINE, S. W.: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. New York, u. a.: John Wiley, 1995
- [Cra85] CRAIG, R. R.; CASPERSON, L. W.; STAFSUDD, O. M.; YANG, J. J.; EVANS, R. A.; DAVIDHEISER, R. A.: *Etched-mirror unstable-resonator semiconductor lasers*. Electron. Lett., vol. 53, 62-63, 1985
- [Del98] DELORME, F.: *Widely Tunable 1.55- $\mu$ m Lasers for Wavelength-Division-Multiplexed Optical Fiber Communications*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 34, 1706-1716, 1998
- [Der98] DERICKSON, D. (Ed.): *Fiber Optic Test and Measurement*. Upper Saddle River: Prentice-Hall, 1998
- [Die00] DIEHL, R. (Ed.): *High Power Diode Lasers*. Berlin, u. a.: Springer, 2000
- [Ebe89] EBELING, K.: *Integrierte Optoelektronik*. Berlin, u. a.: Springer, 1989
- [Eic98] EICHLER, J.; EICHLER, H. J.: *Laser*. 3. Auflage, Berlin, u. a.: Springer, 1998
- [Emo99] EMORI, Y.; ET. AL.: *100 nm bandwidth flat gain Raman amplifiers pumped and gain-equalized by 12-wavelength-channel WDM high power laser diodes*. Proceedings of the Optical Fiber Conference, PD19, 1999
- [Epl84] EPLER, J. E.; HOLONYAK, JR., N.; BURNHAM, R. D.; PAOLI, T. L.; STREIFER, W.: *Far-field supermode patterns of a multiple-stripe quantum well heterostructure laser operated (7330 Å, 300 K) in an external grating cavity*. Appl. Phys. Lett., vol. 45, 406-408, 1984

- [Fis02] FISCHER, M.: *Wachstum und Charakterisierung von kanten- und vertikalemittierenden Laserstrukturen im GaInAsN Materialsystem*. Würzburg, Universität, Physik, Dissertation, 2002
- [Fuk99] FUKUDA, M.: *Optical Semiconductor Devices*. New York, u. a.: John Wiley, 1999
- [Gar99] GARBUZOV, D. Z.; LEE, H.; KHALFIN, V.; MARTINELLI, R.; CONNOLLY, J. C.; BELENKY, G. L.: *2.3-2.7- $\mu\text{m}$  Room Temperatur CW Operation of InGaAsSb-AlGaAsSb Broad Waveguide SCH-QW Diode Lasers*. IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, 794-796, 1999
- [Gha96] GHAFOURI-SHIRAZ, H.; LO, B. S. K.: *Distributed Feedback Laser Diodes*. Chichester, u. a.: John Wiley, 1996
- [Gol01] GOLLUB, D.: *Herstellung und Charakterisierung von GaInNAs Kanten- und Vertikalemittieren für den 1,3  $\mu\text{m}$ -Bereich*. Würzburg, Universität, Physik, Diplomarbeit, 2001
- [Gol02] GOLLUB, D.; FISCHER, M.; KAMP, M.; FORCHEL, A.: *1.3  $\mu\text{m}$  continuous-wave GaInNAs/GaAs distributed feedback laser diodes*. Appl. Phys. Lett., vol. 81, 4330-4331, 2002
- [Gol02b] GOLLUB, D.; FISCHER, M.; FORCHEL, A.: *Towards high performance GaInAsN/GaAsN laser diodes in 1.5  $\mu\text{m}$  range*. Electron. Lett., vol. 38, 1183-1184, 2002
- [Gol03] GOLLUB, D.; MOSES, S.; FISCHER, M.; FORCHEL, A.: *1.42 $\mu\text{m}$  continuous-wave operation of GaInNAs laser diodes*. Electron. Lett., vol. 39, 777-778, 2003
- [Gor55] GORDON, J. P.; ZEIGER, H. J.; TOWNES, C. H.: *The maser—new type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer*. Phys. Rev., vol. 99, 1264-1274, 1955
- [Hak73] HAKKI, B. W.; PAOLI, T. L.: *CW degradation at 300 K of GaAs double-heterostructure-junction lasers-II: Electronic gain*. J. Appl. Phys., vol. 44, 4113-4119, 1973
- [Hal62] HALL, R. N.; FENNER, G. E.; KINGSLEY, J. D.; SOLTYS, T. J.; CARLSON, R. O.: *Coherent light emission from GaAs junctions*. Phys. Rev. Lett., vol. 9, 366-368, 1962
- [Hau76] HAU, H. SHANK, C.: *Asymmetric tapers of distributed feedback lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 12, 532-539, 1976
- [Hen82] HENRY, C. H.: *Theory of the linewidth of semiconductor lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 18, 259-264, 1982
- [Her96] HERMAN, M. A.; SITTER, H.: *Molecular Beam Epitaxy*. 2nd Edition, Berlin, u. a.: Springer, 1996
- [Hof98] HOFMANN, J.: *Untersuchung von GaAs und InP basierenden Halbleiterlasern mit lateraler verteilter Rückkopplung*. Würzburg, Universität, Physik, Diplomarbeit, 1998
- [Hol62] HOLONYAK, JR., N.; BEVACQUA, S. F.: *Coherent (Visible) Light Emission from Ga(As<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>) Junctions*. Appl. Phys. Lett., vol. 1, 82-83, 1962

- [Hon99] HONG, J.; KIM, H.; SHEPHERD, F.; ROGERS, C.; BLAUCOMB, B.; CLEMENTS, S.: *Matrix-Grating Strongly Gain-Coupled (MG-SGC) DFB Lasers with 34-nm Continuous Wavelength Tuning Range*. IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, 515-517, 1999
- [Hua98] HUANG, X.; SEEDS, A. J.; ROBERTS, J. S.; KNIGHTS, A. P.: *Monolithically Integrated Quantum-Confined Stark Effect Tuned Laser with Uniform Frequency Modulation Response*. IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 10, 1697-1699, 1998
- [Ish95] ISHII, H.; KANO, F.; TOHMORI, Y.; KONDO, Y.; TAMAMURA, T.; YOSHIKUNI, Y.: *Narrow spectral linewidth under wavelength tuning in thermally tunable super-structure-grating (SSG) DBR Lasers*. IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., vol. 1, 401-407, 1995
- [Ish96] ISHII, H.; TANOBE, H.; KANO, F.; TOHMORI, Y.; KONDO, Y.; YOSHIKUNI, Y.: *Quasicontinuous Wavelength Tuning in Super-Structure-Grating (SSG) DBR Lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 32, 433-441, 1996
- [Jay93] JAYARAMAN, V.; CHUANG, Z.-M.; COLDREN, L. A.: *Theory, Design, and Performance of Extended Tuning Range Semiconductor Lasers with Sampled Gratings*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, 1824-1834, 1993
- [Kam01] KAMP, M.: *Untersuchung von Halbleiterlasern mit lateraler verteilter Rückkopplung*. Würzburg, Universität, Physik, Dissertation, 2001
- [Kam98] KAMP, M.; HOFMANN, J.; FORCHEL, A.; SCHÄFER, F.; REITHMAIER, J. P.: *High Performance laterally gain coupled InGaAs/AlGaAs DFB lasers*. Conference proceedings of the 10th Conference on Indium Phosphide and related Materials, 831 ff., 1998
- [Kam99] KAMP, M.; HOFMANN, J.; FORCHEL, A.; SCHÄFER, F.; REITHMAIER, J. P.: *Low-threshold high-quantum-efficiency laterally gain-coupled InGaAs/AlGaAs distributed feedback lasers*. Appl. Phys. Lett., vol. 74, 483-485, 1999
- [Kie02] KIEFER, R.; WINTERLING, P.: *DWDM, SDH & Co.. 2. neub. u. erw. Auflage*, Heidelberg: Hüthig, 2002
- [Klo02] KLOPF, F.; DEUBERT, S.; REITHMAIER, J. P.; FORCHEL, A.: *Correlation between the gain profile and the temperature-induced shift in wavelength of quantum-dot lasers*. Appl. Phys. Lett., vol. 81, 217-219, 2002
- [Klo99] KLOPF, F.: *Selbstorganisiertes Wachstum von (Ga)InAs/GaAs-Quantenpunktschichten und deren Einsatz in Halbleiterlasern*. Würzburg, Universität, Physik, Diplomarbeit, 1999
- [Kog69] KOGELNIK, H.: *Coupled wave theory for thick hologram gratings*. Bell System Tech. J., vol. 48, 2909-2947, 1969
- [Kog72] KOGELNIK, H.; SHANK, C. V.: *Coupled-wave theory of distributed feedback lasers*. J. Appl. Phys., vol. 43, 2327-2335, 1972
- [Kon96] KONDOW, M.; UOMI, K.; NIWA, A.; KITATANI, T.; WATAHIKI, S.; YAZAWA, Y.: *GaInNAs: A Novel Material for Long-Wavelength-Range Laser Diodes with Excellent High-Temperature Performance*. Jpn. J. Appl. Phys., vol. 35, 1273-1275, 1996

- [Kon97] KONDOW, M.; KITATANI, T.; NAKATSUKA, S.; LARSON, M.; NAKAHARA, K.; YAZAWA, Y.; OKAI, M.; UOMI, K.: *GaInNAs: a novel material for long-wavelength semiconductor lasers*. IEEE J. Selec. Top. Quant. Electron., vol. 3, 719-730, 1997
- [Kre01] KREBS, R.: *Wachstum und Charakterisierung von InAs/GaInAs-Quantenpunkt-lasern für die Telekommunikation*. Würzburg, Universität, Physik, Diplomarbeit, 2001
- [Kre02] KREBS, R.; KLOPF, F.; REITHMAIER, J.P.; FORCHEL, A.: *High performance 1.3  $\mu\text{m}$  quantum-dot lasers*. Jpn. J. Appl. Phys., vol. 41, 1158-1161, 2002
- [Lan86] LANG, R.; SALZMAN, J.; YARIV, A.: *Modal analysis of semiconductor lasers with nonplanar mirrors*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 22, 463-470, 1986
- [Lan98] LANG, R. J.; DZURKO, K.; HARDY, A. A.; DEMARS, S.; SCHOENFELDER, A.; WELCH D. F.: *Theory of Grating-Confined Broad-Area Lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 34, 2196-2210, 1998
- [Leg99] LEGGE, M.; BACHER, G.; FORCHEL, A.; KLUDE, M.; FEHRER, M.; HOMMEL, D.: *Green emitting DFB Laser Diodes based on ZnSe*. Electron. Lett., vol. 35, 718-720, 1999
- [Li93] LI, G. P.; MAKINO, T.; MOORE, R.; PUETZ, N.; LEONG, K.-W.; LU, H.: *Partly gain-coupled 1.55  $\mu\text{m}$  strained-layer multiquantum-well DFB lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, 1736-1742, 1993
- [Lid99] LIDE, D. R. (Ed.): *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 80th ed., Boca Raton: CRC Press, 1999
- [Mak91] MAKINO, T.: *Transfer-matrix analysis of the intensity and phase noise of multi-section DFB semiconductor lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 27, 2404-2415, 1991
- [Mas98] MASON, B.; FISH, G. A.; DENBAARS, S. P.; COLDREN, L. A.: *Ridge Waveguide Sampled Grating DBR Laser with 22-nm Quasi-Continuous Tuning Range*. IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 10, 1211-1213, 1998
- [Mat84] MATSUOKA, T.; NAGAI, H.; NOGUCHI, Y.; SUZUKI, Y.; KAWAGUCHI, K.: *Effect of the grating phase at the cleaved facet on DFB laser properties*. Jpn. J. Appl. Phys., vol. 23, L138-L140, 1984
- [Max98] MAXIMOV, M. V.; SHERNYAKOV, YU. M.; TSATSULNIKOV, A. F.; LUNEV, A. V.; SAKHAROV, V. M.; USTINOV, V. M.; EGOROV, A. YU.; ZHUKOV, A. E.; KOVSH, A. R.; KOPEV, P. S.; ASRYAN, L. V.; ALFEROV, ZH. I.; LEDNETSOV, N. N.; BIMBERG, D.; KOSOGOV, A. O.; WERNER, P.: *High-power continuous-wave operation of a InGaAs/AlGaAs quantum dot laser*. J. Appl. Phys., vol. 83, 5561-5563, 1998
- [McC94] MCCAULLEY, J. A.; DONNELLY, V. M.; VERNON, M. TAHA, I.: *Temperature dependence of the near-infrared refractive index of silicon, gallium arsenide, and indium phosphide*. Phys. Rev. B, vol. 49, 7408-7417, 1994
- [Mic97] MICKELSON, A. R.; BASAVANHALLY, N. R.; LEE, Y.-CH. (Eds.): *Optoelectronic Packaging*. New York, u. a.: John Wiley, 1997

- [Mil84] MILLER, D. A. B.; CHEMLA, D. S.; DAMEN, T. C.; GOSSARD, A. C.; WIEGMANN, W.; WOOD, T. H.; BURRUS C. A.: *Band edge electroabsorption in quantum well structures: the quantum confined Stark effect*. Phys. Rev. Lett., vol. 53, 2173-2176, 1984
- [Mim95] MIMURA, R.; KINOKUNI, M.; SAWARAGI, H.; AIHARA, R.: *Development of a 100 keV Electron Beam Nanolithography System*. o. Ort: Eiko Engineering, Co. Ltd., Japan, 1995
- [Mit89] MITTELSTEIN, M.; MEHUYS, D.; YARIV, A.; UNGAR, J. E.; SARFATY, R.: *Broadband tunability of gain-flattened quantum well semiconductor lasers with an external grating*. Appl. Phys. Lett., vol. 54, 1092-1094, 1989
- [Moi99] MOISEEV, K. D.; MIKHAILOVA, M. P.; ZHURTANOV, B. I.; VORONINA, T. I.; ANDREYCHUK, O. V.; STOYANOV, N. D.; YAKOVLEV, YU. P.: *Electroluminescence and lasing in the type II Ga(Al)Sb/InGaAsSb heterostructures in the spectral range 3-5  $\mu\text{m}$* . Appl. Surface Sci., vol. 142, 257-261, 1999
- [Mor00] MORRISON, G. B.; CASSIDY, D. T.: *A Probability-Amplitude Transfer Matrix Model for Distributed-Feedback Laser Structures*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 36, 633-640, 2000
- [Mor97] MORTHER, G.; VANKWIKELBERGE, P.: *Handbook of Distributed Feedback Laser Diodes*. Boston, London: Artech House, 1997
- [Nab92] NABIEV, R. F.; ONISHCHENKO, A. I.: *Laterally coupled periodic semiconductor laser structures; Bloch function analysis*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, 2024-2032, 1992
- [Nak91] NAKANO, Y.; DEGUCHI, Y.; IKED, K.; LUO, Y.; TADA, K.: *Reduction of excess intensity noise induced by external reflection in a gain-coupled distributed feedback semiconductor laser*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 27, 1732-1735, 1991
- [Nat62] NATHAN, M. I.; DUMKE, W. P.; BURNS, G.; DILL, JR., F. H.; LASHER, G.: *Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions*. Appl. Phys. Lett., vol. 1, 62-64, 1962
- [Ots83] OTSUKA, K.: *Coupled-Wave Theory Regarding Phase-Locked-Array Lasers*. Electron. Lett., vol. 19, 723-725, 1983
- [Pao84] PAOLI, T. L.; STREIFER, W.; BURNHAM, R. D.: *Observation of supermodes in a phase-locked diode laser array*. Appl. Phys. Lett., vol. 45, 217-219, 1984
- [Pea91] PEARTON, S. J.: *Dry-etching techniques and chemistries for III-V semiconductors*. Materials Science and Engineering B, vol. 10, 187-196, 1991
- [Qui62] QUIST, T. M.; REDIKER, R. H.; KEYES, R. J.; KRAG, W. E.; LAX, B.; MCWORTHER, A. L.; ZEIGER, H. J.: *Semiconductor maser of GaAs*. Appl. Phys. Lett., vol. 1, 91-92, 1962
- [Rei00] REINHARDT, M.; FISCHER, M.; KAMP, M.; HOFMANN, J.; FORCHEL, A.: *1.3  $\mu\text{m}$  GaInNAs-AlGaAs Distributed Feedback Lasers*. IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 12, 239-241, 2000

- [Rip70] RIPPER, J. E.; PAOLI, T. L.: *Optical coupling of adjacent stripe-geometry junction lasers*. Appl. Phys. Lett., vol. 17, 371-373, 1970
- [Sar99] SARANGAN, A. M.; WRIGHT, M. W.; MARCIANTE, J. R.; BOSSERT, D. J.: *Spectral Properties of Angled-Grating High-Power Semiconductor Lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 35, 1220-1230, 1999
- [Sat00] SATO, S.: *Low Threshold and High Characteristic Temperature 1.3  $\mu\text{m}$  Range GaInNAs Lasers Grown by Metalorganic Chemical Vapor Deposition*. Jpn. J. Appl. Phys., vol. 39, 3403-3405, 2000
- [Sch00] SCHÄFER, F.: *Wachstum und Charakterisierung von GaInAs-AlGaAs-Quantenfilm- und Quantenpunkt-Laserstrukturen mit kurzperiodischen Übergitterbarrieren*. Würzburg, Universität, Physik, Dissertation, 2000
- [Sch03] SCHWERTBERGER, R.; GOLD, D.; REITHMAIER, J. P.; FORCHEL, A.: *Epitaxial growth of 1.55  $\mu\text{m}$  emitting InAs quantum dashes on InP-based heterostructures by GS-MBE for long-wavelength laser applications*. J. Crystal Growth, vol. 251, 248-252, 2003
- [Sch92] SCHATZ, R.: *Longitudinal spacial stability in symmetric semiconductor lasers due to spacial holeburning*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, 1443-1449, 1992
- [Sci79] SCIFRES, D. R.; STREIFER, W.; BURNHAM, R. D.: *Experimental and Analytic Studies of Coupled Multiple Stripe Diode Lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 15, 917-922, 1979
- [Sho96] SHOJI, H.: *Room temperature cw operation at the ground state of self-ordered quantum dot laser with multi-stacked dot layers*. Electron. Lett., vol. 32, 2023-2024, 1996
- [Söd99] SÖDERSTRÖM, D.; LOURDUDOSS, S.; CARLSTRÖM, C.-F.; ANAND, S.; KAHN, M.; KAMP, M.: *Buried heterostructure complex-coupled distributed feedback 1.55  $\mu\text{m}$  lasers fabricated using dry etching processes and quaternary layer overgrowth*. J. Sci. Vac. Technol. B, vol. 17, 2622-2625, 1999
- [Str75] STREIFER, W.; SCIFRES, D. R.; BURNHAM, R.: *Coupling Coefficients for Distributed Feedback Single- and Double-Heterostructure Diode Lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 11, 867-873, 1975
- [Str75b] STREIFER, W.; BURNHAM, R. D.; SCIFRES, D. R.: *Effect of external reflectors on longitudinal modes of distributed feedback lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 11, 154-161, 1975
- [Str79] STREIFER, W.; KAPON, E.: *Application of the equivalent-index method to DH diode lasers*. Appl. Opt., vol. 18, 3724-3725, 1979
- [Str88] STRZELECKI, E. M.; COHEN, D. A.; COLDREN, L. A.: *Investigation of tunable single frequency diode lasers for sensor applications*. IEEE J. Lightw. Technol., vol. 6, 1610-1618, 1988
- [Toh93] TOHMORI, Y.; YOSHIKUNI, Y.; ISHII, H.; KANO, F.; TAMAMURA, T.; KONDO, Y.; ET AL.: *Broad-Range Wavelength-Tunable Superstructure Grating (SSG) DBR Laser*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, 1817-1823, 1993

- [Tug85] TUGGLE, D. W.; SWANSON, L. W.: *Emission characteristic of the ZrO/W thermal field electron source*. J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 3, 220-223, 1985
- [Wei94] WEISBUCH, C.: *Recent progress in III-V quantum optoelectronic devices*. J. Crystal Growth, vol. 138, 776-785, 1994
- [Wel90] WELCH, D. F.; MEHUYUS, D.; PARKE, R.; WAARTS, R. G.; SCIFRES, D.; STREIFER, W.: *Coherent operation of monolithically integrated master oscillator amplifiers*. Electron. Lett., vol. 26, 1327-1329, 1990
- [Wer98] WERLE, P.: *A review of recent advances in semiconductor laser based gas monitors*. Spectrochimica Acta Part A, vol. 52, 197-236, 1998
- [Wer99] WERNER, R.: *Mikrostrukturierung von III/V - Halbleitermaterialien mittels Trockenätzprozesse für optoelektronische Bauelemente*. Würzburg, Universität, Physik, Dissertation, 1999
- [Wes86] WESTBROO, L. D.: *Measurement of  $dg/dN$  and  $dn/dN$  and their dependence on photonenergy in  $1.5 \mu\text{m}$  InGaAsP laser diodes*. IEE Proc. J., vol. 133, 135-142, 1986
- [Wil01] WILLEBRAND, H.; GHUMAN, B. S.: *Free Space Optics*. o. Ort: Sams Publishing, 2001
- [Woo92] WOODWARD, S. L.; KOREN, U.; MILLER, B. I.; YOUNG, M. G.; NEWKIRK, M. A.; BURRUS, C. A.: *A DBR laser tunable by resistive heating*. IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 4, 1330-1332, 1992
- [Yam87] YAMADA, M.; SAKUDA, K.: *Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach*. Appl. Opt., vol. 26, 3474-3478, 1987
- [Yos96] YOSHIMURA, T.; OHTA, H.; YAMAMOTA, J.; UCHINO, S.; GOTOH, Y.; TERASAWA, Y.: *Nanofabrication with a Novel EB System with a Large and Stable Beam Current*. Jpn. J. Appl. Phys., vol. 35, 6421-6425, 1996

## Publikationsliste

1. BLEUEL, T.; MÜLLER, M.; FORCHEL, A.  
*2- $\mu$ m GaInSb-AlGaAsSb Distributed-Feedback Lasers*  
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 13, 553-555, 2001
2. MÜLLER, M.; KAMP, M.; FORCHEL, A.; GENTNER, J.-L.  
*Wide-range-tunable laterally coupled distributed feedback lasers based on InGaAsP-InP*  
Appl. Phys. Lett., vol. 79, 2684-2686, 2001
3. MÜLLER, M.; FISCHER, M.; KAMP, M.; FORCHEL, A.; GENTNER, J.-L.  
*Wide range tunable laterally coupled distributed feedback lasers*  
Technical Digest of the Integrated Photonics Research Conference, 2002
4. MÜLLER, M.; KLOPF, F.; KAMP, M.; REITHMAIER, J. P.; FORCHEL, A.  
*Wide Range Tunable Laterally Coupled Distributed Feedback Lasers Based on InGaAs-GaAs Quantum Dots*  
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 14, 1246-1248, 2002
5. MÜLLER, M.; FISCHER, M.; KAMP, A.; FORCHEL, A.  
*1.3  $\mu$ m laterally gain coupled tunable distributed feedback lasers based on GaInNAs*  
Technical Digest of the 18th IEEE International Semiconductor Laser Conference, 51-52, 2002
6. MÜLLER, M.; GOLLUB, D.; FISCHER, M.; KAMP, M.; FORCHEL, A.  
*1.3  $\mu$ m continuously tunable distributed feedback laser with constant power output based on GaInNAs / GaAs*  
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 15, 897-899, 2003

### Patentanmeldungen:

“A widely tunable semiconductor laser with a lattice structure”, Europäisches Patentamt, Anmelder: nanoplus Nanosystems and Technologies GmbH, Gerbrunn, Anmeldungsnummer: 01124821.8-1231, angemeldet am 18.10.2001

“A semiconductor laser array with a lattice structure” , Europäisches Patentamt, Anmelder: nanoplus Nanosystems and Technologies GmbH, Gerbrunn, Anmeldungsnummer: 02005165.2-, angemeldet am 08.03.2002

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen meinen Dank aussprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit, direkt oder indirekt, beigetragen haben:

Prof. Dr. Alfred Forchel für die freundliche Aufnahme an den Lehrstuhl für Technische Physik sowie für die interessante Themenstellung der Arbeit und sein stetes Interesse an deren Verlauf.

Dr. Martin Kamp für die gute Betreuung der Arbeit von Seiten der Universität Würzburg und die vielen in diesem Zusammenhang geführten Diskussionen.

Dr. Johannes Koeth für die Unterstützung von Seiten der Firma nanoplus Nanosystems and Technologies GmbH, Gerbrunn bei Fragestellungen jeglicher Art.

Meinem Praktikanten Johannes Renner sowie meinen beiden Diplomanden Nicolas Koslowski und André Somers für die Unterstützung bei der Herstellung und Charakterisierung der Laserproben.

Monika Emmerling, Silke Kuhn, Adriana Wolf, André Riebe sowie allen anderen technischen Assistenten/Innen am Lehrstuhl für Technische Physik für die Mithilfe bei der Prozessierung bzw. Charakterisierung der Laserproben und die in diesem Zusammenhang geführten konstruktiven Gespräche.

Gerhard Heller für die kompetenten Hilfestellungen bei technischen Problemen.

Allen anderen Mitarbeitern/Innen des Lehrstuhls für Technische Physik sowie der Firma nanoplus Nanosystems and Technologies GmbH, Gerbrunn für die gute Zusammenarbeit und die fruchtbaren Diskussionen.

Meiner Frau Kerstin für die Unterstützung und die Geduld, die sie mir während der Erstellung dieser Arbeit entgegengebracht hat.

# Lebenslauf

Martin Müller, geboren am 4. Februar 1973 in Wertheim

September 1985 – Juni 1993	Schönborngymnasium Würzburg
Juli 1993 – August 1994	Zivildienst beim Arbeiter-Samariter Bund in Würzburg
August 1994 – Dezember 1994	5 monatiger Auslandsaufenthalt in den USA, davon 3 monatiges Vorpraktikum bei MOR Engineering Company, Inc., Lake Zurich, IL
März 1995	Beginn des Studiums der Physikalischen Technik an der Fachhochschule Heilbronn
März 1996 – August 1996	1. Praxissemester: Preussag – Noell GmbH, Würzburg
August 1997 – März 1998	2. Praxissemester: PLD Advanced Automation Systems, Inc., Rockledge, FL, USA
März 1999 – Oktober 1999	Diplomarbeit: Angewandte Solarenergie – ASE GmbH, Heilbronn; Thema: End-of-life Optimierung einer GaInP/GaAs-Tandemsolarzelle für den Weltraum
Oktober 1999	Abschluss des Studiums: Dipl.-Ing. (FH) für Physikalische Technik
November 1999 – April 2003	Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der Firma nanoplus Nanosystems and Technologies GmbH, Gerbrunn mit der Möglichkeit zur Promotion, sowie Studium der Physik an der Julius-Maximilians-Universität Würzburg zur Erlangung der Promotions-eignung
Mai 2003 – August 2004	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Technische Physik der Julius-Maximilians-Universität Würzburg
seit Oktober 2004	Entwicklungsingenieur bei der Osram Opto Semiconductor GmbH, Regensburg