

Faser-Bragg-Gitter stabilisierte Halbleiterlaser für die optische Telekommunikation

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Martin Becker,
geboren am 9. Mai 1969 in Ludwigshafen am Rhein

Gutachter:

1. Prof. Dr. Hartmut Bartelt

2. Prof. Dr. Ernst Brinkmeyer

3. Prof. Dr.-Ing. Remigius Zengerle

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 14. Juli 2006

Tag der öffentlichen Verteidigung: 17. Oktober 2006

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
1 Einführung	1
2 Einordnung des Fasergitterlasers	4
2.1 Fasergitterlaser als Pumpquellen	6
2.2 Fasergitterlaser zur Erzeugung von Pulszügen	7
2.3 Direkt modulierte Fasergitterlaser	8
3 Aufbau, Grundlagen und Applikationen	9
3.1 Laboraufbau des Fasergitterlasers	9
3.2 Modellierung und Analyse der Modenverteilung	12
3.2.1 Ansatz mit dem Matrixformalismus	13
3.2.2 Anwendung des Matrixformalismus auf den Fasergitterlaser	14
3.2.3 Analyse der Modenverteilung im Experiment und im Vergleich zu den Transfermatrizen	17
3.3 Modellierung und Analyse der Ausgangsleistungen und Leistungskennlinien durch Ratengleichungen	20
3.3.1 Bilanzgleichungen für Halbleiterlaser	20
3.3.2 Ausweitung der Bilanzgleichungen auf den Fasergitterlaser	21
3.3.3 Gleichungen zur Berechnung der Ausgangsleistungen des Fasergitterlasers	22
3.3.4 Ausgangscharakteristiken des Fasergitterlasers unter Variation der Aus- koppeffizienz	24
3.3.5 Strom-Leistungskennlinien des Fasergitterlasers	24
3.4 Messung des Einflusses der Moden der externen Kavität	25
3.4.1 Resonatorlängen-Leistungskennlinien	26
3.4.2 Reflexions-Leistungskennlinien	28
3.4.3 Strom-Leistungskennlinien mit Modensprung	28
3.5 Experimenteller Nachweis der Modulierbarkeit	32
3.6 Aktive Wellenlängenstabilisierung	33
3.6.1 Funktionsweise der Wellenlängenstabilisierung	34
3.6.2 Anwendung der Wellenlängenstabilisierung	36
3.7 Messung des Einflusses der Moden der internen Kavität	38
3.8 Wellenlängenschaltbarer Fasergitterlaser	40
3.8.1 Realisierung des schaltbaren Fasergitterlasers	41
3.8.2 Wellenlängenstabilisierter und -schaltbarer Fasergitterlaser	42
3.8.3 Datenübertragungseigenschaften des schaltbaren Fasergitterlasers	44
3.9 Machbarkeitsstudie der Anwendung industrieller Fertigungstechnologie auf den Fasergitterlaser	45
3.9.1 Verhalten des Fasergitterlasers bei aktiver Ankopplung	45
3.9.2 Einbau des Fasergitterlasers in ein koaxialsymmetrisches Gehäuse	48

3.9.3	Temperatur-Leistungskennlinien des eingeschweißten Fasergitterlasers . . .	49
3.9.4	Strom-Leistungskennlinien des eingeschweißten Fasergitterlasers	50
3.9.5	Aktive Wellenlängenstabilisierung des Fasergitters im Gehäuse	51
4	Wanderwellenmodell und Zugang zur Laserdynamik	53
4.1	Zugangsweisen zur Modellierung der Fasergitterlaserdynamik	54
4.2	Schematische Funktionsweise des Wanderwellenmodells	54
4.3	Auswahl der Feinheit der Diskretisierung	56
4.4	Modellierung der spektralen Eigenschaften von Faser-Bragg-Gittern mit dem Wanderwellenmodell	56
4.4.1	Implementierung des Faser-Bragg-Gitters	57
4.4.2	Berechnung von Reflexion und Transmission von Faser-Bragg-Gittern mit monochromatischem Licht	58
4.4.3	Berechnung von Reflexion und Transmission von Faser-Bragg-Gittern mit spektral breitbandiger Anregung	60
4.5	Ausweitung des Wanderwellenmodells auf den Fasergitterlaser	61
4.5.1	Entwicklung der Photonendichte innerhalb des Verstärkers	61
4.5.2	Einfluss der Ladungsträgerdichte	63
4.5.3	Numerischer Tiefpass	64
4.6	Simulation des Anschaltvorgangs des Fasergitterlasers	64
4.7	Simulation der Änderung der Resonatorlänge	66
4.8	Simulation der Strom-Leistungskennlinien mit Modensprung	68
4.9	Simulation der Wellenlängenstabilisierung	68
4.10	Simulation von Strom-Leistungskennlinien mit aktiver Wellenlängenstabilisierung	69
4.11	Simulation von Augendiagrammen	70
4.11.1	Implementierung der Modulation mit Daten	70
4.11.2	Einfluss der Phasenanschlussbedingung auf das Augendiagramm	72
4.12	Simulation des wellenlängenschaltbaren Fasergitterlasers	73
4.12.1	Implementierung des Doppel-Bragg-Gitters	74
4.12.2	Berechnung des Arbeitsbereichs des Fasergitterlasers mit Doppel-Bragg- Gitter	74
4.12.3	Modulationseigenschaften des modellierten, wellenlängenschaltbaren Fa- sergitterlasers	76
5	Zusammenfassung und Ausblick	78
	Literaturverzeichnis	81
A	Allgemeine Anmerkungen	I
A.1	Anpassung des Füllfaktors an den Fasergitterlaser	I
A.2	Einfluss der Photonendichte auf die elektrische Leitfähigkeit der Rekombinati- onsschicht	II
A.3	Einfluss der Nebenmoden der internen Kavität auf die Photonenlebensdauer . .	III
B	Laserparameter	V
C	Symbolverzeichnis	VII
D	Abkürzungsverzeichnis	XI

Kapitel 1

Einführung

Das Technologiezeitalter hat global eine informationshungrige Gesellschaft hervorgebracht.

Um deren Bedürfnissen gerecht zu werden, bedarf es der Sättigung des steigenden Datenbedarfs von 10 %/Jahr bei Sprachkommunikation und 80 %/Jahr für Datentransfer [Kar00, Abschnitt 1.1] zur Bereitstellung von Mobilfunk, Ton-, Daten-, Text-, Bild-, Sprach-, Multimediadiensten und Videokonferenzen. So dominiert seit dem Jahr 2000 der globale Datenaustausch gegenüber dem Sprachverkehr [Agd00, Des05]. Man benötigt Datenraten von 2 MBit/s bis 15 MBit/s für ein komprimiertes TV-Bild (mpeg-2), was dekomprimiert die physiologische Grenze des Benutzers mit 200 MBit/s weitgehend auslastet [Agd00], bis zu 307 MBit/s für eine komprimierte Kinoprojektion [DCI05].

Zwei Meilensteine zur Bewältigung des Problems der Deckung des Bedarfs an Datenübertragung sind die Integration von Telekommunikation, Computertechnik und Unterhaltungselektronik sowie der Wechsel vom Fernsprechnet zur Hochgeschwindigkeits-Datenautobahn.

Auf Grund des höheren Potentials an Übertragungsraten, Reichweite, Störsicherheit und geringeren Kabelkosten bei Glaswellenleitern im Vergleich zu Koaxial- oder Twisted-Pair-Kabeln [Noa00] wird das Rückgrat¹ der Datenautobahnen zunehmend durch optoelektronische Bauelemente und Lichtwellenleiter gebildet. Kern dieser Systeme sind die Weitverkehrsverbindungen (long-haul) und Kernringe (core ring), welche mit dichtem Wellenlängenmultiplex betrieben werden². Dort koppeln sich die Zwischenverteiler an, wobei zunehmend grobes Wellenlängenmultiplex³ zum Einsatz kommt [Gro05]. Wenn auch der Endnutzer meistens über elektrische Verbindungen oder Mobilfunk angebunden bleibt, werden sich die optischen Netze im Laufe

¹backbone: physikalische Verbindung verschiedener Teilnetze

²DWDM (Abk. für dense wavelength division multiplexing): Technologie mit einer größeren Anzahl von Wellenlängen > 40 , die in die Faser eingekoppelt werden.

³CWDM (Abk. für coarse wavelength division multiplexing): Technologie mit einer kleineren Anzahl von Wellenlängen < 10 in der Faser

der Zeit in den Zugangsbereich hinein (Access Networks) bis zum Hausanschluss⁴ oder gar bis zum PC⁵ ausbreiten. Im Vordergrund stehen deshalb die Entwicklung und die Demonstration zuverlässiger, einfacher und somit kostengünstiger Netzelemente, Teilnehmeranschlüsse und Komponenten. Das betrifft, insbesondere auf der Komponentenebene, die Entwicklung schneller Sendeelemente, Empfängermodule und Glasfasern zur hochbitratigen Datenübertragung.

An Versuchen, diesem Ziel bei der Entwicklung von Sendeelementen näherzukommen, hat es in letzter Zeit nicht gefehlt. An erster Stelle seien die direkt modulierten Halbleiterlaser genannt, welche sich grob in verschiedene Gruppen aufteilen lassen: Fabry-Pérot-Laser [Lee82, Lau85], Laser mit gekoppelten Resonatoren⁶ [Ebe82, Ebe83, Col83], Laser mit externem Resonator [Pre81], Laser mit verteilter Rückkopplung⁷ [Bur76] und Laser mit integriertem Bragg-Spiegel⁸ [Sue85]. Geeignete Laser zur Datenübertragung müssen speziellen Spezifikationen in Bezug auf Modulierbarkeit, Wellenlängenstabilität und spektraler Reinheit genügen. Letztere ist wesentlich bei der Minimierung des dispersionsbedingten Verschmierens der Pulse bei der Datenübertragung durch Glasfasern [Hil75]. Die Realisierung von Übertragungssystemen mit dichtem Wellenlängenmultiplex verschärft die Forderungen an Monomodigkeit, Schmalbandigkeit, Seitenmodenunterdrückung, Wellenlängenstabilität und Linienverbreiterung unter Modulation. Markttechnisch hat sich der DFB-Laser durchgesetzt, bei dem die Funktion der Spiegelfacette durch eine Gitterstruktur innerhalb des verstärkenden Mediums ersetzt wird.

Um der Anfälligkeit monolithischer Halbleiterlaser gegenüber Temperatur- und Ladungsträgeränderungen auszuweichen, lassen sich auch hybride DBR-Laser einsetzen [Ham85], deren wellenlängenselektive Sektion in einem Glaswellenleiter integriert ist, welcher optisch mit der lichtverstärkenden Halbleiterdiode verkoppelt ist. Das kann auch mit Faser-Bragg-Gittern geschehen, welche sich zum Aufbau von Fasergitterlasern verwenden lassen. Faser-Bragg-Gitter sind im Glasfaserkern integrierte Phasengitter, welche in diesem Falle die Funktion als wellenlängenselektive kontradirektionale Koppler erfüllen [Hag98]. Die Verschiebung der Reflexionswellenlänge der Bragg-Gitter in Glaswellenleitern bei der Änderung der Temperatur ist eine Größenordnung geringer als die Wellenlängendrift bei Halbleiterlasern, so dass sich hier entscheidende Verbesserungen der Wellenlängenstabilität erwarten lassen [Syk01]. Das bedeutet eine Verbesserung dahin gehend, dass sich bei Übertragungssystemen die Temperaturtoleranz um ein Vielfaches erhöht [Tim97b]. Attraktiv wird der Fasergitterlaser durch die Möglichkeit der Integrabilität mit planaren Wellenleiterstrukturen [Tan96], wodurch sich der (Faser-)Gitterlaser

⁴FTTH: Fiber to the home

⁵FTTPC: fiber to the desktop PC

⁶C³-Laser: Cleaved Coupled Cavity

⁷DFB Laser: Distributed Feedback Laser

⁸DBR-Laser: Distributed Bragg Reflector Laser

mit passiven optischen Strukturen verbinden lässt [Tan99] und sich damit integriert komplexe Systeme modular aufbauen lassen [Gal98, Tan02a, Tan02b, Tan02c]. Ein weiterer Vorteil von Fasergitterlasern ist die Möglichkeit, den Laser komplett zu fertigen und die Betriebswellenlänge erst vor der Auslieferung einzuprägen und somit Herstellungs- und Lagerungskosten zu minimieren [Kas98].

Um die Vielheit der Möglichkeiten mit dem direktmodulierbaren Fasergitterlaser zu vereinheitlichen, ist in dieser Arbeit der Versuch gemacht worden, mit verschiedenen eigenständigen Modellen (Transfermatrizen, Ratengleichungen, Wanderwellenmodell) eine umfassende Beschreibung der Eigenschaften zu liefern und diese in ein Netzwerk an Experimenten (Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Modenstruktur, Strom-Leistungskennlinien, Augendiagramme) zu integrieren. Daraus werden auf der experimentellen Ebene neue Laserkonzepte (Wellenlängenstabilisierung und -schaltbarkeit) abgeleitet. Die Modellierung wird auf diese neue Laserkonzepte angepasst, so dass es möglich wird, bei allen Laserkonzepten Einflüsse zu simulieren, welche im Experiment nicht ohne weiteres zugänglich sind (Eindringtiefe des Lichtes in das Faser-Bragg-Gitter, Einfluss der Ladungsträgerdichte).

Die Betrachtungen zur Erklärung der Eigenschaften des Faser-Bragg-Gitter stabilisierten Halbleiterlasers erfolgen in drei Stufen. Das Transfermatrixmodell erlaubt die Untersuchung der Modenverteilung eines Systems aus mehreren Resonatoren, somit auch der residualen longitudinalen Moden des antireflexbeschichteten Halbleiterchips. Im zweiten Schritt werden die Ratengleichungen für monolithische Fabry-Pérot-Halbleiterlaser angepasst. Damit können die Verhaltensweisen von Monitordiodenstrom und ausgekoppelter Leistung sowie die Strom-Leistungskennlinien des Fasergitterlasers erklärt werden. Der letzte Schritt geht über die numerische Berechnung der phasensensitiven, zeit- und ortsabhängigen Ratengleichungen für Halbleiterlaser. Sie erlauben unter anderem die Berechnung von Strom-Leistungskennlinien mit Modensprüngen und das Verhalten des Fasergitterlasers unter Modulation.

Zur experimentellen Erfassung der Eigenschaften wurde ein Messplatz zur Charakterisierung von Faser-Bragg-Gitter stabilisierten Halbleiterlasern aufgebaut und entsprechende Messverfahren ausgearbeitet. Dies impliziert den Zugang zu den spektralen Eigenschaften als auch den Nachweis der Datenübertragungseigenschaften bei 2,5 GBit/s. Parallel wurde hierzu eine aktive Wellenlängenstabilisierung entwickelt und implementiert. In einer erweiterten Modifikation lässt sich der Fasergitterlaser zwischen mehreren Wellenlängen schalten. Der Fasergitterlaser wurde als Machbarkeitsstudie in ein Gehäuse eingeschweißt und getestet.

Kapitel 2

Einordnung des direkt modulierbaren Fasergitterlasers

Der Fasergitterlaser ist eine Weiterentwicklung des ursprünglichen Fabry-Pérot Halbleiterlasers. Die Erweiterung, skizziert in der Abbildung 2.1, besteht in der Ankopplung eines wellenlängen-selektiven Elements, realisiert durch die Ankopplung eines Faser-Bragg-Gitters an den Halbleiterlaser. Zusätzlich werden die Eigenmoden des Halbleiterlasers mit einer dem Gitter zugewandte Seite versehenen Antireflexbeschichtung unterdrückt und die Güte des Resonators mit einer Verspiegelung auf der gegenüberliegenden Seite verbessert [Mar02].

Der Fabry-Pérot Halbleiterlaser ist auf Grund seiner schwer beeinflussbaren Wellenlänge und seiner Tendenz zur spektralen Breitbandigkeit unter Modulation nur begrenzt als Element für die optische Nachrichtenübertragung einsetzbar. Das spektrale Verhalten eines konventionellen Fabry-Pérot Halbleiterlasers lässt sich in Abhängigkeit steigender Stromstärke in vier Teilbereiche untergliedern: 1. Bereich spontaner Emission unterhalb der Laserschwelle, 2. Einsetzen der Moden um das Gewinnmaximum ab der Laserschwelle, 3. Sättigungsbereich der Nebenmoden [Lee82] und weiteres Anwachsen der zentralen Mode und 4. longitudinale Multimodigkeit, da die Ladungsträgerdiffusion nicht mehr ausreicht, die Stabilität der Zentralmode aufrecht zu erhalten [Iid73]. Das Verhalten wird von Inhomogenitäten in der Laserdiode beeinflusst, was

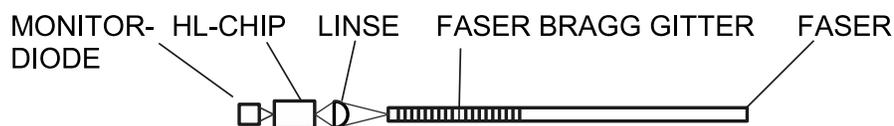


Abb. 2.1: Schema eines Fasergitterlasers. Die verwendete Konfiguration verwendet eine Siliziumlinse zur Einkopplung, was eine kurze Resonatorlänge ermöglicht.

Asymmetrien im Spektrum zur Folge hat [Ebe89]. Die spektrale Position der aktiven Moden wird durch Temperatur und Elektronendichte beeinflusst, wobei Ersteres die Lage der Bandkante und somit die Zentralmode bestimmt. Wird der Laser moduliert, werden die Moden um die Zentralmode begünstigt und der Laser arbeitet nicht mehr mit einer Laserlinie [Pet78, Mar83].

Die grundlegenden Versuche mit dem Schema des Fasergitterlasers, das ist das eines hybriden Lasers mit integriertem Bragg-Reflektor (DBR-Laser), basieren auf der Kopplung von Halbleiterlasern an Glaswellenleitern mit einer lithographisch integrierten Gitterstruktur [Ham85, Ols88]. Diese dienen dem Nachweis, dass der hybride Aufbau gegenüber monolithischen Halbleiterlasern Verbesserungen in der Wellenlängenstabilität, Linienbreite und der Wellenlängendrift unter Modulation erreicht. In der zweiten Generation befindet sich das Gitter nicht mehr in einem separaten Glaselement, sondern wird in der auskoppelnden Glaslichtleitfaser integriert [Bri86, Bur88, Par86]. Das bringt den Vorteil mit sich, dass die Arbeitsschritte der Ankopplung der Faser und der wellenlängenselektiven externen Kavität zusammengelegt werden. Diese zweite Generation an Fasergitterlasern verwendet geätzte Gitterstrukturen, welche in der dritten Generation durch photolithographisch direkt eingeschriebene Faser-Bragg-Gitter ersetzt werden [Bir91]. Dadurch wird der Fasergitterlaser zum Kandidat für eine kostengünstige Komponente in der optischen Nachrichtenübertragung, insbesondere durch die Möglichkeit, im Gegensatz zu DFB-Halbleiterlasern alle Herstellungsschritte der Laserdiode mit optischer Lithographie zu realisieren und auf Elektronenstrahlolithographie zu verzichten [Hüb97b].

Trotz dieser einheitlichen Grundstruktur bilden die Fasergitterlaser eine Gruppe von unterschiedlichen Typen mit charakteristischen physikalischen Betriebsbereichen und unterschiedlichen Anwendungen. Das macht eine Standortbestimmung notwendig.

Diese Notwendigkeit der Eingrenzung kommt zum einen aus der Einordnung als Laser mit externer Kavität. Optische Rückkopplung von Licht in einen Halbleiterlaser kann das Verhalten des Lasers signifikant beeinflussen. Um dieses zu erfassen, gibt es anhand von Experimenten mit einem DFB-Laser eine phänomenologische Unterteilung im Bereich geringer Rückkopplungen (-80 dB) bis starken Rückkopplungen (> -10 dB) in fünf abgegrenzte Betriebsbereiche [Tka86]. Es wird unterschieden zwischen 1. reduzierter bzw. verbreiteter Linienbreite, 2. potentieller Linienaufspaltung, 3. stabilem Laserbetrieb, der von der Phase des rückgekoppelten Lichtes unabhängig ist, 4. stark reduzierter Kohärenz und 5. stabilem Verhalten unter starker Rückkopplung. Fasergitterlaser werden im Normalfall mit Hilfe von Laserdioden mit hochwertiger Antireflexschicht und möglichst hohen Koppeleffizienzen aufgebaut und sind in den 4. und 5. Bereich zuzuordnen.

Eine anschaulichere Zugangsweise liefert die Einordnung der publizierten Fasergitterlaser

in deren Betriebsparametern. Man kann Fasergitterlaser mit kurzen (< 2 cm) oder langen (> 10 cm) Resonatoren, bzw. mit schmalbandig ($< 0,2$ nm) oder breitbandig ($> 0,5$ nm) reflektierenden Bragg-Gittern aufbauen. Daraus ergeben sich vier Kombinationsmöglichkeiten mit spezifischen Anwendungsgebieten. Die dementsprechenden Fasergitterlaser dienen zur Erzeugung schmaler Laserlinien [Hua94, Loh95, Tim03], als Pumpquellen von optischen Verstärkern, als Quelle von wellenlängenstabilen Pulszügen und als stabile Laserquelle für die Direktmodulation. Der wesentliche Anwendungsbereich liegt in den letzten drei Fasergitterlasertypen, welche als Komponenten in der optischen Nachrichtenübertragung eingesetzt werden [Oth99, Arc97]. Diese Arten lassen sich in zwei Teilbereiche eingliedern. Der eine Teilbereich bezieht sich auf Pumpquellen für Faserverstärker, der andere dient der Übertragung von Daten. Die Fasergitterlaser zur Datenübertragung arbeiten entweder als Quelle für Pulszüge zur Übertragung im RZ¹ oder im NRZ² Format mit Direktmodulation. Bei adäquater Dimensionierung kann ein Fasergitterlaser beide Funktionen erfüllen [Mik02].

Die in dieser Arbeit vorgestellte Realisierung des Fasergitterlasers, bei dem die Kopplung mittels einer Siliziumlinse mit einer Fokuslänge von $260 \mu\text{m}$ [Alt99] realisiert wird, ermöglicht kurze Resonatorlängen. Durch die Verwendung von Gittern mit einer Reflexionshalbwidthbreite von $\Delta\lambda \approx 0,1$ nm ordnet sich der Laser an Hand der folgenden Klassifikation in die letzte der aufgezählten Fasergitterlasertypen. Daher wird sich diese Arbeit im Anschluss an dieses Kapitel auf den Fasergitterlaser beziehen, der zur Datenübertragung mit direkter Modulation dient.

2.1 Fasergitterlaser als Pumpquellen für Faserverstärker

Fasergitterlaser als Pumpquellen für Erbium dotierte Faserlaser oder -verstärker sind Laser mit geringen Intensitätsschwankungen im niederfrequenten Bereich, welche im Vergleich zu Fabry-Pérot-Dioden durch die Änderung der Umgebungs- und Betriebsbedingungen praktisch nicht beeinflusst werden [Ven94]. Dadurch erreicht man eine ausreichende Wellenlängenstabilität, um die Absorptionsbande des Erbiums ohne Temperaturstabilisierung zu treffen [Goy98b]. Die Laser müssen so konzipiert sein, dass durch Modenwanderung und -sprünge keine niederfrequenten Intensitätsschwankungen auftreten. Dazu werden für den Pump Laser angepasste Schritte zur Optimierung der Austrittsspiegel der Pumpdiode im Hinblick auf die Ausgangsleistung benötigt. Zum einen muss die Länge des externen Resonators ausreichen, um außerhalb

¹RZ (Return-to-Zero): Signal mit binär codierten Nutzdaten, bei dem nach der Übertragung eines Bits das Signal auf das Nullniveau zurückfällt.

²NRZ (Non-Return-to-Zero): Signal mit binär codierten Nutzdaten, das im Gegensatz zum RZ-Signal nicht in regelmäßigen Abständen auf das Nullniveau zurückfällt.

der Kohärenzlänge rückzukoppeln [Wan04], wobei man auch möglichst breitbandig reflektierende Faser-Bragg-Gitter verwendet [Ham96]. Zum anderen wird die Austrittsfläche auf wenige Prozent entspiegelt, um die Transmission zu erhöhen. Durch die große Resonatorlänge kommen Polarisierungseffekte der Faser ins Spiel. Der Halbleiterlaser arbeitet mit polarisiertem Licht, wodurch Polarisierungsschwankungen in der Faser Intensitätsschwankungen zur Folge haben [Dav04]. Auch wenn die Begrifflichkeiten wie Schwankungen des Monitordiodenstroms, der Ausgangsleistung und des Schwellstroms Analogien zum direkt modulierbaren Fasergitterlaser zeigen, sind die physikalischen Ursachen anderer Natur und die Erklärungsmodelle für Pump-laser lassen sich nicht ohne weiteres auf den direkt modulierten Fasergitterlaser anwenden. Empfohlene Parameter für Pumplaser sind 1 %-2 % Reflexionsvermögen der Antireflexschicht, eine spektrale Breite des Bragg-Gitters von 2 nm und ein Bragg-Gitter mit 6 %-10% Reflexionsvermögen [Mug00]. Lange Resonatoren mit geringer Koppeffizienz erlauben das Stabilisieren mehrerer Pumplaser mit einem Faser-Bragg Gitter [Gil94].

2.2 Fasergitterlaser zur Erzeugung von wellenlängenstabilisierten Pulszügen

Werden Fasergitterlaser mit kurzer Resonatorlänge und spektral breit ausfallenden Gittern, so dass mehrere Moden der externen Kavität gleichzeitig anschwingen können, ausgelegt, so lässt sich dieser Typus zur Generierung von Pulszügen in der Nachrichtenübertragung einsetzen. Das RZ „return to zero“ Modulationsformat erfordert modensynchronisierte Sendeelemente als Quellen bandbreitenlimitierter Pulse, vorzugsweise mit 40 GHz Pulsfolge oder mehr. Modenkopplung ist eine effiziente Technik zur Erzeugung kurzer Pulse. Da die Umlauffrequenzen innerhalb von Laserdioden im Terahertz-Bereich liegen, ist man hier auf die Verwendung externer Kavitäten angewiesen [Vas92]. Durch die Kompaktheit und die Kompatibilität mit der Fasergittertechnologie bieten sich Fasergitterlaser als Kurzpulsquellen an. Das Faser-Bragg-Gitter wirkt bandbreitenlimitierend und macht den Fasergitterlaser ideal für Wellenlängenmultiplexsysteme [Bur88]. Die zu übertragene Bitrate bestimmt die Resonatorlänge [Mor92], so dass die Grenze der maximalen Datenübertragung sich daraus festlegt, wie klein der Laser gebaut werden kann. Mit diesem Typus Fasergitterlaser sind Pulsfolgen bis 40 GHz erzeugt [Dül00, Arb01, Dül01, Mik01a, Kal01] und Übertragungssysteme bis 40 GBit/s aufgebaut worden [Arb01, Mik01b]. Fasergitterlaser dieser Art benötigen als Transmitterelemente einen nachgeschalteten Modulator. Eine erweiterte Variante dieses Fasergitterlasers verwendet eine

über das Gitter linear variierende Brechzahlmodulationsperiode, wodurch sich eine verbesserte Toleranz gegenüber der Anregungsfrequenz ergibt [Mor93, Mor95].

2.3 Direkt modulierte Fasergitterlaser

Sollen Daten im NRZ („non return to zero“) Modulationsformat mit einem Halbleiterlaser mit externer Kavität übertragen werden, so muss die effektive Länge des externen Resonators ausreichend klein gewählt werden, so dass dem Laser innerhalb eines Bits mehrere Resonatorumläufe zur Verfügung stehen, da sonst der Laser die Leistung nicht an die Plateaus der übertragenen Bits anpassen kann. Als weitere Forderung gilt, dass der Laser ohne Intensitätsfluktuationen im hochfrequenten Bereich arbeitet, also im monomodigen Betrieb. Das wird durch die Verwendung eines schmalbandig reflektierenden Gitters begünstigt.

Innerhalb dieser Randbedingungen sind Fasergitterlaser mit einer großen Vielfalt von Resonatorkonfigurationen realisiert worden. Hierzu gehören Faserkopplungen mit Fasertaper [Bir91], Halbleitertaper [Zen96, Bis99], auf die Faser aufgeklebte Mikrolinse [Nas98], Gradientenlinse [Cha00] sowie Kugellinse [Max94]. Der Lasertypus lässt sich mit planaren Wellenleiterstrukturen anstatt Fasern realisieren [Max94, Mor91, Tan96] und mit oberflächenemittierenden Lasern (VCSEL) betreiben [Giu99]. Ein Vorteil von Fasergitterlasern gegenüber Halbleiterlasern mit verteilter Rückkopplung (DFB-Lasern) ist ihre geringere Linienbreite [Pan96, She99]. Da die Wurzel der Linienbreite proportional zur Wellenlängendrift bei Modulation (Chirp) ist [Ols87], erlaubt dieses Lasersystem längere Übertragungstrecken ohne Dispersionskorrektur [Chu02, Tim97a, Tim97b]. Mit Fasergitterlasern sind Ausgangsleistungen bis 1,35 W [Goy98a] und Übertragungskapazitäten bis 10 GBit/s nachgewiesen worden [Pao97, Pao98, Tim99].

Mit dem Begriff Fasergitterlaser wird im Folgenden der direkt modulierbare Fasergitterlaser bezeichnet.

Kapitel 3

Aufbau, Grundlagen und Applikationen des Fasergitterlasers

In diesem Kapitel werden die grundlegenden spektralen Eigenschaften des Fasergitterlasers ausgearbeitet und neue Applikationen daraus abgeleitet. Das beginnt mit dem Laboraufbau und dem Nachweis der Funktionalität des Fasergitterlasers im Abschnitt 3.1. Daran schließt sich eine Analyse der Position der Moden der externen Kavität mit dem Transfermatrixmodell im Abschnitt 3.2 an, bei der die nicht-ideale Antireflexschicht, die eine interne Kavität aufbaut, als Störfaktor auftaucht. Die Betrachtung der Ratengleichungen für Halbleiterlaser im Abschnitt 3.3 zeigt, dass die relative Position der Moden des externen Resonators zum Reflexionspektrum des Bragg-Gitters eine starke Wellenlängenabhängigkeit der Ausgangsleistung und des Monitordiodenstroms bewirkt. Experimentell wird dies durch Variation der Resonatorlänge im Abschnitt 3.4 verifiziert. Die so gewonnenen Ergebnisse lassen sich zur Interpretation von Modensprüngen in den Strom-Leistungskennlinien einsetzen. Als erstes Applikationsbeispiel wird die aktive Wellenlängenstabilisierung im Abschnitt 3.6 demonstriert, die durch Ausschluss des Einflusses der Moden der externen Kavität den verbleibenden Einfluss der Moden der internen Kavität sichtbar machen lässt (Abschnitt 3.7). Dies wiederum führt auf die Möglichkeit der Anwendung als wellenlängenschaltbarer Laser im Abschnitt 3.8. Die so gewonnenen Erkenntnisse sind Grundbausteine für die praktische Anwendung und werden auf die Arbeitsweise des eingeschweißten Fasergitterlasers im Abschnitt 3.9 übertragen.

3.1 Laboraufbau des Fasergitterlasers

Zur Analyse der Modenverteilung und der Ausgangsleistung dient ein Messplatz zur Variation der Betriebstemperatur und der Koppeleffizienz (Abbildung 3.1). Damit eröffnet sich die

Möglichkeit, das Zusammenspiel verschiedener Ursachen, wie z.B. interne und externe Resonatoreffekte, in seine Einzelteile zu zergliedern und getrennt zu untersuchen. Der Laboraufbau

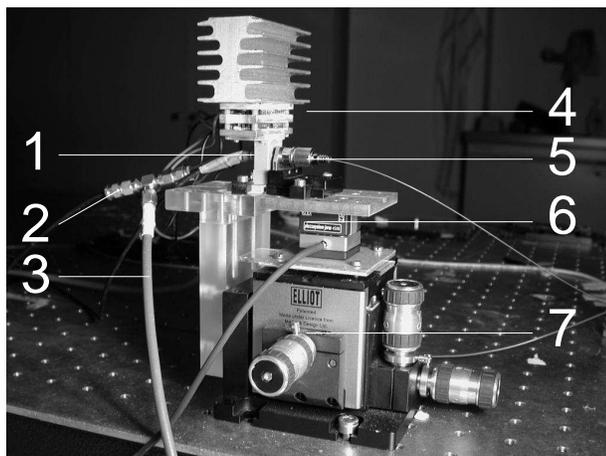


Abb. 3.1: Laboraufbau des Fasergitterlasers. 1. Laserdiode mit Koppeloptik, 2. Stromzuführung, 3. Abgriff für die Wellenlängenstabilisierung, 4. Thermoeinheit, 5. Faser-Bragg-Gitter in FC/APC Ferrule, 6. Piezotranslator und 7. manueller Verschiebetisch

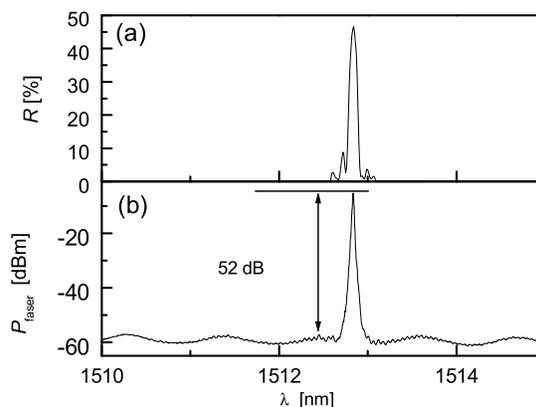


Abb. 3.2: Mit einem Gittermonochromator aufgenommenes Spektrum des Fasergitterlasers (b) und das dazugehörige Reflexionsspektrum des Faser-Bragg-Gitters (a)

des Fasergitterlasers ist in einem kleinen Netzwerk mit Mess- und Steuerungstechnik integriert (Abbildung 3.4). Laserdiodenstrom und die Laserdiodentemperatur werden von einem Laserdiodentreiber (ILX Lightwave LDC3722) übernommen, der gleichzeitig zur Messdatenaufnahme des Monitordiodenstroms dient. Der antireflexbeschichtete Halbleiterlaser ist in einem Lasergehäuse auf eine optische Mikrobank zwischen zwei Umlenkspiegeln montiert. Diese dienen gleichzeitig als Montagehalterung für die Siliziumlinse zur Faserankopplung und der Monitor diode (vgl. Abbildung 3.33(a) auf Seite 49). Die Laserdiode ist so in dem Gehäuse montiert, dass der Fokussierungskonus zur optimalen Einkopplung in das angeschrägte Faserende nach der Linse ein Ausgangsschielwinkel von 3° aufweist [Alt99]. Der Aufbau mit dem Laserchip befindet sich in einer thermisch stabilisierbaren Halterung.

In der Nähe des Faserendes, in das eingekoppelt wird, befindet sich ein Faser-Bragg-Gitter, welches in eine Singlemodefaser der Telekommunikation (Stufenindexfaser) eingeschrieben wurde. Dieser Fasertyp bietet den Vorteil der optimalen Anpassung des Modenfeldes, auf das die Einkoppeloptik angepasst ist.

Die Gitterstrukturen (Abbildung 3.3) werden photolithographisch mit einem Talbot-Interferometer hergestellt [Hag01]. Diese Technologie erlaubt die optimale Anpassung der Reflexionswellenlänge an das spektrale Verstärkungsprofil des Halbleiterlasers. Die Gitter wurden mit einem KrF-Eximerlaser bei 248 nm eingeschrieben. Dieses Verfahren basiert auf dem photoche-

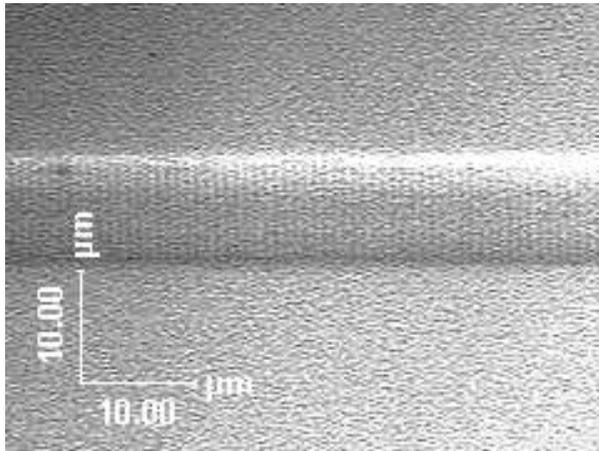


Abb. 3.3: Photographische Aufnahme eines UV eingeschriebenen Bragg-Gitters in einem Ge-dotierten Streifenwellenleiter auf SiO₂-Basis. Um das Gitter mit einem Mikroskop aufnehmen zu können, wurde der Abstand zwischen den Gitterstrichen ausreichend groß gewählt (Quelle: Becker, IPHT-Jena (2004)).

mischen Aufbrechen der GeO-Defektbande bei 240 nm [Cam94]. Zur Verbesserung der Photosensitivität wurde das Verfahren der Wasserstoffbeladung [Lem93] mit 200 bar bei Raumtemperatur angewandt. Das so erzeugte Faser-Bragg-Gitter wurde anschließend in eine kommerzielle Ferrule¹ eingeklebt und poliert. Der konfektionierte Stecker mit dem integrierten Faser-Bragg-Gitter wurde in einer Temperaturkammer (Zwick BF 91250) auf thermische Bestandsfähigkeit überprüft und zeigt eine Verschiebung der Zentrumswellenlänge von $1,7 \cdot 10^{-2} \text{ nm}/^\circ\text{C}$.

Die Ankopplung des Bragg-Gitters an die Bildebene der Linse erfolgt über ein manuelles Stellelement mit drei Achsen der Firma Martok, auf dem zur automatischen Optimierung und zur Feinabstimmung der Einkopplung ein Piezo-Stellelement (Tritor 38 von piezosystem jena), ebenfalls mit drei Achsen, nachgeschaltet ist.

Das aus dem Fasergitterlaser austretende Licht geht durch einen optischen Isolator und dann über einen 50/50 Verzweiger an eine Photodiode (New Focus 2011) und an ein Wellenlängenmessgerät (Ando AQ6141). Zur Messung der Halbleitermoden in den Abschnitten 3.2 und 3.7 wird dieses dann durch ein Gittermonochromator (Ando AQ6317) ersetzt. Zur aktiven Wellenlängenstabilisierung (Abschnitt 3.6) wird die Spannung an der Laserdiode mit einem Digitalmultimeter erfasst (HP 34401). Zum Test der Hochgeschwindigkeitsmodulation bis zu 3 GBit/s (Abschnitte 3.9, 3.8.3 und 3.5) ist der Laser zur separaten Zuführung des Gleichstroms und Modulationsanteils, erzeugt durch einen Bitfolgenerator (HP 70841B), mit einem Bias-T² Element versehen. Bei den dazu gehörigen Messungen wird die Photodiode durch eine rauscharme Hochgeschwindigkeitsphotodiode ersetzt (HP 11982, 20 GHz) und das Signal mit einem Samplingoszilloskop analysiert (Tektronics CSA 803C mit SD 26 Sampling Head).

Das mit dem Aufbau gemessene Ausgangsspektrum des Fasergitterlasers ist in der Abbildung 3.2 dargestellt und zeigt die Korrelation zwischen dem Bragg-Gitter und der emittierten

¹FC/APC: Face Contact/Angled Polished Connector

²T-förmige Schaltung zur getrennten Zuführung von Vorstrom und Nutzsignal

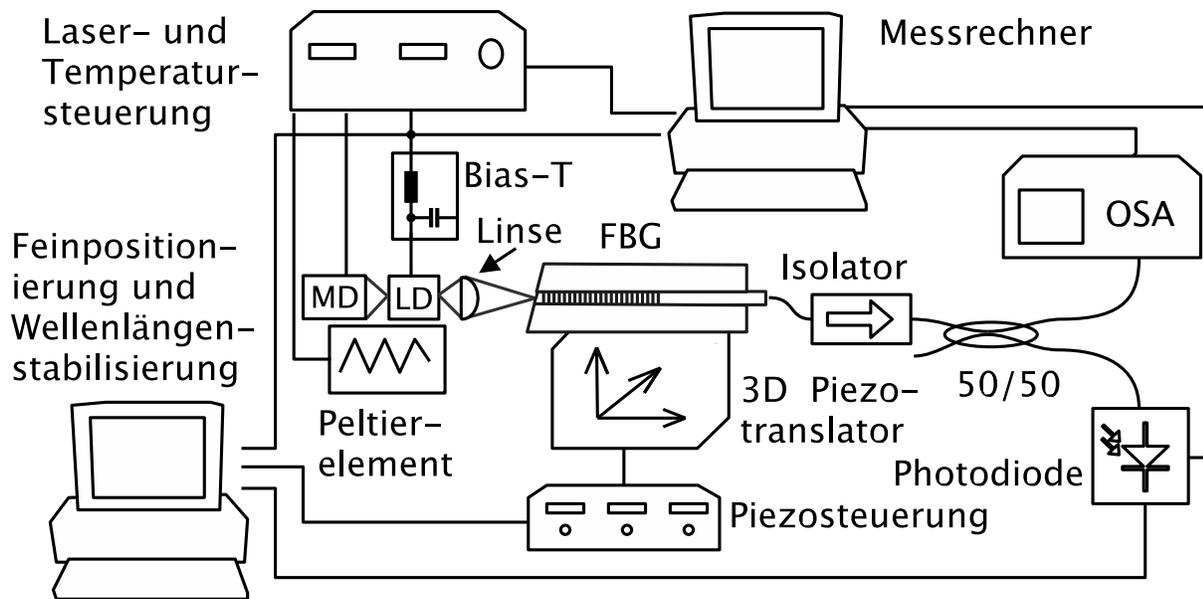


Abb. 3.4: Aufbau zur Charakterisierung von Fasergitterlasern. MD: Monitordiode; LD: Laserdiode; OSA: Optischer Spektrenanalysator, FBG: Faser-Bragg-Gitter

Wellenlänge. Auf der einen Seite ist damit die Funktionalität nachgewiesen, aber das ist zur vollständigen Charakterisierung nicht ausreichend. Deshalb werden im Anschluss Aussagen über die spektrale Position der Ausgangswellenlänge unter Zuhilfenahme der Transfermatrizen im Abschnitt 3.2 gemacht, wobei anfängliche Experimente dort schon einfließen. Darauf aufbauend wird die Leistung des Lasers in Abhängigkeit von der Ausgangswellenlänge im Abschnitt 3.3 untersucht.

3.2 Modellierung und Analyse der Modenverteilung des Fasergitterlasers durch Transfermatrizen

An dieser Stelle werden Abschätzungen zum Spektrum des Fasergitterlasers gemacht. Während beim Fabry-Pérot-Halbleiterlaser die möglichen Ausgangswellenlängen innerhalb des Bereichs maximaler Verstärkung durch den Spiegelabstand und die effektive Brechzahl des Verstärkermediums festgelegt werden, liegt beim Fasergitterlaser eine Doppelresonatorconfiguration mit frequenzselektivem Auskoppelspiegel vor. Im gewünschten Fall ist die emittierte Wellenlänge an das Bragg-Reflexionszentrum gebunden, der tritt jedoch nur bei Halbleiterverstärkern mit ausreichender Antireflexschicht auf. Ist die Antireflexschicht nicht ausreichend (1 %), kann der Fasergitterlaser nur unter bestimmten Bedingungen als Laser mit externer Kavität anschwingen. Der Einfluss der komplexen Resonatorconfiguration lässt sich mit dem Transfermatrixformalismus untersuchen und begründen.

Aus diesem Grund basieren die nach an diesem Abschnitt vorgestellten Messungen ausschließlich auf Dioden mit verbesserter Antireflexschicht ($<0,1\%$). Die Nebenmoden des Halbleiterresonators haben dann nur noch störenden Einfluss. Das wird bei den Betrachtungen der Nebenmoden im Abschnitt 3.7 wieder aufgegriffen und ist die Basis für die Wellenlängenschaltbarkeit im Abschnitt 3.8.

Die Longitudinalmoden des externen Resonators verschieben sich bei der Änderung der effektiven optischen Resonatorlänge innerhalb des Reflexionsbereichs des Bragg-Gitters. Das bedeutet auch, dass für unterschiedliche Ausgangswellenlängen des Fasergitterlasers unterschiedliche Reflexionskoeffizienten des Auskoppelspiegels ins Spiel kommen. Zur Untersuchung der Auswirkungen auf die Ausgangsleistung werden erweiternde Erklärungsmodelle, wie die Raten-gleichungen im folgenden Abschnitt 3.3, benötigt.

Der Fasergitterlaser wird aus einem Halbleiterlaser, einer Aperturanpassung und einer Faser mit integriertem Bragg-Gitter zusammengesetzt (Abbildung 2.1). Das Zusammenspiel aller Komponenten legt die daraus resultierenden möglichen longitudinalen Lasermoden und im Zusammenhang mit dem Reflexionsspektrum des Bragg-Gitters die Resonatorgüte fest. Die Betriebsparameter sind unter anderem davon abhängig, welche Temperaturbedingungen im Labor herrschen und mit welcher Resonatorlänge der Laser zusammengebaut wurde. Um sich einen Überblick darüber zu verschaffen, hat sich eine Methode bewährt, die als Transfer-Matrix Analyse bekannt ist [Yeh88]. Diese dient zur Analyse komplexer optischer Schichtsysteme [Har86] und lässt sich gut auf Systeme mit Streifenwellenleiter anwenden. Im Übergang von komplexen Schichtsystemen zu periodischen Strukturen korrespondiert der Matrixformalismus mit der analytischen Lösung der gekoppelten Moden für Bragg-Reflektoren [Kim92], wie sie zur Analyse von DFB- und DBR-Laserstrukturen eingesetzt wird [Sch74, Str77, Kog72]. Damit wird es möglich, Bragg-Strukturen mit lokal variierenden Parametern zu analysieren. Dazu gehören Faser-Bragg-Gitter mit nicht konstanter Brechzahlmodulation [Yam87, Mur97, Ota00]. Die Methode der Transfermatrizen ist linear. Aus diesem Grunde sind Sättigungseffekte, wie sie durch Ratengleichungen beschrieben werden, nicht integriert. Dennoch eignet sich der Formalismus zur Analyse passiver Resonatoren und ist im Bereich der Halbleiterlaser auf DFB-Laser [Biö87, Mak88, Hüb97b] bzw. auf DBR-Lasern mit Bragg-Gittern mit Überstruktur [Pol02] anwendbar.

3.2.1 Ansatz mit dem Matrixformalismus

Der Transfermatrixformalismus erlaubt es, komplexe eindimensionale Systeme in einfache Bestandteile zu zerlegen, welche durch Transfermatrizen beschrieben werden. Diese werden für

jede Komponente des Systems individuell bestimmt. Jede Matrix führt das ein- und auslaufende Feld an einer Seite an der Stelle x_1 einer optisch aktiven Komponente in das ein- und auslaufende Feld an der anderen Seite an der Stelle x_2 über (Abbildung 3.5):

$$\begin{pmatrix} S^+(x_1) \\ S^-(x_1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S^+(x_2) \\ S^-(x_2) \end{pmatrix}. \quad (3.1)$$

S^+ und S^- bezeichnen die komplexen Komponenten des optischen Feldvektors der rechts- und linkslaufende Welle. Die x -Achse läuft entlang der optischen Achse (siehe Abbildung 3.29 auf der Seite 46). Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass man die Gesamtmatrix eines zusammengesetzten Systems dadurch beschreiben kann, in dem man die Einzelmatrixen T_m der Grundbestandteile in der Reihenfolge des Durchlaufs durch den Resonator multiplikativ zusammenfasst:

$$T = \prod_m T_m. \quad (3.2)$$

Aus der Matrix in Gleichung 3.2 lässt sich der Reflexions- r ,

$$r = \left. \frac{S^-(x_1)}{S^+(x_1)} \right|_{S^-(x_2)=0} = \frac{T_{21}}{T_{11}}, \quad (3.3)$$

und der Transmissionskoeffizient t ,

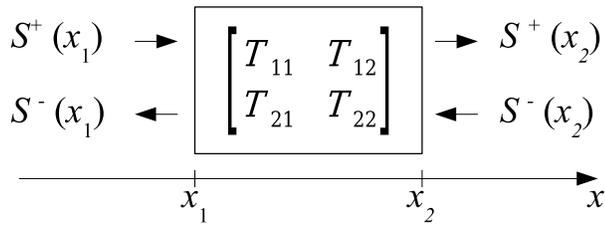
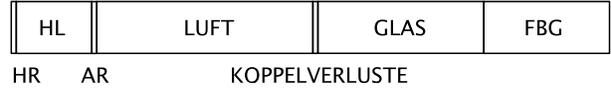
$$t = \left. \frac{S^+(x_2)}{S^+(x_1)} \right|_{S^-(x_2)=0} = \frac{1}{T_{11}}, \quad (3.4)$$

der zu untersuchenden Struktur bestimmen [Har86].

3.2.2 Anwendung des Matrixformalismus auf den Fasergitterlaser

Das Modellierungsschema in der Abbildung 3.6 zeigt die Bestandteile des Fasergitterlasers. Der Fasergitterlaser setzt sich aus einem Halbleiterchip (HL) mit 2 Endfacetten (HR,AR), einer Aperturanpassung, einem Freistrahlbereich, der Faser mit Endfacette, Faserstück und dem Faser-Bragg-Gitter (FBG) zusammen. Jeder Einzelkomponente lässt sich eine Matrix zuordnen. Das Fundament bilden vier Grundtypen von Matrizen zur Beschreibung von Grenzflächen, Durchgang durch ein Medium, Koppelverluste und Bragg-Gitter-Segmenten.

Der Durchgang des Lichtes durch ein Medium mit konstantem Brechungsindex wird durch


Abb. 3.5: Transfermatrixnotation

Abb. 3.6: Modellierungsschema des Faser-gitterlasers für den Transfermatrixformalismus. Jede Sektion wird durch eine Matrix erfasst. HR: hochreflektierende Schicht, AR: Antireflexschicht, HL: Halbleiterverstärker und FBG: Faser-Bragg-Gitter.

die Durchgangsmatrix T_m beschrieben:

$$T_m = \begin{pmatrix} e^{ik_m l_m} & 0 \\ 0 & e^{-ik_m l_m} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

(l_m ist die Länge der Sektion m , $k_m = 2\pi n_m / \lambda_0$ die Wellenzahl, n_m der Brechungsindex und λ_0 bezeichnet die Vakuumwellenlänge). Reflektierende Grenzflächen werden durch die Matrix

$$T_g = \frac{1}{t_m} \begin{pmatrix} 1 & r_m \\ r_m & 1 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

erfasst. r_m und t_m stehen für die komplexen Reflexions- und Transmissionskoeffizienten für den Durchgang durch die Grenzfläche der Sektion m . Die Koppelverluste werden durch

$$T_k = \begin{pmatrix} k^{-1} & 0 \\ 0 & k \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

mit der Koppeffizienz $k = K^{1/2}$ beschrieben. Eine Sektion mit homogener Verteilung einer Brechzahlmodulation wird durch Matrixelemente erfasst, aus welchen sich Reflexion, Transmission und die Phasenverschiebung durch das Bragg-Gitter berechnen lassen [Bro95, Cru96, Ota00]:

$$T_{\text{Bragg}} = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma l_m) - i \frac{\delta}{\gamma} \sinh(\gamma l_m) & -i \frac{\kappa}{\gamma} \sinh(\gamma l_m) \\ i \frac{\kappa}{\gamma} \sinh(\gamma l_m) & \cosh(\gamma l_m) + i \frac{\delta}{\gamma} \sinh(\gamma l_m) \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

$\gamma = \sqrt{\kappa^2 - \delta^2}$ ist der Ausbreitungskoeffizient, $\kappa = i\pi \Delta n_{ac} / \lambda_{\text{Bragg}}$ der Kopplungskoeffizient, $\delta = 2\pi n_m (1/\lambda_0 - 1/\lambda_{\text{Bragg}})$ steht für die Abweichung vom Bragg-Zentrum, Δn_{ac} ist der Brechzahlmodulationshub im Faser-Bragg-Gitter, λ_0 ist die Vakuumwellenlänge, l_m ist die Länge des

beschriebenen Bragg-Gitter Elements m und λ_{Bragg} ist die Bragg-Wellenlänge.

Der Resonator des Fasergitterlasers wird durch eine Gesamtmatrix

$$T_{\text{fgl}} = T_{\text{Bragg}} T_{\text{glas}} T_{\text{luft}} T_k T_{\text{ar}} T_{\text{hl}} T_{\text{hr}} \quad (3.9)$$

beschrieben, in der die Einzelmatrixen zusammenfasst sind, die für den Beitrag des Bragg-Gitters (T_{Bragg}), der Glasfaser (T_{glas}), der Luft (T_{luft}), der Kopplungsverluste (T_k), der Antireflexbeschichtung (T_{ar}), des Halbleiters (T_{hl}) und der Hochreflexbeschichtung (T_{hr}) stehen. Die Durchgangsmatrizen T_{glas} , T_{luft} und T_{hl} werden mittels der Gleichung 3.5 und die Grenzflächenmatrizen T_{ar} und T_{hr} mit der Gleichung 3.6 erfasst. Bei der Aufstellung der Gesamtmatrix kommt es auf die Reihenfolge an. Betrachtet man sich die Reflexion von der linken Seite aus, so erfolgt die Multiplikation von links nach rechts [Mur97].

Daraus erhält man die Transmission des Resonators des Fasergitterlasers t_{fgl} :

$$t_{\text{fgl}} = \frac{kt_{\text{Bragg}}t_{\text{ar}}t_{\text{hr}}\Phi_{\text{glas}}\Phi_{\text{luft}}\Phi_{\text{hl}}}{1 + k^2r_{\text{ar}}r_{\text{Bragg}}(\lambda)\Phi_{\text{glas}}^2\Phi_{\text{luft}}^2 + r_{\text{hr}}r_{\text{ar}}\Phi_{\text{hl}}^2 + k^2r_{\text{hr}}r_{\text{Bragg}}(\lambda)\Phi_{\text{glas}}^2\Phi_{\text{luft}}^2\Phi_{\text{hl}}^2} = \frac{t_0}{i_{\text{int}}}. \quad (3.10)$$

k ist der Kopplungskoeffizient, t die Transmission durch eine Grenzschicht, t_0 der Feldbeitrag für den ungestörten Durchlauf durch den Laserresonator und die dimensionslose Größe i_{int} steht für den Einfluss der Interferenzen. Φ bezeichnet die Phasenverzögerung bei dem Durchlauf der verschiedenen Medien, das sind Glas ($\Phi_{\text{glas}} = e^{-ik_0n_{\text{glas}}l_{\text{glas}}}$), Luft ($\Phi_{\text{luft}} = e^{-ik_0n_{\text{luft}}l_{\text{luft}}}$) und der Halbleiter ($\Phi_{\text{hl}} = e^{-ik_0n_{\text{hl}}l_{\text{hl}}}$). $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ist die Vakuumwellenzahl. Der Reflex von der Faserendfläche ist nicht integriert worden, da Faserenden mit schrägen Endflächen zur Unterdrückung der Rückreflexe verwendet worden sind. Die Transmission durch den Laserresonator in der Gleichung 3.10 spaltet sich in zwei Teile auf. Der Zähler t_0 beschreibt die ungestörte Transmission und die Phasenverschiebung durch den Resonator. Dieser Term ist hier nicht weiter von Interesse, da keine Transmissionsmessungen durch den passiven Resonator gemacht werden. Wesentlich sind jedoch die Interferenzen, beschrieben durch i_{int} im Nenner der Gleichung 3.10, aus der sich die Struktur der Longitudinalmoden ablesen lässt:

$$i_{\text{int}} = 1 + \underbrace{r_{\text{hr}}r_{\text{ar}}\Phi_{\text{hl}}^2}_{\text{Halbleiterverstärker}} + \underbrace{k^2r_{\text{hr}}r_{\text{Bragg}}(\lambda)\Phi_{\text{glas}}^2\Phi_{\text{luft}}^2\Phi_{\text{hl}}^2}_{\text{externe Kavität}} + \underbrace{k^2r_{\text{ar}}r_{\text{Bragg}}(\lambda)\Phi_{\text{glas}}^2\Phi_{\text{luft}}^2}_{\text{Antireflexschicht-Bragg Gitter}}. \quad (3.11)$$

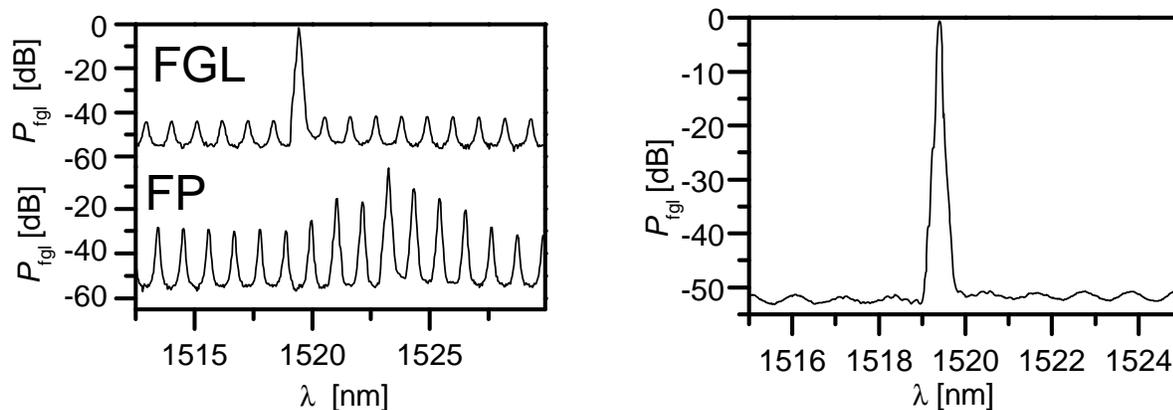
Für $i_{\text{int}}(\lambda) = 0$ wird das System resonant. Dieser Fall wird nicht erreicht, da der Resonator Auskoppelverluste hat. Die Interferenzen teilen den Resonator in drei sich additiv überlagernde Bestandteile auf: Der Halbleiter, der externe Resonator und der Resonator, der sich durch das

Bragg-Gitter und die Antireflexschicht konstituiert. Da im letzteren Term zur Antireflexschicht die Koppelverluste hinzutreten, wird dieser als Störung vernachlässigt und der Fasergitterlaser als ein Laser mit Doppelresonatorconfiguration betrachtet.

Die inneren Reflexionen des Systems ergeben sich dann aus der Summe von zwei Zeigern im komplexen Raum mit unterschiedlicher Länge und Phase. Die Interferenzen stehen im engen Zusammenhang mit dem Gütefaktor des Resonators und somit mit der Photonenlebensdauer in der Kavität (vgl. Anhang A.3). Es wird nicht mit den Intensitäts-, sondern mit den Amplitudenanteilen gerechnet. Dadurch kann die Antireflexschicht sehr schnell an Bedeutung gewinnen, denn das Größenverhältnis der effektiven Reflexionskoeffizienten der Antireflexschicht r_{ar} und des Bragg-Gitters $k^2 r_{Bragg}$ bestimmt, welcher der beiden Resonatoren dominant ist. Bei einem Fasergitterlaser mit 1 % Antireflexschicht und einem Reflexionsvermögen des Gitters von 50 % und einer Koppeffizienz von 30% gilt für die Antireflexschicht $r_{ar} = 0,1$. Das überlagert sich mit dem externen Resonator, für den $r_{Bragg} k^2 \approx 0,2$ gilt. Das bedeutet, dass in diesem Falle beide Resonatoranteile in vergleichbarer Art und Weise an dem Laserprozess beteiligt sind. Das ist konsistent mit [Haz01], wo ein Grenzwert der Entspiegelung von unter 0,05 % als Bedingung für den stabilen Laserbetrieb von Fasergitterlasern genannt wird.

3.2.3 Analyse der Modenverteilung im Experiment und im Vergleich zu den Transfermatrizen

Bei der Variation der Temperatur eines DBR-Lasers erfolgt eine zyklische Änderung der Lasereigenschaften [Ols88], das trifft auch für den Fasergitterlaser zu. Verursacht wird diese durch die Änderung der effektiven Resonatorlänge gemäß des Einflusses der Temperatur auf die Brechzahl im Rekombinationsbereich des Halbleiterverstärkers, was sich in der Modenverteilung widerspiegelt. Das kann man durch den Interferenzterm i_{int} untersuchen. Dabei wird zur Auswertung der Betrag des Kehrwertes $|i_{int}|^{-2}$ genommen, um die Position der möglichen Laserlinien als Maxima zu bekommen. Die verwendeten Laserparameter (Ausdehnung der Komponenten, Brechzahlen, Gitterparameter, Reflexionskoeffizienten) für die Simulationen befinden sich, sofern nicht anders angegeben, im Anhang B. Mit diesem Werkzeug lässt sich beispielsweise die Feststellung überprüfen, dass der Aufbau des Fasergitterlasers unter der Verwendung von Laserdioden mit einer nominellen Antireflexbeschichtung von 1 % die Tendenz zur Dominanz der Moden des Halbleiters (Abbildung 3.7(a)) zeigt. Dazu ist im Experiment die Temperatur der Laserhalterung über einen Bereich von 20 °C durchgestimmt und das Ausgangsspektrum aufgezeichnet worden (Abbildung 3.8(b)). Der spektrale Aufnahmebereich des Monochromators ist so groß



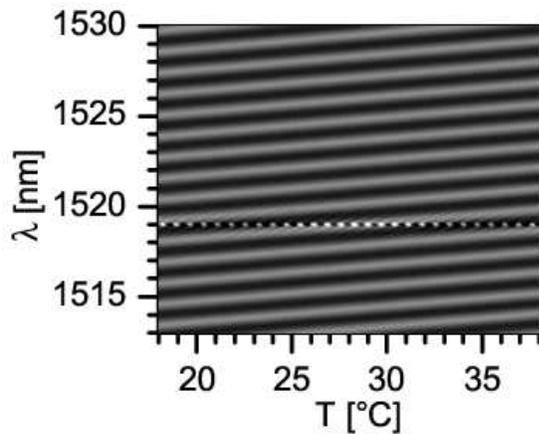
(a) Spektren für den Fasergitterlaser mit 1 % Antireflexschicht als Laser mit externer Kavität (oben) und im Fabry-Pérot Modus (unten)

(b) Spektrum des den Fasergitterlaser mit 0,1 % Antireflexschicht

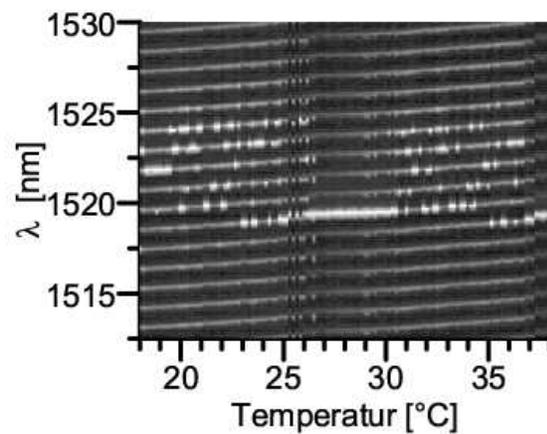
Abb. 3.7: Auswahl aus den gemessenen Spektren, die zur Auswertung der Charakteristik des Fasergitterlasers in den Abbildungen 3.8(b) und 3.9(b) verwendet worden sind. Je idealer die Antireflexschicht ist, desto besser wird die Seitenmodenunterdrückung.

gewählt, dass mehrere Moden des Halbleiters mit in das Aufnahmespektrum fallen. Das ist der Tatsache geschuldet, dass der verwendete Laser zwei Betriebsbereiche aufweist. Das ist zum einen der Fasergitterlaser als Laser mit externer Kavität zwischen 26 °C und 31 °C, in dem die Mode innerhalb des Reflexionsbereichs des Bragg-Gitters den Modenwettkampf gewinnt. Außerhalb desselben befindet sich der Laser im Fabry-Pérot Modus, der mit mehreren longitudinalen Moden der Halbleitersektion anschwingt. Die Herkunft dieses doppelten Verhaltens wird durch die Aufzeichnung des Beitrags der Interferenzen $|z_{\text{int}}|^{-2}$ für einen Laser mit 1 % Antireflexbeschichtung verdeutlicht (Abbildung 3.8(a)) und zeigt, dass der Laser in diesem Falle nicht bei allen Temperaturen als Laser mit externer Kavität arbeitet. Das Faser-Bragg-Gitter stabilisiert nur dann, wenn eine Mode des Halbleiterverstärkers in den Reflexionsbereich des Gitters fällt.

Verschiedene Betriebszustände sind für einen Laser zur Übertragung von Daten hinderlich, da der Laser auf den Betriebsbereich der externen Kavität stabilisiert werden muss. Das Problem wird durch die Verwendung von Halbleiterlasern mit ausreichender Antireflexschicht ($<0,1\%$) gelöst (Abbildung 3.7(b)) und man kann im Experiment bei der Temperaturänderung des Lasers die Modenwanderung der externen Kavität beobachten (Abbildung 3.9(b)). Die longitudinalen Moden des Halbleiters bleiben unterhalb der Laserschwelle und schwingen nicht an. Parallel dazu sind die berechneten Interferenzbeiträge in der Abbildung 3.9(a) dargestellt und zeigen analoges Verhalten der Modenwanderung mit der Änderung der Resonatorlänge. Um die Messung mit den Ergebnissen der Interferenzterme in Einklang zu bringen, ist in der Rechnung eine mechanische Deformation des Resonators vom $1\ \mu\text{m}/^\circ\text{C}$ integriert worden.

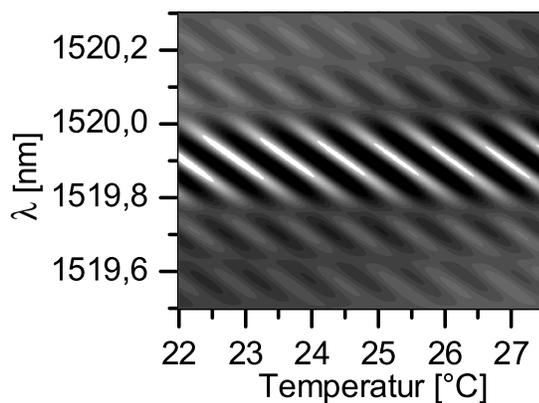


(a) Auftragung des Interferenzbeitrages $|i_{\text{int}}|^{-2}$ aus Gleichung 3.11 für einen Fasergitterlaser mit 1 % Antireflexschicht

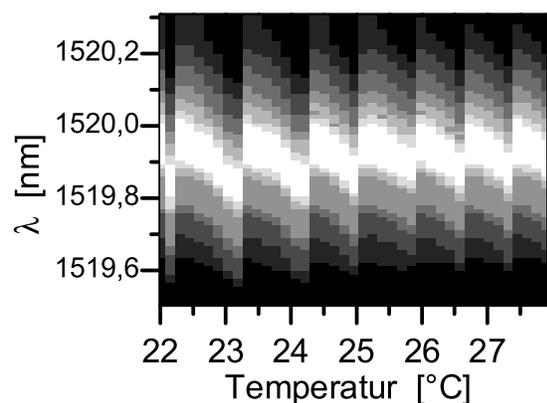


(b) Konturauftragung der gemessenen Spektren des Fasergitterlasers

Abb. 3.8: Temperaturabhängigkeit der Ausgangsleistung und der Spektren des Fasergitterlasers mit 1 % Antireflexschicht. Liegt keine Mode des Halbleiterverstärkers innerhalb des Reflexionsbereichs des Bragg-Gitters, arbeitet der Laser als Fabry-Pérot Laser.



(a) Auftragung des Interferenzbeitrages $|i_{\text{int}}|^{-2}$ aus der Gleichung 3.11 für einen Fasergitterlaser mit 0,1 % Antireflexschicht



(b) Konturauftragung der gemessenen Spektren zum Nachweis der Moden der externen Kavität

Abb. 3.9: Temperaturabhängigkeit der Spektren des Fasergitterlasers mit verbesserter Antireflexschicht ($<0,1\%$) im Vergleich mit den Interferenzbeiträgen

3.3 Modellierung und Analyse der Ausgangsleistungen und Leistungskennlinien durch Ratengleichungen

Im vorhergehenden Abschnitt stand die Struktur der Longitudinalmoden im Vordergrund. Daran wird das Ratengleichungsmodell angegliedert, um die damit verbundene Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der emittierten Wellenlänge zu untersuchen. Der Monitordiodenstrom und die Ausgangsleistung sind mit eigenen Charakteristiken mit der Ausgangswellenlänge verknüpft. So ist es ohne Modifikationen nicht möglich, aus dem Monitordiodenstrom auf die Ausgangsleistung zu schließen, bzw. einen definierten Schwellstrom anzugeben.

Das Ratengleichungspaar, welches die Ladungsträger- und Photonendichte innerhalb des Halbleiterlasers beschreibt [Sta64], wird in der Regel zur Untersuchung des Verhaltens von Fabry-Pérot-Halbleiterlasern eingesetzt. Dieses Modell setzt jedoch voraus, dass die Umlauffrequenz innerhalb des Resonators wesentlich höher als die Elektron- Photoneigenschwingung und die Modulationsgeschwindigkeit ist [Vas92]. Das ist beim Fasergitterlaser auf Grund des längeren Resonators nicht immer der Fall und die Resonatorumlauffrequenzen werden bei der Messung der Relaxationsoszillationen sichtbar [Bis99]. Dennoch lassen sich mit dem Ratengleichungsmodell auf analytischem Weg schnell und effektiv Aussagen zur Ausgangsleistung und Monitordiodenstrom in Abhängigkeit von der Reflexion des Bragg-Gitters für den stationären Zustand des Fasergitterlasers machen. Die Betrachtungen über die Ratengleichungen bilden die Erklärungsgrundlage der Änderung der Ausgangsleistung bei Variation der Resonatorlänge (Abschnitt 3.4.1), der Strom-Leistungskennlinien (Abschnitt 3.4.3) und bilden das Fundament der aktiven Wellenlängenstabilisierung (Abschnitt 3.6), solange bis weiterführende Fragestellungen wie die der Laserdynamik und der Modensprünge auftauchen, welche mit dem Ausbau der Ratengleichungen mit dem Wanderwellenmodell im Kapitel 4 aufgegriffen werden.

3.3.1 Bilanzgleichungen für Halbleiterlaser

Durch die geringe Ausdehnung von Fabry-Pérot Halbleiterlasern werden die Photonendichte und die Ladungsträgerdichte als skalare Größen behandelt. So gilt für die Ladungsträgerdichte [Lau85, Ebe89]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta j}{ed} - \frac{N}{\tau_s} - c_{hl}\alpha(N - N_t)p. \quad (3.12)$$

N ist die Ladungsträgerdichte, p die Photonendichte, j die Stromdichte, η die interne Quanteneffizienz, N_t die Transparenzladungsträgerdichte, e die Elektronenladung, τ_s die Ladungsträgerlebensdauer, d die Dicke der Rekombinationsschicht, α der Verstärkungsfaktor der stimulierten

Emission und c_{hl} die Gruppengeschwindigkeit im Halbleiter. Für die Photonendichte gilt

$$\frac{dp}{dt} = \Gamma c_{\text{hl}} \alpha (N - N_t) p - \frac{p}{\tau_p} + \Gamma \beta \frac{N}{\tau_s}. \quad (3.13)$$

Γ ist der Füllfaktor in der Laserdiode, τ_p die Photonenlebensdauer und β ist der Faktor für die spontane Emission.

Um die Ratengleichungen für die Beschreibung des Fasergitterlasers nutzbar zu machen, werden an dieser Stelle die verwendeten Größen an die hybride Struktur angepasst. Diese Anpassung wird notwendig, da das Modell in der Grundform auf der Homogenität des Wechselwirkungsbereichs von Photonen und Elektronen beruht.

3.3.2 Ausweitung der Bilanzgleichungen auf den Fasergitterlaser

Fasergitterlaser sind nicht monolithischer, sondern hybrider Natur. Aus diesem Grunde müssen in den Gleichungen 3.12 und 3.13 Modifikationen im Füllfaktor, in der Photonenlebensdauer und in dem Absorptionskoeffizienten vorgenommen werden. So kann die Verstärkung durch stimulierte Emission nur innerhalb der Halbleiterdiode stattfinden. Der Anteil der Photonen, welcher an der Verstärkung mitwirkt, wird durch den Füllfaktor festgelegt. Für den Fall des Fasergitterlasers wird der Füllfaktor um einen longitudinalen Anteil erweitert (siehe Anhang A.1):

$$\Gamma_{\text{res}} = \Gamma \frac{l_{\text{hl}}}{l_{\text{res}}}. \quad (3.14)$$

Hier ist l_{hl} die Länge der Halbleiterdiode und l_{res} die Länge des externen Resonators. Die Photonenlebensdauer τ_p errechnet sich aus dem harmonischen Mittel der Photonenlebensdauern durch die Verluste innerhalb des Halbleiters τ_{hl} und der Resonatorverluste τ_{res} [Ebe89]:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_{\text{hl}}} + \frac{1}{\tau_{\text{res}}}. \quad (3.15)$$

Die Streuverluste α_0 ereignen sich nicht innerhalb des kompletten Resonators, sondern nur in der Halbleiterdiode. Die restlichen Materialien des Resonators werden als verlustfrei angenommen:

$$\tau_{\text{hl}} = \frac{1}{c_{\text{hl}} \alpha_0} \frac{l_{\text{res}}}{l_{\text{hl}}}. \quad (3.16)$$

Die Resonatorverluste beinhalten Koppel- und Auskoppelverluste und werden durch die Gleichung

$$\tau_{\text{res}} = - \frac{2l_{\text{res}}}{c_0} \frac{1}{\ln(R_{\text{hr}} K^2 R_{\text{Bragg}}(\lambda))} \quad (3.17)$$

mit den Koppelverlusten K und dem Reflexionsvermögen der Verspiegelung R_{hr} und des Bragg-Gitters $R_{\text{Bragg}}(\lambda)$ beschrieben. Die Antireflexschicht ist auf Grund ihrer niedrigen Reflexion ausgelassen worden.

3.3.3 Gleichungen zur Berechnung der Ausgangsleistungen des Fasergitterlasers

Aus dem stationären Zustand der Ausgangsgleichungen 3.12 und 3.13 ($dN/dt = dp/dt = 0$) erhält man die Intrakavitätsphotonendichte des Lasers

$$p = \frac{\Gamma_{\text{res}}}{2c_{\text{hl}}\alpha\tau_{\text{s}}} \left(J_n - J_{\text{th}} \pm \sqrt{\frac{4J_n\beta}{\Gamma_{\text{res}}} + (J_n - J_{\text{th}})^2} \right), \quad (3.18)$$

in der die normalisierte Stromdichte

$$J_n = \eta j c_{\text{hl}} \alpha \tau_{\text{s}} \tau_{\text{p}} / (ed) \quad (3.19)$$

und die normalisierte Schwellstromdichte

$$J_{\text{th}} = N_{\text{t}} c_{\text{hl}} \alpha \tau_{\text{p}} + 1/\Gamma_{\text{res}} \quad (3.20)$$

integriert sind. Bei der Abwesenheit spontaner Emission ($\beta = 0$) hat die Gleichung 3.18 zwei Lösungen für den aus- und eingeschalteten Zustand. Im Folgenden wird die Lösung für den eingeschalteten Laser verwendet. Mit Hilfe der Photonendichte im Resonator errechnet man die Ausgangsleistung, die auf die Laserspiegel trifft:

$$P_{\text{aus}} = \underbrace{p \frac{1}{2} \frac{bdc_0}{n_{\text{hl}}\Gamma}}_{\text{Austretende Photonen pro Zeit}} \times \underbrace{\frac{hc_0}{\lambda_0}}_{\text{Photonenenergie}}. \quad (3.21)$$

b ist die Streifenbreite der Laserdiode, Γ der Füllfaktor, n_{hl} die Brechzahl des Halbleiters, h das Plancksche Wirkungsquantum, c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit und λ_0 ist die Vakuumwellenlänge. Die Labormessgrößen sind der Monitordiodenstrom und die Ausgangsleistung in der Faser. Die Ausgangsleistung reduziert sich dabei auf Grund der Koppelverluste $K = |k|^2$ und der Transmission des Bragg-Gitters ($1 - R_{\text{Bragg}}(\lambda)$), die wiederum von der Ausgangswellenlänge abhängig ist:

$$P_{\text{faser}} = P_{\text{aus}} K (1 - R_{\text{Bragg}}(\lambda)). \quad (3.22)$$

Bei dem Monitordiodenstrom passiert das Licht die Verspiegelungsschicht der Laserdiode. In der Annahme, dass der spektrale Reflexionsbereich der hochreflektierenden Spiegelschicht wesentlich breitbandiger als der spektrale Reflexionsbereich des Faser-Bragg-Gitters ist, wird hier die Reflexion als spektral unabhängig gesetzt, d.h. $R_{\text{hr}} = \text{const.}$, weil sich der Arbeitsbereich des Fasergitterlasers auf den Reflexionsbereich des Faser-Bragg-Gitters einschränkt:

$$P_{\text{mon}} = P_{\text{aus}}(1 - R_{\text{hr}}). \quad (3.23)$$

Man erhält die Ausgangsleistungen, in dem man aus der stationären Photonendichte in der Gleichung 3.18 die Laserleistung innerhalb der Kavität in der Gleichung 3.21 errechnet und diese durch die Laserspiegel passieren lässt, wie es in den Gleichungen für die Ausgangsleistung (3.22) und Leistung zur Monitordiode (3.23) beschrieben ist. Die Betrachtungen finden weit über der Laserschwelle statt, deshalb wird der Photonenzufuss in den Resonator durch die spontane Rekombination vernachlässigt ($\beta = 0$) und man erhält für die ausgekoppelte Leistung in Richtung Faser:

$$P_{\text{faser}} \sim \underbrace{(1 - R_{\text{Bragg}}(\lambda))c_{\text{hl}}\alpha\tau_{\text{p}}(\lambda)}_{\text{Steigung}} \left(\frac{\eta j \tau_{\text{s}}}{ed} - \underbrace{\left(N_{\text{t}} + \frac{1}{\tau_{\text{p}}(\lambda)\Gamma_{\text{res}}c_{\text{hl}}\alpha} \right)}_{\text{Schwelle}} \right). \quad (3.24)$$

Bei der Ausgangsleistung in Richtung der Monitordiode entfällt die Wellenlängenabhängigkeit der Auskopplung:

$$P_{\text{mon}} \sim \underbrace{(1 - R_{\text{hr}})\alpha c \tau_{\text{p}}(\lambda)}_{\text{Steigung}} \left(\frac{\eta j \tau_{\text{s}}}{ed} - \underbrace{\left(N_{\text{t}} + \frac{1}{\tau_{\text{p}}(\lambda)\Gamma_{\text{res}}c_{\text{hl}}\alpha} \right)}_{\text{Schwelle}} \right). \quad (3.25)$$

Zur Auswertung der Gleichungen für die Ausgangsleistung im folgenden Abschnitt benötigt man einen konsistenten Datensatz für die Auswertung. Bei den verwendeten Laserdioden handelt es sich um Ridge-Waveguide Laser zur hochbitratigen Datenübertragung [Ste93]. Es sind charakteristische Werte für diesen Lasertypus verwendet und mit dem Hersteller abgeglichen worden. Der auf diese Weise erhaltene Datensatz wird in dieser Arbeit einheitlich verwendet und ist im Anhang B mit Bezug auf die verwendeten Quellen zu finden. Zur Berechnung des Reflexionsvermögens $R_{\text{Bragg}}(\lambda)$ des Bragg-Gitters in Abhängigkeit von der Wellenlänge wurde die Transfermatrix in der Gleichung 3.8 für ein Gitter mit konstanter Brechzahlmodulation (Rechteckprofil) herangezogen und daraus die Reflexion mit der Gleichung 3.3 berechnet. Die

variieren Parameter sind die Reflexion des Bragg-Gitters, bzw. Wellenlänge, und der Laserstrom.

3.3.4 Ausgangscharakteristiken des Fasergitterlasers unter Variation der Auskoppelleffizienz

Die Ausgangsleistungen aus den Gleichungen 3.24 und 3.25 sind von der Reflexion des Auskoppelspiegels abhängig, was für realistische Reflexionsparameter in der Abbildung 3.10(a) dargestellt ist. Es zeigt, dass die Leistung in Richtung Monitordiode P_{mon} und die Ausgangsleistung P_{faser} nicht synchron laufen. Je höher die Auskopplung, desto besser die Ausgangsleistung, sofern die Laserschwelle sich dabei nicht allzu sehr dem Betriebsstrom nähert. Die Monitordiode sitzt an der verspiegelten Seite des Lasers. Deren Kennlinie richtet sich nach der Photonendichte im Halbleiterverstärker. Der dazu analoge Versuch zu dieser Auftragsweise findet sich in dem Abschnitt 3.4.2.

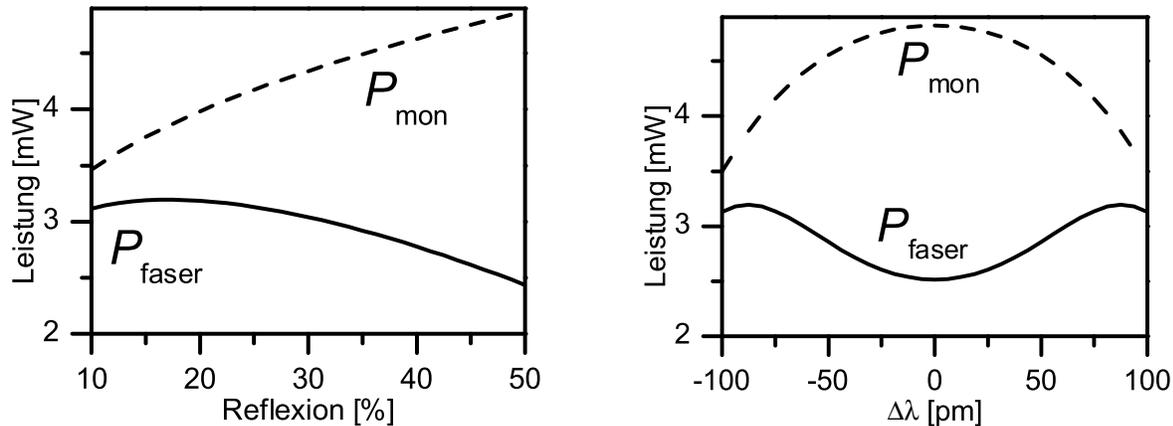
Die Reflektivität des Gitters ist mit der Ausgangswellenlänge verknüpft. Es ist auf Grund der einfacheren experimentellen Zugänglichkeit realistischer, von der Ausgangsleistung gegen Wellenlänge zu sprechen (siehe Abbildung 3.10(b)). Diese ist minimal am Reflexionszentrum des Bragg-Gitters und nimmt zur Flanke des Gitters hin zu, bis die Güte des Lasers nicht mehr ausreicht, den Laserzustand aufrechtzuerhalten.

Bei dem Vergleich mit den Messkurven ist zu beachten, dass das verwendete Ratengleichungsmodell keine Modensprünge berücksichtigt. Das bedeutet, dass man im realen Fall (Abschnitt 3.4) nur einen Teil des in der Abbildung 3.10(b) berechneten Wellenlängenbereichs erfasst.

Die gegensätzliche Wellenlängenabhängigkeit von Monitordiodenstrom und Ausgangsleistung des Fasergitterlasers ist grundlegend für das Verständnis von Intensitätsschwankungen bei der Variation der effektiven optischen Resonatorlänge und Nichtlinearitäten in den Strom-Leistungskennlinien.

3.3.5 Strom-Leistungskennlinien des Fasergitterlasers

Das spektrale Verhalten eines Halbleiterlasers spiegelt sich in den Strom-Leistungskennlinien, die durch die Gleichungen 3.24 und 3.25 errechnet werden können, wider, wobei die wesentlichen Merkmale die Laserschwelle und die Anstiegsflanke sind. Die Laserschwelle ist der Punkt, an dem die Stromstärke ausreicht, die Transparenzladungsträgerdichte zu erreichen und darüber hinaus genug Verstärkung aufzubauen, damit die stimulierte Emission die Resonatorverluste



(a) Aufgetragen sind die Kurven für die Ausgangsleistung und der Leistung in Richtung Monitordiode gegen Reflexion des Auskoppelspiegels.

(b) Ausgangsleistungen in Abhängigkeit von der Wellenlänge

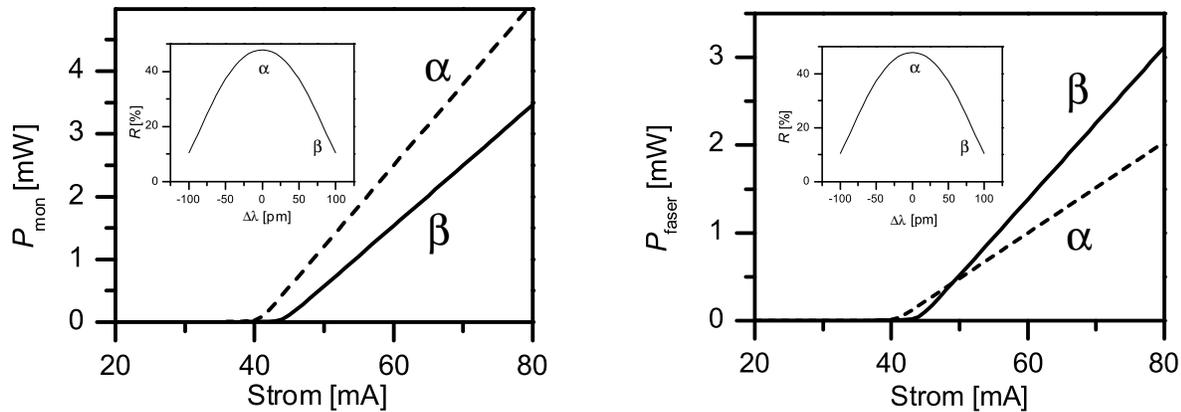
Abb. 3.10: Ausgangsleistungen des Fasergitterlasers in der Richtung zur Monitordiode (P_{mon}) und auf der Faserseite (P_{faser}) in Abhängigkeit von dem Reflexionskoeffizienten des Auskoppelspiegels (a) und der ausgehenden Wellenlänge des Lasers (b)

überwindet. Die Resonatorverluste sind mittels der Photonenlebensdauer (Gleichung 3.15) von dem effektiven Reflexionskoeffizienten des Bragg-Gitters abhängig. Folglich ist bei dem Fasergitterlaser keine genaue Angabe des Schwellstromes möglich, denn dieser unterliegt einer gewissen Schwankungsbreite.

Die Steigungen der Leistungskennlinien werden durch den Verstärkungsfaktor der stimulierten Emission, der Photonenlebensdauer und der Auskoppelleffizienz der Resonatorspiegel festgelegt. Der Laser hat an beiden Seiten unterschiedliche Spiegel, daher wirkt sich das auf die ausgekoppelten Leistungen zur Monitordiode P_{mon} und zur Faser P_{faser} unterschiedlich aus. Im Falle der Leistung zur Monitordiode (Gleichung 3.25) nimmt die Flankensteilheit der Strom-Leistungskennlinie zu, wenn sich die Ausgangswellenlänge dem Reflexionszentrum des Faser-Bragg-Gitters nähert (Abbildung 3.11(a)). Bei der ausgekoppelten Leistung (Gleichung 3.24) gilt der umgekehrte Fall. Eine höhere Reflexion des Auskoppelspiegels bedeutet eine geringere Leistung in der Faser (Abbildung 3.11(b)).

3.4 Messung des Einflusses der Moden der externen Kavität

Wird ein Fasergitterlaser ohne geregelte Resonatorlänge betrieben, so bestimmt sich die Ausgangswellenlänge aus der Mode, welche sich innerhalb des spektralen Reflexionsbereichs des



(a) Ausgangsleistung in Richtung Monitorodiode

(b) In die Faser eingekoppelte Ausgangsleistung

Abb. 3.11: Mit den Ratengleichungen ermittelte Strom-Leistungskennlinien des Fasergitterlasers an den ausgezeichneten Punkten der Ausgangswellenlänge im Bragg-Gitter Spektrum (eingefügte Graphik). Solche sind das Reflexionszentrum (α) und die 10 %-Flanke des Bragg-Gitters (β).

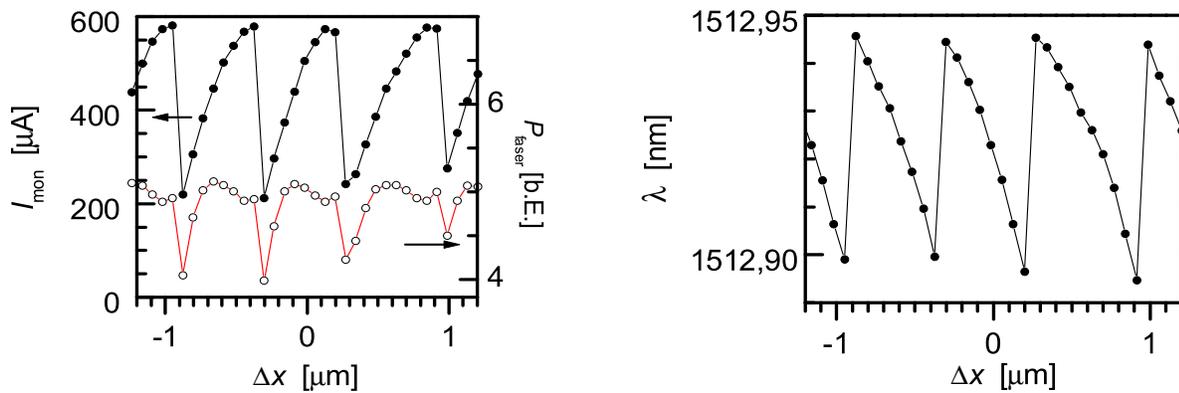
Faser-Bragg-Gitters befindet und gleichzeitig die Phasenanschlussbedingung erfüllt (Abschnitt 3.2). Mit der Schwankungsbreite der Ausgangswellenlänge ist eine Schwankungsbreite der Ausgangsleistung [Rön97] und des Monitoriodenstroms [Sch02] verbunden.

Die Messungen bei Variation der Resonatorlänge im Abschnitt 3.4.1, bei denen die Phasenanschlussbedingung modifiziert wird, dienen dem experimentellen Nachweis, dass die Ausgangsleistung des Fasergitterlasers mit dessen Modenverteilung verknüpft ist. Zudem steht anhand der Behandlung der Ratengleichungen im Abschnitt 3.3 ein Modell zur Erklärung der Ausgangskennlinien in Abhängigkeit von der Wellenlänge und des damit korrespondierenden Reflexionsvermögens des Faser-Bragg-Gitters zur Verfügung. Das lässt sich mit den Reflexionsleistungskennlinien in Abschnitt 3.4.2 gut veranschaulichen, gibt Auskunft über den Einfluss von Modensprüngen in den Strom-Leistungskennlinien (Abschnitt 3.4.3) und dient zur Erklärung des Verhaltens des Fasergitterlasers bei Faserankopplung (Abschnitt 3.9.1).

3.4.1 Resonatorlängen-Leistungskennlinien

In diesem Abschnitt wird die Änderung verschiedener Kenngrößen (Wellenlänge, Ausgangsleistung, Monitoriodenstrom) bei mechanischer Änderung der Resonatorlänge betrachtet. Dabei wird die Modenverteilung variiert, die spektrale Position der Ausgangswellenlänge ändert sich und damit auch der effektive Reflexionskoeffizient des Auskoppelspiegels. Um die daraus resultierenden Effekte zu untersuchen, sind Monitoriodenstrom, Ausgangsleistung und Wellenlänge in der Abbildung 3.12(a) gegen Variation der Resonatorlänge aufgetragen worden. Der spektra-

le Bereich wird durch Modensprünge eingegrenzt, wodurch sich eine Oszillation der Messgrößen ergibt (Abbildungen 3.12(a) und 3.12(b)). Trägt man die Ausgangsleistung und den Monitor-



(a) Oszillatorische Schwankungen der Ausgangsleistung und des Monitorstroms bei Verkürzung der effektiven optischen Resonatorlänge
 (b) Oszillatorische Schwankungen der emittierten Wellenlänge bei Verkürzung der effektiven optischen Resonatorlänge

Abb. 3.12: Auswirkung der Phasenanschlussbedingung auf das spektrale Verhalten des Faser-
 gitterlasers

diodenstrom gegen die Wellenlänge auf, wie in der Abbildung 3.13 dargestellt, so wird die Darstellungsweise kompatibel mit den theoretischen Auswertungen der Ratengleichungen für die Ausgangsleistung und den Monitorstrom in der Abbildung 3.10(b) auf der Seite 25. Das bedeutet, dass die Ausgangsleistungen eng mit der spektralen Reflexion des Faser-Bragg-Gitters verknüpft sind. Die Messungen zeigen nur einen Ausschnitt der Rechnungen, denn bei der Behandlung der Ratengleichungen im Abschnitt 3.3 werden die Modensprünge nicht erfasst.

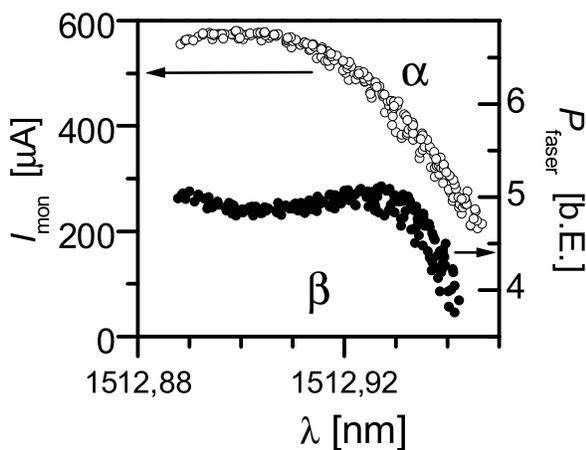
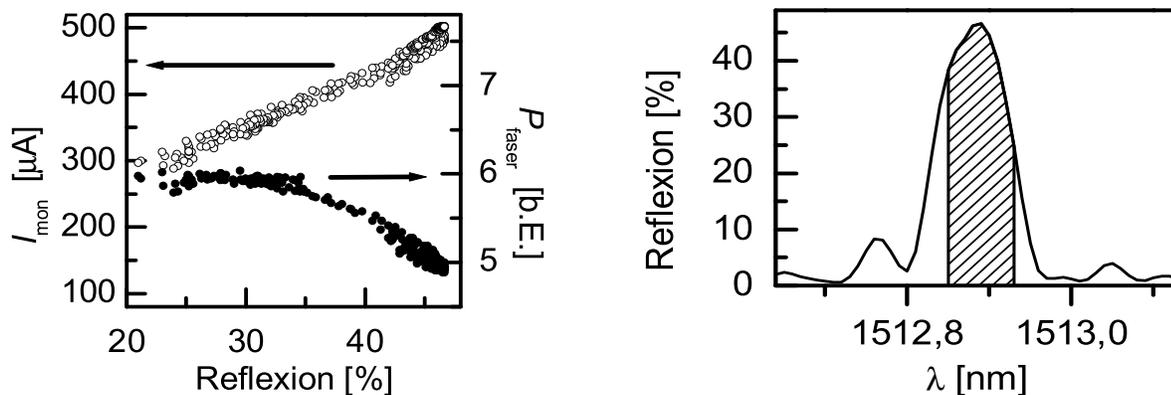


Abb. 3.13: Ausgangsleistung und Monitorstrom gegen Wellenlänge. Aufgetragen sind Monitorstrom (α) und die Ausgangsleistung (β). Die Messung entspricht den Berechnungen, die in der Abbildung 3.10(b) wiedergegeben sind.



(a) Gemessene Ausgangsleistungen gegen den Reflexionskoeffizienten des Auskoppelspiegels aufgetragen. Die Messung entspricht den Berechnungen, die in der Abbildung 3.10(a) wiedergegeben sind.

(b) Reflexion des Bragg-Gitters. Der aktive Bereich des Fasergitterlasers ist schraffiert eingezeichnet.

Abb. 3.14: Auswirkung der Reflexion des Faser-Bragg-Gitters auf die Leistungen des Fasergitterlasers

3.4.2 Reflexions-Leistungskennlinien

Der Fasergitterlaser besitzt die spezielle Eigenschaft, dass der Reflexionskoeffizient des Auskoppelspiegels stufenlos durchstimmbar ist, denn die Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Wellenlänge lässt sich auf die Änderung des Gütefaktors des Resonators zurückführen. Das Reflexionsspektrum des Bragg-Gitters ist bekannt (Abbildung 3.14(b)). Damit lassen sich Reflexions-Leistungskennlinien extrahieren, die in der Abbildung 3.14(a) wiedergegeben sind. Diese korrespondieren mit den aus den Ratengleichungen gewonnenen Ausgangsleistungen in der Abbildung 3.10(a) auf der Seite 25 und demonstrieren die Zunahme der Ausgangsleistung bei zunehmender Auskopplung bis ein Maximum erreicht ist. Ab diesem Punkt fängt der Laserzustand auf Grund mangelnder Resonatorgüte an zu degradieren (vgl. [Sie86, Abschnitt 12.3]).

3.4.3 Strom-Leistungskennlinien mit Modensprung

Direktmodulierbare Fasergitterlaser mit ausreichender Antireflexbeschichtung sind mit linearen Strom-Leistungskennlinien präsentiert worden [Zen96, Has01], andererseits zeigen diese bei genauerer Betrachtung bei bestimmten Strombereichen thermisch induzierte Modensprünge [Mor94a, Mor94b], die mit der Änderung der Temperatur des Lasermoduls variieren [Cam96]. Es stellt sich das technische Problem, die Parameter bei der Fertigung des Lasers so zu wählen, dass der Laser innerhalb der Spezifikationen modensprungfrei bleibt [Tak98]. Bei Fasergitterlasern mit hoher Leistung zeigt sich bei stetiger Erhöhung des Betriebsstroms eine Oszillation

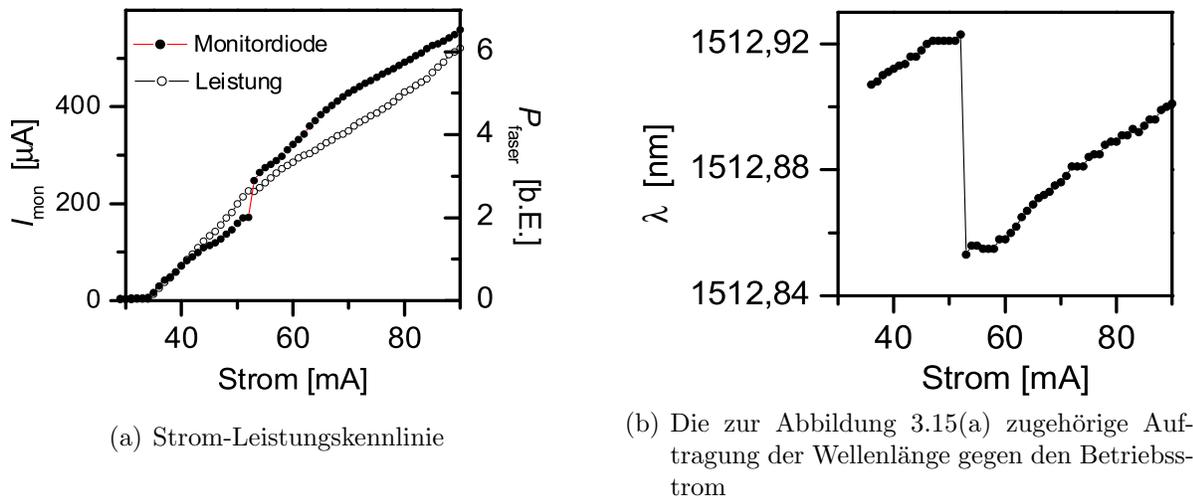


Abb. 3.15: Strom-Leistungskennlinie mit Modensprung

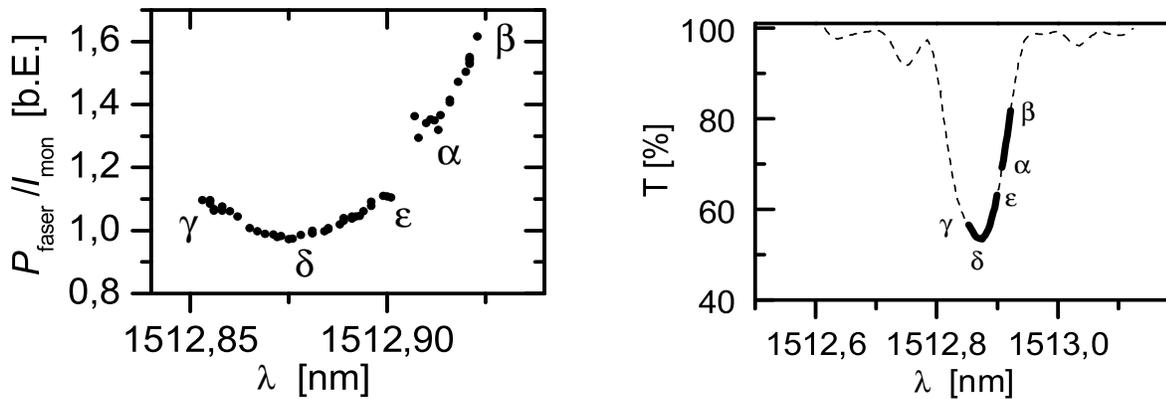
der Ausgangsleistung, welche gleichzeitig mit einem periodischen Durchstimmen der emittierten Wellenlänge innerhalb des Bragg-Gitters einhergeht [Goy98a]. Die damit verbundenen physikalischen Ursachen anschaulich zu machen ist Ziel dieses Abschnitts.

Um die Effekte zu untersuchen, lässt sich das Erklärungsschema der Änderung der Ausgangsleistung bei Variation der Resonatorlänge benutzen. Durch den Eigenwiderstand der Diode erhöht sich die Temperatur bei steigender Stromdichte und die Brechzahl des Halbleiters ändert sich [Lan80]. Bei der Variation des Betriebsstroms wird nicht nur die Pumpleistung beeinflusst, sondern auch die effektive Resonatorlänge.

Bei den verwendeten Fasergitterlasern reicht die Brechzahlerhöhung in der Diode durch die Temperaturerhöhung innerhalb des zulässigen Strombereiches³ nicht aus, um die Wellenlänge über den kompletten Bereich zweier Modensprünge durchzustimmen. Es taucht je nach Bau- und Betriebsart des Lasers in der Kennlinie maximal ein Modensprung auf.

Zur Darstellung der Interpretation der Strom-Leistungskennlinien wird hier in der Abbildung 3.15(a) das Beispiel einer Kennlinie mit einem Modensprung angeführt. Dieser macht sich an der Unstetigkeitsstelle bei ca. 55 mA bemerkbar und ist auf Grund der steileren Charakteristik bei dem Monitordiodenstrom ausgeprägter als bei der Ausgangsleistung. Zum Nachweis, dass es sich bei der Unstetigkeitsstelle um einen Modenwechsel handelt ist parallel dazu die Ausgangswellenlänge mit aufgezeichnet worden (Abbildung 3.15(b)). Den Mechanismus für den Modensprung kann man sich anschaulich machen, in dem man bei einer Kennlinie den Quotienten von Monitordiodenstrom und Ausgangsleistung bildet und gegen die Wellenlänge hin aufträgt; denn nach dem Ratengleichungsmodell ist der Quotient der beidseitigen Ausgangs-

³Der maximale Betriebsstrom wird mit 120 mA angesetzt. Bei dieser Stromstärke werden die Dioden industriell vorgealtert [Alt99].



(a) Quotient von Monitordiodenstrom und Ausgangsleistung

(b) Aus der Abb. 3.16(a) abgeleitete aktive Bereich des Bragg-Gitters

Abb. 3.16: Aus den Messungen der Abbildung 3.15 kann man den aktiven Bereich des Bragg-Gitters bestimmen. Eingezeichnet sind die Positionen an der Laserschwelle α , Modensprung von β nach γ . Das Reflexionszentrum des Bragg-Gitters befindet sich bei δ und das Ende der Messung bei ϵ .

leistungen des Fasergitters der Gleichungen 3.24 und 3.25 proportional zur Transmission des Auskoppelspiegels:

$$\frac{P_{\text{faser}}}{P_{\text{mon}}} \sim T_{\text{Bragg}}. \quad (3.26)$$

Dies ist in der Abbildung 3.16(a) gemacht worden. Im Vergleich dazu ist daneben in der Abbildung 3.16(b) die damit korrespondierende Transmission des Bragg-Gitters. Daraus ergibt sich der Zusammenhang, in dem der Modensprung steht: Der Fasergitterlaser emittiert an der Laserschwelle an einer bestimmten Wellenlänge an der langwelligen Flanke der Reflexion des Bragg-Gitters. Mit steigender Stromstärke wird die Auskopplung größer, bis eine Mode in der Nähe des Gitterzentrums den Modenwettkampf gewinnt. Das spiegelt sich auch in dem sprunghaften Anstieg des Monitordiodenstroms an dieser Stelle wider. Das Erreichen des Maximalstromes verhindert, dass der Bereich zwischen zwei Modensprüngen komplett durchlaufen wird. Kennzeichnend dafür ist die in dem aktiven Transmissionsbereich des Bragg-Gitters auftretende Lücke. Diese wird durch die effektive optische Resonatorlänge des Lasers festgelegt und lässt sich verändern. Eine Möglichkeit zum Aufbau eines modensprungfreien Fasergitterlasers besteht also darin, die effektive optische Länge des Resonators so zu wählen, dass sich die Lücke an dem Rand des Reflexionsbereichs des Gitters befindet.

Dieser Prozess des Eliminierens der Modensprünge wird bei der Messung von Strom-Leistungskennlinien bei verschiedenen Resonatorlängen anschaulich. Es sind zu diesem Zweck mehrere Strom-Ausgangsleistungskennlinien des Lasers bei definiert verschiedenen Resonatorlängen aufgenommen worden. Um Bistabilitäten mit einzubeziehen, wurde der Strom in beiden Richtun-

gen durchgestimmt. Beispielmessungen zeigt die Abbildung 3.17, wobei die Resonatorlänge zwischen zwei aufeinander folgenden dargestellten Messungen um ca. 140 nm verringert wurde. Dann verschiebt sich die Startwellenlänge an der Laserschwelle zu kürzeren Wellenlängen und ein Modensprung erfolgt bei höherem Betriebsstrom. Eine weitere spezifische Eigenart des

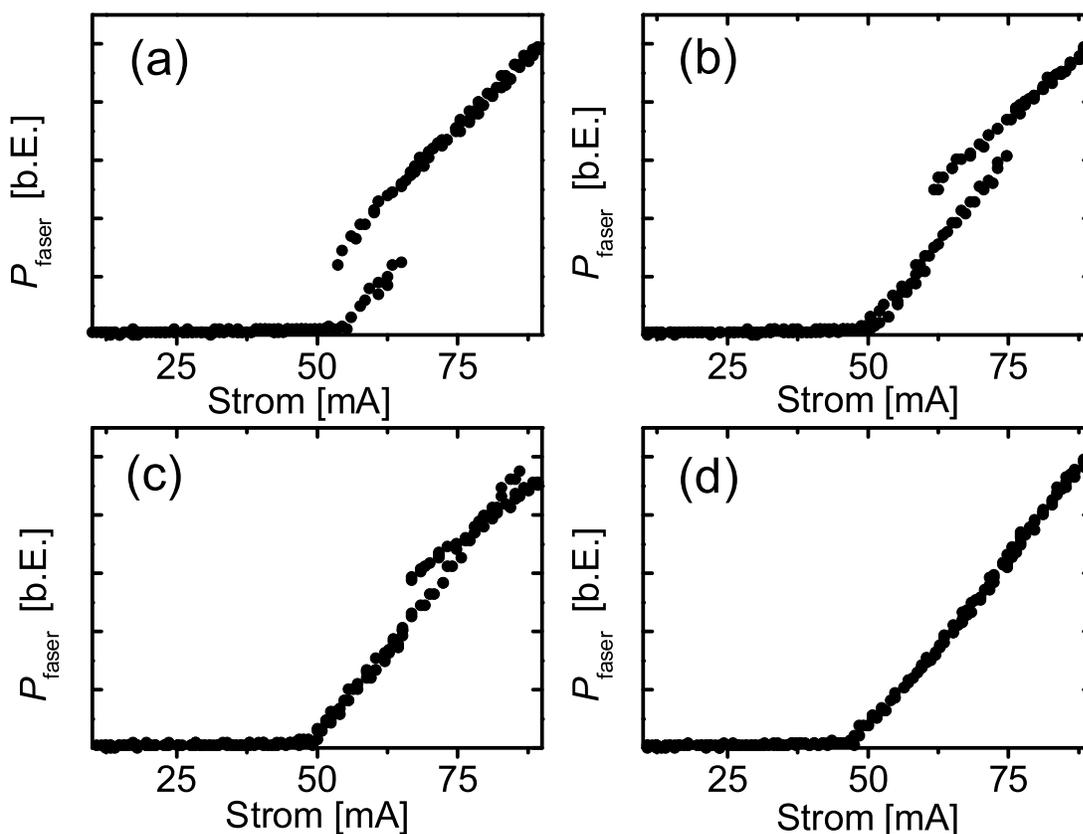


Abb. 3.17: Gemessene Strom-Leistungskennlinien. Die Variation des Einsatzes des Modensprungs wird durch eine Änderung der effektiven optischen Länge des Resonators induziert. Die Modensprünge zeigen den Wechsel zwischen zwei Laserkonfigurationen mit unterschiedlichen Steigungen und Schwellströmen.

Fasergitterlasers wird dadurch verursacht, dass bei ansteigendem Betriebsstrom an der Stelle eines Modensprungs der Laser von einer Stelle mit niedriger Reflektivität des Auskoppelspiegels zu einer in der Nähe des Reflexionszentrums wechselt. Damit ändert sich die Laserschwelle. Diese wird niedriger und die Steigung der Kennlinie wird durch die verringerte Auskopplung flacher. Damit zeichnet sich der Fasergitterlaser durch das Vorhandensein zweier Kennlinien aus, die sich im Modensprungbereich abwechseln. Das ist konsistent mit den Überlegungen aus den Ratengleichungen (siehe Graphik 3.11(b)). Beide Kennlinien haben unterschiedliche Schwellströme und Steigungen. Ist die Kennlinie ohne Modensprung, so nimmt der Laser einen Zwischenzustand zwischen den beiden Charakteristiken ein.

3.5 Experimenteller Nachweis der Modulierbarkeit

Faser-Bragg-Gitter stabilisierte Halbleiterlaser mit starker Rückkopplung sind dafür bekannt, dass sie ihre Monomodigkeit unter Großsignalmodulation aufrechterhalten können [Mor94b]. Dazu kommt die Eigenschaft, dass bei dem Fasergitterlaser der Halbleiteranteil l_{hl} nur einen Teil der Resonatorlänge l_{res} einnimmt ($l_{\text{hl}} < l_{\text{res}}$). Dadurch verringert sich gegenüber DFB-Lasern die Wellenlängendrift unter Modulation ($\Delta\lambda$) entsprechend der Änderung der relativen Resonatorlänge bei Änderung der Ladungsträgerdichte, d.h. $\Delta\lambda/\lambda = \Delta l_{\text{hl}}/l_{\text{res}}$. Die Übertragung von Daten mit direkt modulierten Fasergitterlasern wird unempfindlicher gegenüber der Dispersion der Übertragungsfasern, wodurch sich gute Datenübertragungseigenschaften auch ohne externen Modulator erreichen lassen [Has03]. Es ist dabei wesentlich, dass bei dem Fasergitterlaser die Resonatorumlauffrequenz wesentlich höher als die Modulationsfrequenz ist, damit der Laser ausreichend Zeit hat, sich auf das entsprechende Bitniveau einzupegeln. Dadurch limitieren sich die maximalen Übertragungsraten auf 10 GBit/s bei Direktmodulation [Pao98].

Bei DFB-Lasern sind bei Kanalabständen unter 50 GHz externe Modulatoren von Vorteil, um die Wellenlängendrift unter Modulation (Chirp), verursacht durch Schwankungen in der Ladungsträgerdichte zu minimieren [Kom02]. Die zwei wichtigsten Technologien sind LiNbO₃-Mach-Zehnder-Modulatoren und Halbleiter-Elektroabsorptionsmodulatoren, deren Funktionsweise auf dem Franz-Keldysh-Effekt basiert [Tha63]. Zur Beurteilung der Tauglichkeit der Direktmodulierbarkeit des Fasergitterlasers wird das Augendiagramm aufgenommen. Dazu wird ein Datenstrom mit zufallsverteilter Abfolge der High-Low Zustände in das Testobjekt übertragen, die Reaktion mit einem Oszilloskop aufgezeichnet und mit dem Takt der übertragenen Bits synchronisiert [Tek92].

Zur Überprüfung der Modulationseigenschaften wurde der Laser mit 80 mA Gleichstrom betrieben und der zufallsverteilte Datenstrom eines Datengenerators mit einem Bias-T (Infineon) zugeführt (Abbildung 3.18). Die Umlauffrequenz des Lichtes in dem verwendeten Fasergitterlaser liegt bei ca. 7,2 GHz. Die Gerätebezeichnungen des verwendeten Aufbaus finden sich in dem Abschnitt 3.1.

Das Auge ist über den gesamten Spektralbereich des Fasergitterlasers geöffnet (Abbildung 3.19), was nicht bedeutet, dass die Bitfehlerrate unabhängig von der Ausgangswellenlänge ist [Sat02]. Es bedeutet jedoch, dass die im Abschnitt 3.4.3 proklamierten thermisch induzierten Modensprünge nicht eintreten. Das spricht dafür, dass die Modulation in einem anderen Zeitbereich stattfindet als das thermische Aufheizen von Laserdioden, welches im Mikrosekundenbereich liegt [Bec98]. Die Frage des Einflusses der Ausgangswellenlänge auf das Augendiagramm

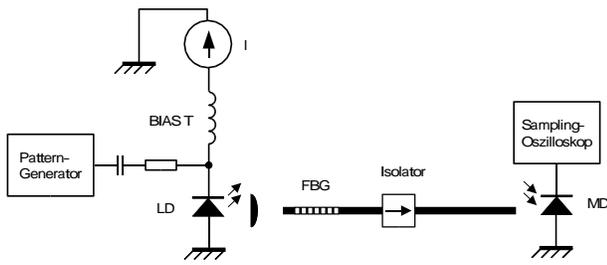


Abb. 3.18: Schaltplan zur Ankopplung des Datenstroms

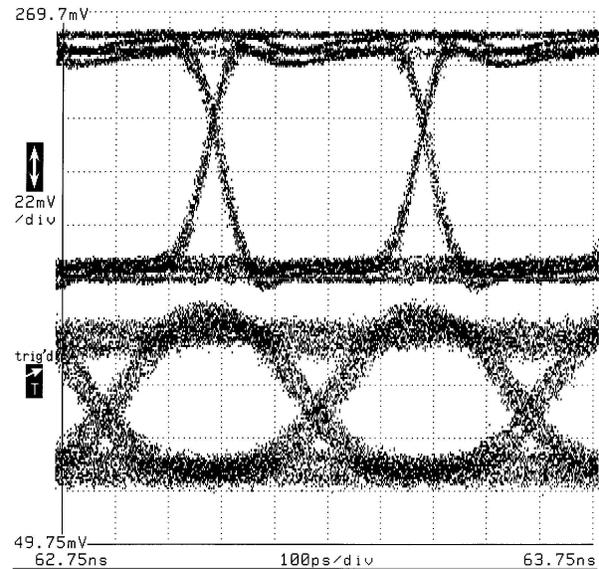


Abb. 3.19: Augendiagramm

wird bei der Behandlung des Wanderwellenmodells im Abschnitt 4.12.3 aufgegriffen.

3.6 Aktive Wellenlängenstabilisierung

In den Abschnitten 3.2 und 3.3 ist der Einfluss der Phasenanschlussbedingung der externen Kavität abgeschätzt und in Abschnitt 3.4 experimentell überprüft worden. Die damit verbundene Möglichkeit von Intensitäts- und Wellenlängenfluktuationen kann einer Applikation des Faser-Brillouin-Gitterlasers im Wege stehen. Deshalb werden die Ergebnisse der vorhergehenden Abschnitte zum Aufbau einer Methode verwendet, um die Emissionswellenlänge innerhalb des Reflexionsspektrums des Gitters zu fixieren.

Um die volle Bandbreite von Erbium dotierten Faserverstärkern (EDFAs) auszunutzen, ist es wesentlich, den Kanalabstand so dicht wie möglich zu setzen. Das impliziert, dass dabei die Anzahl der verwendeten Sendeelemente größer wird. Die verbesserte Ausnutzung der Bandbreite des Übertragungsfensters im C-Band (1528 nm-1565 nm [Kar00, Abschnitt 3.19]) zieht die Forderung nach wellenlängenstabilisierten Sendemodulen nach sich, um die Zuverlässigkeit der Komponenten innerhalb deren Lebenszeit zu gewährleisten. DFB-Laser sind in der Lage, mit einer Langzeitstabilität von 0,01 nm/Jahr aufzuwarten und sind im Moment das Mittel der Wahl [Fis98]. Unterschreitet der Kanalabstand 50 GHz, werden diese Laser vorzugsweise mit einer hybrid integrierten Wellenlängenstabilisierung ausgestattet [Kom02]. Das kann entweder mit einem Etalon [Sca00] oder einem Faser-Brillouin-Gitter [Par98] geschehen. In dieser Situation verspricht die Verwendung von Faser-Brillouin-Gittern mehrere Vorteile. Zum einen steht der Temperaturdrift der Wellenlänge bei DFB-Lasern von 10 nm/100 °C die größere Wel-

lenlängenstabilität von 2 nm/100 °C bei Faser-Bragg-Gittern gegenüber [Wil93]. Zum anderen können Faser-Bragg-Gitter als Wellenlängenreferenz bei geeigneter Integration Genauigkeiten unter 1 pm erreichen [Mei03, Gro03]. Dies kann man durch die Kombination eines Fasergitterlasers mit temperaturkompensierten Fasergittern ausnutzen [Ler01a, Ler01b]. Im Gegensatz zu DFB-Lasern ist im Fasergitterlaser durch die Verwendung von Faser-Bragg-Gittern eine von der aktiven Zone entkoppelbare Wellenlängenreferenz eingebaut, wodurch sich hohe Wellenlängengenauigkeiten ohne externe Referenz erreichen lassen [Sch02]. Um dieses Potential voll auszuschöpfen, bedarf es einer Methode, um die Wellenlängendrift innerhalb des Bragg-Gitters bei Änderung der Betriebsbedingungen zu unterdrücken. Das kann mit der aktiven Wellenlängenstabilisierung geschehen, welche auch Modensprünge verhindert. Damit steht das hier vorgestellte Verfahren als Alternative anderen Modensprungunterdrückungstechniken wie der passiven Anpassung der effektiv optischen Resonatorlänge durch ein Material mit negativer Brechzahländerung bei Temperaturerhöhung [Tan99, Tan02a] und der Unterdrückung von Intensitätsschwankungen bei Modensprüngen durch geschickte Auswahl der Modensprungparameter innerhalb des Reflexionsbereichs des Bragg-Gitters [Sat03] gegenüber.

Die aktive Wellenlängenstabilisierung bringt mehrere Vorteile mit sich. Modensprünge werden unterdrückt, die Komplementarität von Ausgangsleistung und Monitoriodenstrom wird aufgehoben und es wird nun möglich, zuverlässige Daten für Ausgangsleistung und Schwellstrom anzugeben. Man kann den Monitoriodenstrom mit der Ausgangsleistung kalibrieren. So ist es denkbar, die optische Ausgangsleistung bei der Datenübertragung an die Verstärkercharakteristik von Erbium-dotierten Faserverstärkern anzupassen. Ein Ergebnis der Wellenlängenstabilisierung ist, dass die Effekte durch Modenwanderung des externen Resonators weitgehend unterdrückt werden. Das spielt eine wesentliche Rolle bei der Beobachtung der Nebenmoden des Halbleiterverstärkers im folgenden Abschnitt und führt damit zur Wellenlängenschaltbarkeit im Abschnitt 3.8.

3.6.1 Funktionsweise der Wellenlängenstabilisierung

Bei dem Fasergitterlaser sind drei Kenngrößen mit der Ausgangswellenlänge verknüpft, deren Abhängigkeit von der Wellenlänge durch die Reflexion des Faser-Bragg-Gitters bestimmt ist; dazu gehören die Ausgangsleistung, der Monitoriodenstrom und die Laserspannung (Abbildung 3.20). Es ist zu dem Ergebnis aus den Translationsmessungen (Abschnitt 3.4) die Laserspannung hinzugekommen, deren Charakteristik ebenfalls der Ausgangswellenlänge folgt. Dem liegt die Idee zu Grunde, dass bei hohen Photonendichten die Ladungsträgerrekombination durch

die stimulierte Emission wesentlich schneller abläuft [Yu99]. Das bedeutet, dass eine hohe Photonendichte den Eigenwiderstand der Rekombinationszone reduziert (vgl. Abschnitt A.2). Der Lasertreiber regelt den Strom auf eine konstant voreingestellte Größe, so dass die Spannung an der Laserdiode der Photonendichte innerhalb des Resonators folgt. Wenn die Laserlinie sich im Zentrum des Bragg-Gitters befindet, dann wird die Spannung an der Laserdiode minimal und steigt mit zunehmendem spektralem Abstand vom Reflexionszentrum. Ändert sich der Laserdiodenstrom oder die Temperatur des Halbleiterverstärkers, so ändert sich der Offset der Spannungskurven [Alt02b].

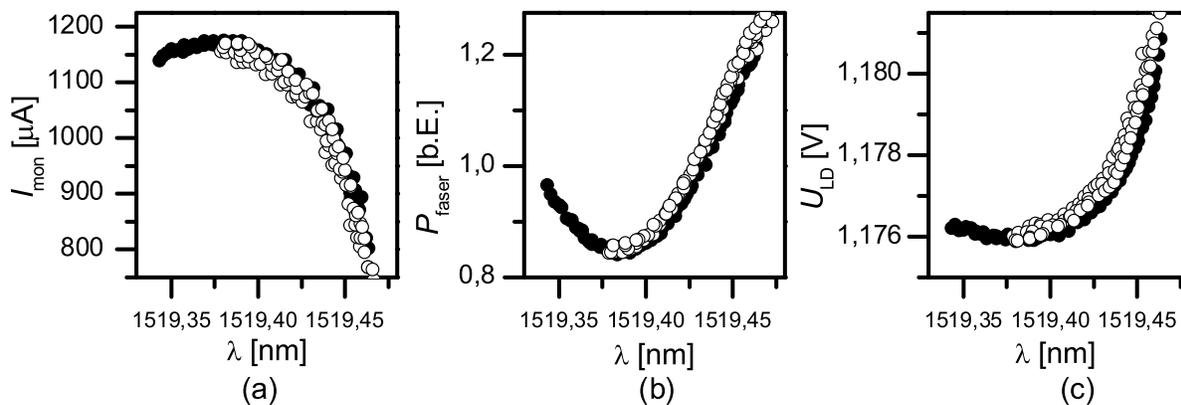


Abb. 3.20: Kenngrößen zur Implementierung der Wellenlängenstabilisierung in Abhängigkeit von der Wellenlänge: a) Monitorstrom b) Ausgangsleistung und c) Laserspannung. Aufgezeichnet sind die Kennlinien sowohl für die Verkleinerung als auch für die Vergrößerung des Resonators.

Die Ausgangswellenlänge des Fasergitterlasers ist durch die Resonatorlänge und die dementprechende Phasenanschlussbedingung festgelegt (Abschnitt 3.2). Mit der Phasenanschlussbedingung spezifiziert sich auch der Reflexionskoeffizient des Auskoppelspiegels. Dies führt bei den verwendeten Gittern bei stetiger Änderung der effektiven Resonatorlänge zu „parabelförmigen“ Kurven für die Kenngrößen bei der Auftragung gegen die Wellenlänge.

Sind diese Kennlinien bekannt, so kann man auf die Ausgangswellenlänge des Fasergitterlasers schließen, in dem man von einer Kenngröße die erste Ableitung errechnet. Dabei lässt sich analog zu einer numerischen Ableitung vorgehen, in dem man die Differenz bei verschiedenen effektiven Resonatorlängen bestimmt. Das Vorzeichen dient zur Bestimmung der Richtung, in welche die effektive Resonatorlänge modifiziert werden muss, um die Ausgangswellenlänge an einen gewünschten Arbeitspunkt zu verschieben. Die dazu notwendige Änderung lässt sich durch den Differenzbetrag abschätzen.

Die Kennlinien der Laserspannung und des Monitorstroms sind gut einer Wellenlänge

zuzuordnen. Die Ausgangsleistung hingegen besitzt unter Umständen ein Maximum an der Flanke des Bragg-Gitters und ist damit nicht unbedingt eindeutig der Wellenlänge zuzuordnen. Zusätzlich benötigt man zur Charakterisierung der Ausgangsleistung einen nachgeschalteten Verzweiger und eine an den Seitenzweig montierte Monitordiode [Tan02a].

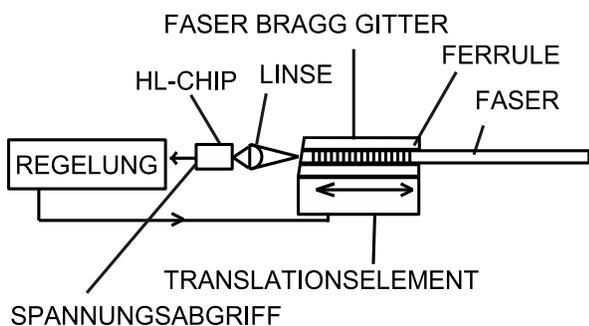
Das Verfahren zur Wellenlängenstabilisierung benötigt ein Regelungselement zum Test des aktuellen Arbeitspunktes und zur Anpassung der effektiven Resonatorlänge. Dies kann durch die Regelung der Laserdiodentemperatur [Sak92], einer der Laserdiode nachgeschalteten Phasen Anpassungssektion [Ber03], der Variation der Stromstärke (wird im Abschnitt 3.9 angewendet) oder der mechanischen Längenänderung des Resonators geschehen. Da die verwendeten Laserdioden weder Heizdraht noch ein integriertes phasenschiebendes Element besitzen, wurde die Piezoeinheit zum Test und zur Anpassung der effektiven Resonatorlänge verwendet.

Es ergibt sich eine Minimalkonfiguration einer Laserquelle für das dichte Wellenlängenmultiplex, die aus einer entspiegelten Laserdiode, einem phasenschiebenden Element und einem Faser-Bragg-Gitter besteht. Zusätzlich kommen noch die Fragen nach der Realisierung einer Regelungselektronik, der Gehäusetechnologie und Zuverlässigkeitstests ins Spiel. Das sind Probleme der Produktfertigung und werden mit der Ausnahme des Abschnitts 3.9 hier nicht weiter behandelt.

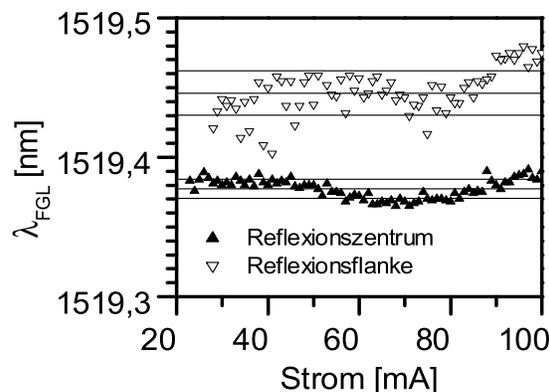
3.6.2 Anwendung der Wellenlängenstabilisierung

Die Funktionalität der aktiven Wellenlängenstabilisierung lässt sich mit den Strom-Leistungskennlinien von Fasergitterlasern nachweisen, da sich der Laser mit steigender Stromdichte erwärmt, eine Verschiebung der Laserlinie und bei dem Verlassen des Reflexionsbereichs des Gitters Modensprünge bewirkt (siehe Abschnitt 3.4.3). Dieser Effekt wird durch die Wellenlängenstabilisierung kompensiert.

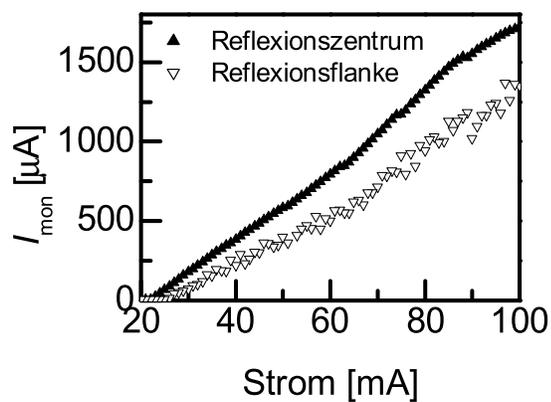
Die experimentelle Realisierung ist in der Abbildung 3.21(a) wiedergegeben. Der Wellenlängentest erfolgt über das Piezoelement, auf dem das Faser-Bragg-Gitter montiert ist. Der relative spektrale Abstand zum Reflexionszentrum des Bragg-Gitters wird über die Laserspannung ausgelesen. Es sind zwei Arbeitspunkte gewählt worden. Der erste ist das Reflexionszentrum des Bragg-Gitters, das ist der Punkt mit der besten Resonatorgüte. Als zweiter Arbeitspunkt dient eine Stelle an der langwelligen Flanke des Bragg-Gitters. Dabei wird im Reflexionszentrum auf Grund des verbesserten Einflusses der externen Kavität eine bessere Wellenlängenstabilität mit einer Standardabweichung von ± 7 pm erreicht (Abbildung 3.21(b)). Da die Arbeitspunkte bei unterschiedlichen Reflexionskoeffizienten des Auskoppelspiegels arbeiten, ergeben sich



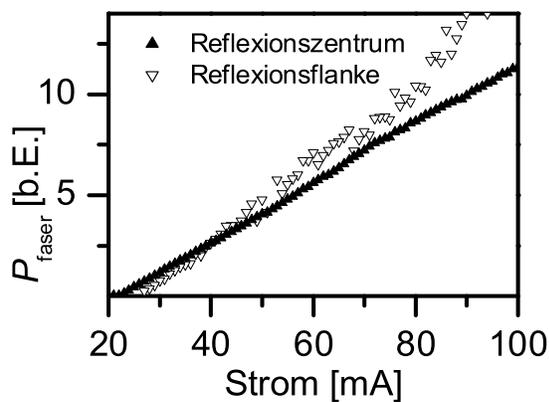
(a) Schema der experimentellen Umsetzung der Wellenlängenstabilisierung



(b) Strom-Leistungskennlinie mit aktiver Wellenlängenstabilisierung



(c) Monitordiodenstrom



(d) Ausgangsleistung mit der charakteristischen Überkreuzung der Kennlinien

Abb. 3.21: Demonstration der Implementierung der aktiven Wellenlängenstabilisierung durch Strom-Leistungskennlinien bei verschiedenen Referenzpunkten. Die Stabilisierung erfolgte auf das Gitterzentrum und die Gitterflanke. Bei der Wellenlängendarstellung sind die Standardabweichungen von ± 7 pm und ± 16 pm für das Reflexionszentrum und die Gitterflanke eingezeichnet.

die in der Behandlung der Ratengleichungen prognostizierten Strom-Leistungskennlinien mit verschiedenen Schwellstromdichten und Steigungen (Abschnitt 3.3). Hier sind auf Grund der unterschiedlichen Eigenschaften die Ausgangsleistung und der Monitordiodenstrom in den Abbildungen 3.21(d) und 3.21(c) separiert aufgetragen. Den experimentellen Ergebnissen stehen die theoretischen in den Abbildungen 3.11(a) und 3.11(b) auf der Seite 26 gegenüber. Wird der Arbeitspunkt an die Flanke des Bragg-Gitters festgesetzt, so steigt der Schwellstrom, die Anstiegsflanke für die Ausgangsleistung wird steiler und die des Monitordiodenstroms wird kleiner. Die Implementierung der Wellenlängenstabilisierung mit verschiedenen Arbeitspunkten dient auch zum Nachweis, dass man die überkreuzten Strom-Leistungskennlinien mit Modensprung in der Abbildung 3.17 experimentell voneinander separieren kann.

3.7 Messung des Einflusses der Moden der internen Kavität

An dieser Stelle wird der Einfluss der residualen Nebenmoden des Halbleiterverstärkers untersucht, da diese trotz der Antireflexbeschichtung Intensitätsfluktuationen der Laserleistung bewirken können. Damit verwandte Effekte wurden bei Pump-Fasergitterlasern [Cra01] und bei Kurzpulsquellen-Fasergitterlasern [Tim95] nachgewiesen.

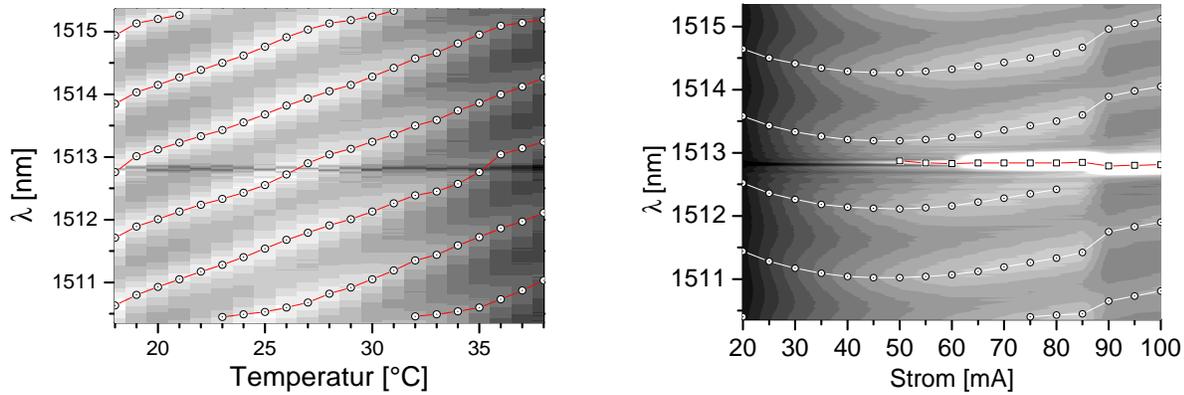
Die Nebenmoden werden durch Brechzahländerung innerhalb der Halbleitersektion beeinflusst. Zum einen bekommt man ein erstes Indiz dafür, dass die Ladungsträgerdichte die Brechzahl, die Position der Ausgangswellenlänge, damit die Güte des Lasers und letztendlich wieder sich selbst beeinflusst. Zum anderen können die residualen Nebenmoden die Photonenlebensdauer innerhalb des Reflexionsbereichs des Faser-Bragg-Gitters erhöhen.

Die Eingangsparameter, die einen Einfluss auf die Modenverteilung des Lasers haben, sind, wenn man vom Piezoelement absieht, die Temperatur und der Betriebsstrom des Lasers.

Die Variation der Temperatur T bewirkt eine Verschiebung der spektralen Position λ einer Nebenmode des Halbleiterverstärkers über die Änderung der Länge des Halbleiterverstärkers l_{hl} , des Brechungsindex n_{hl} und über die Ladungsträgerdichte N :

$$\frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{dT} = \underbrace{\frac{1}{l_{hl}} \frac{dl_{hl}}{dT}}_{\text{Längenänderung}} + \underbrace{\frac{1}{n_{hl}} \frac{dn_{hl}}{dT}}_{\text{Brechzahländerung}} + \underbrace{\frac{1}{n_{hl}} \frac{dn_{hl}}{dN} \frac{dN}{dT}}_{\text{Änderung der Ladungsträgerdichte}}, \quad (3.27)$$

wobei die höhere Änderung der effektiv optischen Weglänge durch die Änderung des Brechungsindex gegenüber der physikalischen Ausdehnung des Kristalls bei III-V Halbleiterverbindun-



(a) Position der Nebenmoden (\circ) bei verschiedenen Temperaturen unterhalb der Laserschwelle

(b) Position der Nebenmoden (\circ) und der Laserlinie (\square) bei Variation des Laserstromes an der Laserschwelle

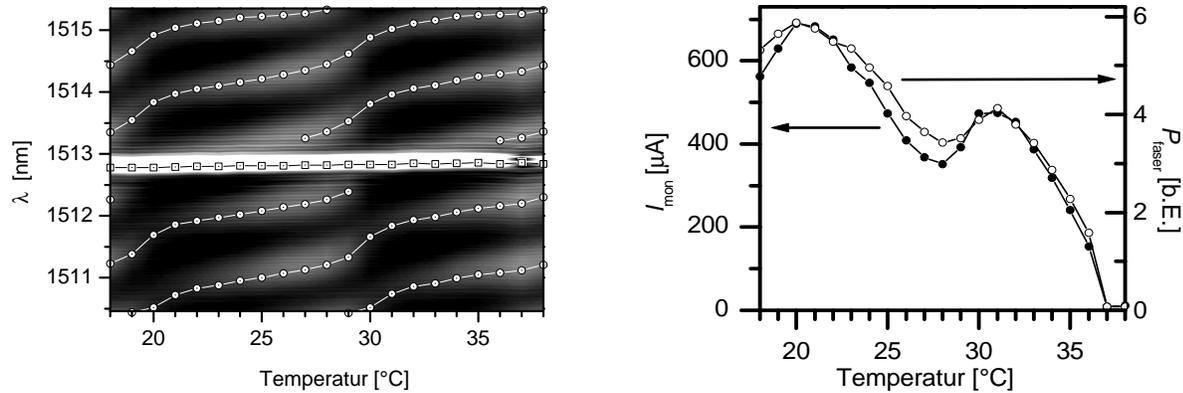
Abb. 3.22: Konturauftragung der Spektren des Fasergitterlasers. Die Skalierung ist so gewählt, dass sich die Position der Nebenmoden klar erkennen lässt.

gen im Allgemeinen dominiert [Lan82] und der erste Term nicht von Bedeutung ist. Die Ladungsträgerdichte kann dann Einfluss nehmen, wenn die spontane Rekombination von der Temperatur abhängig ist. Wenn die Temperatur steigt, dann wird die Ladungsträgerdichte ab- und somit die Brechzahl zunehmen [Ble86].

Unterhalb der Laserschwelle sind alle drei Teilterme der Gleichung 3.27 phänomenologisch nicht ohne weiteres zu trennen und bei ansteigender Temperatur des Halbleiterverstärkers zeigt sich dort eine lineare Verschiebung der spektralen Position der Nebenmoden durch die Zunahme der effektiven Brechzahl (siehe Abbildung 3.22(a)).

Das Wechselspiel der Brechzahleinflüsse durch Erwärmung und Ladungsträger wird gut bei Variation der Stromstärke um die Laserschwelle sichtbar (siehe Abbildung 3.22(b)). Unterhalb der Laserschwelle baut sich bei steigendem Betriebsstrom die Ladungsträgerdichte auf. Dieser Effekt dominiert gegenüber der thermisch induzierten Brechzahländerung und man bekommt bei steigender Stromstärke unterhalb der Laserschwelle eine Abnahme der Brechzahl. An der Laserschwelle erreicht die Ladungsträgerdichte ihren Betriebsbereich und der Brechzahlanstieg durch Temperaturerhöhung dominiert.

Oberhalb der Laserschwelle kann die Ladungsträgerdichte interaktiv an dem Laserprozess mitwirken. Das dazugehörige Experiment (Abbildung 3.23) ist bei aktivierter Wellenlängens stabilisierung durchgeführt worden, um eine spektrale Verschiebung der aktiven Mode der externen Kavität zu verhindern. Bei Temperaturerhöhung zeigt sich die erwartete Verschiebung der Wellenlänge zum Roten. Sobald eine Nebenmode den spektralen Bereich des Bragg-Gitters erreicht, verbessert sich die Resonatorgüte, die Ladungsträgerdichte wird abgebaut und somit die Mode in den Reflexionsbereich hineingezogen (Abbildung 3.23(a)). An diesen Temperatur-



(a) Spektrale Wanderung der Position der residualen Nebenmoden (\circ) des Laserchips im Verhältnis zur Laserlinie (\square)

(b) Zur Messung in der Graphik 3.23(a) gehörende Ausgangsleistungen des Fasergitterlasers. Monitoriodenstrom (\bullet) und Ausgangsleistung (\circ) laufen weitgehend synchron.

Abb. 3.23: Verhalten des Fasergitterlasers oberhalb der Laserschwelle mit aktiver Wellenlängenstabilisierung unter Variation der Betriebstemperatur

bereichen erhöht sich die Ausgangsleistung des Lasers (Abbildung 3.23(b)). In dem Aufbau des wellenlängenschaltbaren Fasergitterlasers tritt dieser Effekt in stark abgeschwächter Form auf (siehe Abbildung 3.26), da immer eine Nebenmode sich im Reflexionsbereich eines Gitters befindet.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Antireflexschicht auf der Halbleiterdiode messbare Intensitätsschwankungen der Ausgangsleistung bewirkt, wenn man die Betriebstemperatur des Lasers verändert, da die Moden des Halbleiterverstärkers Einfluss auf die Photonenlebensdauern in dem Resonator haben (vgl. Anhang A.3). Das ist die Basis für den wellenlängenschaltbaren Fasergitterlaser.

3.8 Wellenlängenschaltbarer Fasergitterlaser

Mit der Implementierung der Wellenlängenstabilisierung im Abschnitt 3.6 zeigt sich, dass die Nebenmoden des Halbleiterverstärkers einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss haben. Die darauf aufbauende Frage ist, ob der Fasergitterlaser stabilen Laserbetrieb zeigt, wenn man diesen mit mehreren Gittern betreibt und dabei die Nebenmoden einsetzt, ein Gitter zu selektieren. Damit ist es möglich, einen schaltbaren Laser zu verwirklichen. Aus der Betrachtung der Moden der externen Kavität ist eher ein instabiles Verhalten zu erwarten, da mehrere Moden mit vergleichbaren Verlusten und Verstärkung vorliegen und damit in Wettbewerb treten können.

Bei einem statischen Wellenlängenmultiplex wird jeder Kanal von einem Laser bedient. Um

Wellenlängen ein- und auszukoppeln bedarf es optischer Schalter und Add/Drop Multiplexer sowie weiterer Laser. Wellenlängenschaltbare Laser sind in der Lage, Laserarrays zu ersetzen und tragen daher zur Minimierung der Komplexität von optischen Übertragungssystemen bei [Tur01]. Der Fasergitterlaser bietet sich als Hybridlaser an, mehrere Ausgangswellenlängen zu implementieren. Im direkten Fall erfolgt dies durch den Austausch der Faser-Bragg-Gitter mit einem Faserschalter [Cha00]. Andere Verfahren bieten mehrere Bragg-Gitter simultan an und selektieren die Gitter mit verschiedenen Verfahren, entweder mit einem durchstimmbaren Transmissionsfilter [Sor99] oder durch Polarisationsvariation und einem Bragg-Gitter in einer doppelbrechenden Faser [Rei02]. Der Nachweis des Schaltverhaltens mit einem Multi-Reflexions-Bragg-Gitter (sampled Bragg grating) mit der Auswahl eines Reflexionsbereichs durch die Modenverteilung des Fasergitterlasers findet sich in [Ber03] und kommt dem hier vorgestellten Verfahren am nächsten.

Das Konzept des wellenlängenschaltbaren Fasergitterlasers mit aktiver Wellenlängenstabilisierung ist ein Beispiel dafür, dass man durch Synchronisation der internen und externen Moden neuartige Funktionalitäten erreichen kann. Insbesondere entfällt durch die Verwendung der aktiven Wellenlängenstabilisierung die Notwendigkeit einer Optimierung der Phasenlage der effektiven Resonatorlänge für die verschiedenen Schaltzustände. Nachgewiesen wird die Funktionalität und der Möglichkeit der Direktmodulation. In Hinsicht auf die Anzahl der möglichen Ausgangswellenlängen und der maximalen Übertragungsrate ist das Konzept noch ausbaufähig.

3.8.1 Realisierung des schaltbaren Fasergitterlasers

Zum Test des postulierten Schaltmechanismus wird ein Fasergitterlaser mit zwei überlagerten Bragg-Gittern ausgestattet. Diese erhält man, wenn mehrere Gitter mit unterschiedlicher Reflexionswellenlänge in der Faser derart eingeschrieben werden [Oth94], dass sie sich räumlich überlagern. Der spektrale Abstand der Reflexionszentren ist so gewählt, dass dieser der Hälfte des Abstandes zweier Moden des Halbleiterlasers entspricht. Der Reflexionskoeffizient liegt bei ca. 45% (Abbildung 3.24(a)). Die Gitter wurden anschließend in kommerzielle FC/APC Ferrulen eingeklebt und poliert.

Um den Schaltmechanismus zu testen, wurde die Temperatur des Halbleiters variiert und für jeden Temperaturmesspunkt die Länge der externen Kavität um mindestens eine halbe Wellenlänge durchgestimmt. Auf diese Weise wird der Arbeitsbereich des Fasergitterlasers kartographiert, in dem die möglichen Ausgangswellenlängen gegen Temperatur eintragen sind. Das Ergebnis findet sich in der Abbildung 3.25 und zeigt, dass der Fasergitterlaser außerhalb der

Übergangsbereiche zu einem Gitter tendiert. Bei Änderung der Temperatur alterniert das aktivierte Gitter mit einem Takt von ca. 5°C . Damit ist das Prinzip der Wellenlängenschaltbarkeit nachgewiesen. Zum Ausbau zu einem Transmitter wird noch auf die Wellenlängenstabilisierung und die Modulationseigenschaften eingegangen.

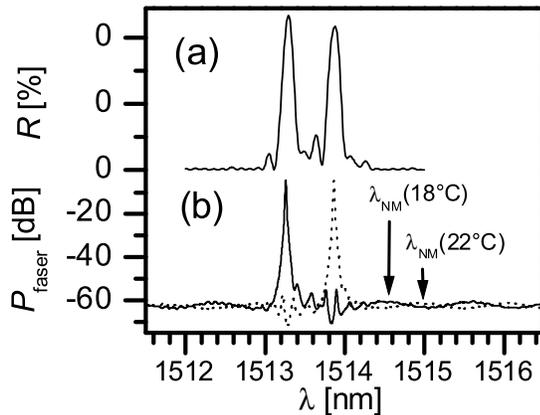


Abb. 3.24: Graphik a zeigt das Reflexionspektrum des Doppel-Bragg-Gitters und b das Ausgangsspektrum bei verschiedenen Schaltzuständen. λ_{NM} ist die Position einer Nebenmode, vgl. Abbildung 3.26(a).

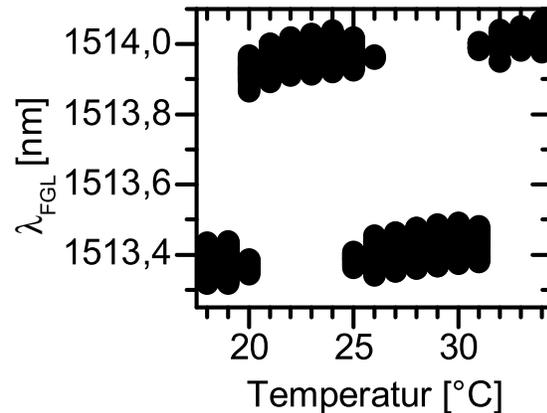
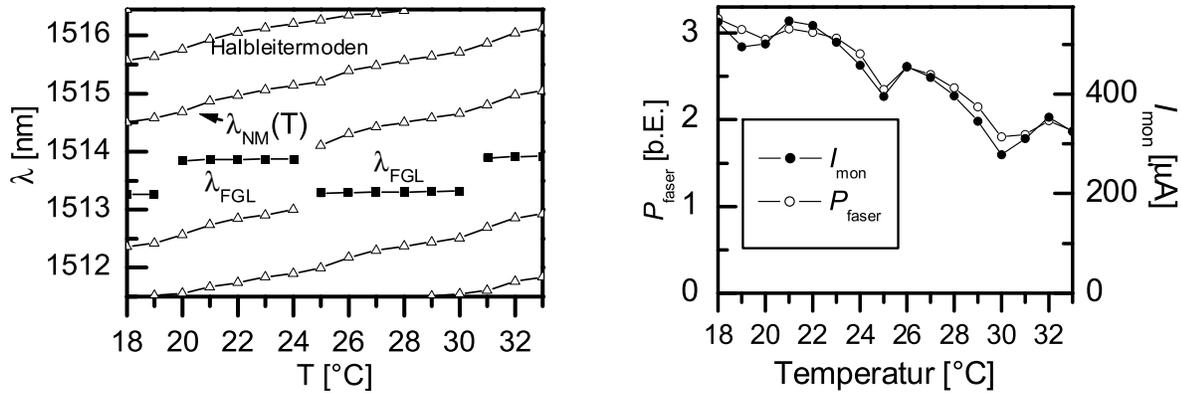


Abb. 3.25: Mögliche Ausgangswellenlängen (•) des Fasergitterlasers mit überlagerten Gittern bei verschiedenen Temperaturen des Halbleiterverstärkers

3.8.2 Wellenlängenstabilisierter und -schaltbarer Fasergitterlaser

Bei dem wellenlängenschaltbaren Fasergitterlaser ist die Ausgangswellenlänge vorzugsweise auf eines der angebotenen Bragg-Gitter fixiert. Im Ausgangsspektrum in der Abbildung 3.24(b) findet man, dass durch die niedrige Finesse des Halbleiterresonators die Moden im Vergleich zum Arbeitsbereich innerhalb eines Bragg-Gitters spektral breit ausfallen. Dadurch ist zu erwarten, dass die Moden des Halbleiterlasers nur geringen Einfluss auf das Modenverhalten haben, welches durch die externe Kavität festgelegt wird. Das bedeutet, dass die Architektur mit mehreren Bragg-Gittern kompatibel mit der aktiven Wellenlängenstabilisierung ist.

Wird der Fasergitterlaser mit dem Doppel-Bragg-Gitter und aktiver Wellenlängenstabilisierung betrieben, so schnürt sich der Arbeitsbereich aus der Abbildung 3.25 auf zwei Ausgangswellenlängen ein, die den jeweiligen Reflexionszentren der Bragg-Gitter entsprechen. Diese wechseln bei Variation der Temperatur, wobei die aktive Wellenlängenstabilisierung die Laserwellenlänge nach jedem Wechsel neu einregelt. Die dazugehörige Messung findet sich in der Abbildung 3.26(a), wobei zwei der ausgewerteten Spektren in der Abbildung 3.24(b) zu finden sind. Ausgewertet wurde nicht nur die spektrale Position der Ausgangswellenlänge, sondern

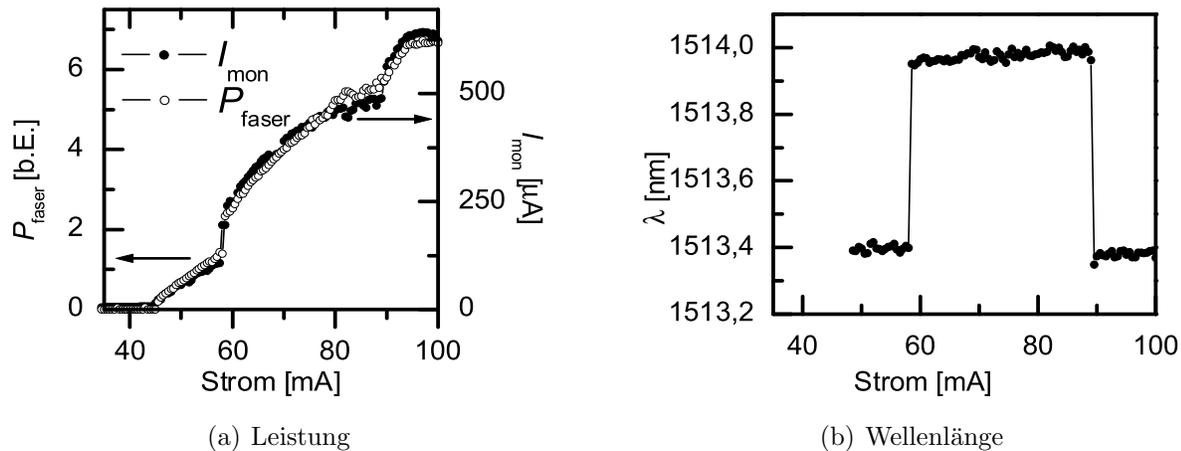


(a) Verhalten der spektralen Position der residualen Nebenmoden. λ_{FGL} ist die emittierte Wellenlänge (■) und λ_{NM} die Position einer Nebenmode (Δ), vgl. Abbildung 3.24.

(b) Ausgangsleistungen

Abb. 3.26: Temperaturcharakteristik eines Fasergitterlasers mit Wellenlängenstabilisierung und Doppel-Bragg-Gitter

auch die der Nebenmoden zum Nachweis, dass der Schaltmechanismus auf diesen basiert.



(a) Leistung

(b) Wellenlänge

Abb. 3.27: Kennlinien des Fasergitterlasers mit Wellenlängenstabilisierung und Doppel-Bragg-Gitter

Der wellenlängenschaltbare und -stabilisierte Fasergitterlaser zeigt für sich charakteristische Strom-Leistungskennlinien. Modensprünge innerhalb eines Bragg-Gitters werden durch die Wellenlängenstabilisierung unterdrückt. Die Strom-Leistungskennlinie zeigt dennoch Unstetigkeitsstellen (Abbildung 3.27(a)). Diese werden, wenn man sich den Verlauf der Ausgangswellenlänge in der Abbildung 3.27(b) betrachtet, durch den Wechsel des aktiven Bragg-Gitters induziert. Der wiederum wird durch die Temperaturerhöhung der Laserdiode verursacht, die sich in diesem Fall aus den Messungen der Abbildungen 3.26(a) und 3.27(b) auf $0,16 \text{ }^\circ\text{C}/\text{mA}$ abschätzen lässt.

3.8.3 Datenübertragungseigenschaften des schaltbaren Fasergitterlasers

Das Konzept der Schaltbarkeit lässt sich auch mit zwei Gittern realisieren, die sich an räumlich verschiedenen Stellen befinden. Es sind stattdessen überlagerte Gitter verwendet worden, um die gleiche Resonatorlänge für die verschiedenen Ausgangswellenlängen zu gewährleisten und damit für alle Schaltzustände dieselben Modulationsbedingungen zu haben. Zum Nachweis der gleichen Resonatorlänge bei den verschiedenen Schaltzuständen sind in der Abbildung 4.14 auf der Seite 75 die Intensitätsverteilungen innerhalb des Doppel-Bragg-Gitters berechnet worden.

Durch das Vorhandensein zweier Gitter stehen eine größere Anzahl an Moden der externen Kavität dem Modenwettbewerb zur Verfügung und eine große Anzahl von zur verfügbaren Moden kann bei Lasern, die im stationären Zustand mit einer longitudinalen Mode arbeiten, unter Modulation zur Multimodigkeit führen [Pet78, Mar83]. Zum Nachweis, dass das Vorhandensein einer Mode der Halbleitersektion innerhalb des Reflexionsbereiches eines der Bragg-Gitter genug Stabilität bringt, um die Augen unter Modulation offen zu erhalten, sind Augendiagramme bei 2,5 GBit/s aufgenommen worden. Diese finden sich in der Abbildung 3.28 und zeigen gute Datenübertragungseigenschaften für die zwei möglichen Schaltzustände. Untersuchungen

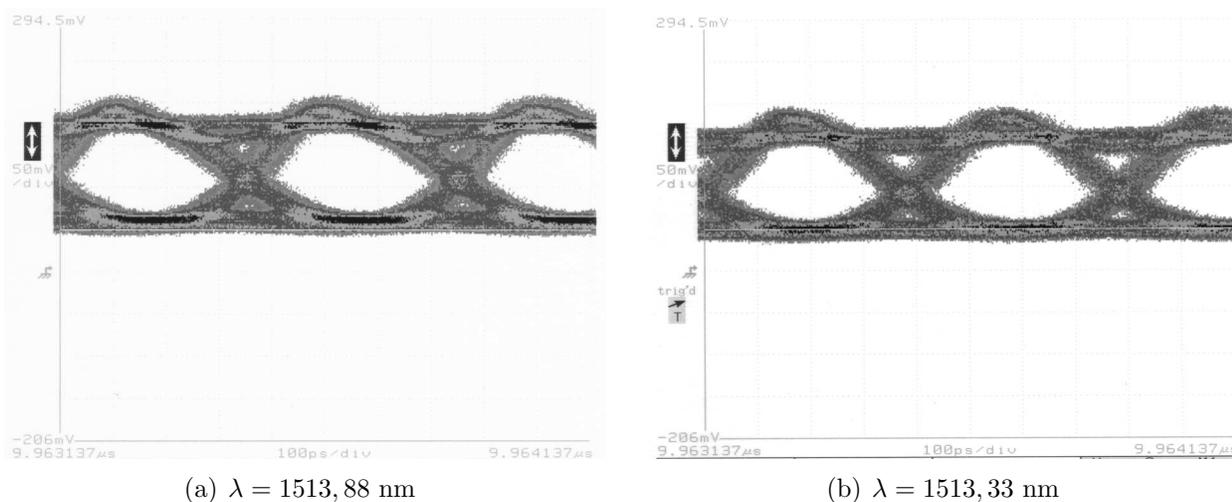


Abb. 3.28: Augendiagramm bei 2,5 GBit/s bei verschiedenen Schaltzuständen

zur Stabilität der Augen im Bezug zur Phasen Anpassung der externen Kavität sind im Simulationsabschnitt gemacht worden und finden sich im Abschnitt 4.12.3.

Die Schaltzeiten sind nicht gemessen worden. In der Literatur finden sich die Angaben über die Geschwindigkeiten von Phasenverschiebungsmechanismen, die bei Laserdioden mit integriertem Heizelement Schaltzeiten im Millisekundenbereich [Sak92] und für Halbleiterstärker mit Phasenverschiebungssektion bis zu 20 ns erwarten lassen [Bis99].

3.9 Machbarkeitsstudie der Anwendung industrieller Fertigungstechnologie auf den Fasergitterlaser

In diesem Abschnitt geht es um die Relevanz der Untersuchungen der Grundlagen für den Einsatz des Fasergitterlasers als Lasermodul zur Nachrichtenübertragung. Das beginnt mit der Betrachtung des Einflusses der Moden der externen Kavität auf die Anwendbarkeit bestehender Koppeltechnik im Abschnitt 3.9.1. Das wird nötig, weil durch den interaktiven Koppelprozess nicht nur die Koppelleffizienz, sondern auch die Modenstruktur des Lasers variiert wird. Nach der Fertigung des Fasergitterlasers (Abschnitt 3.9.2) zeigen sich bei Temperaturänderung (Abschnitt 3.9.3) oder bei den Strom-Leistungskennlinien (Abschnitt 3.9.4) nichtlineare Eigenschaften, die sich durch den vorher beschriebenen Einfluss der Änderung der effektiven Resonatorlänge erklären lassen und sich zur Implementierung der Wellenlängenstabilisierung (Abschnitt 3.9.5) eignen. Die Wellenlänge ist austauschbar und der Fasergitterlaser im Gehäuse zeigt gute Übertragungseigenschaften.

Ein Lasermodul ist ein hermetisch verschweißtes Gehäuse, in dem ein Halbleiterverstärker mit Faserankopplung, eine Frequenzstabilisierung und eine Leistungsstabilisierung untergebracht sind, um Alterungsprozesse und Temperaturschwankungen auszugleichen [Kar00, Abschnitt 6.15]. Im Gegensatz zu DFB-Lasern ist es bei Fasergitterlasern bei der Fertigung möglich, die Emissionswellenlänge von der Halbleiterlaserherstellung zu trennen und den durch das Lasermodul bedienten Übertragungskanal erst vor der Auslieferung des Lasers festzusetzen [Kas94, Kas98]. Dadurch entfällt im Gegensatz zu DFB-Lasern die Lagerhalterung für die individuellen Übertragungswellenlängen [Kas99]. Bei Fasergitterlasern ist durch den Austausch von Bragg-Gittern Laserbetrieb über einen Bereich von 90 nm mit guten Datenübertragungseigenschaften bei 2,6 GBit/s im kompletten Telekommunikationsfenster (C-Band) [Bis99] erreicht worden.

3.9.1 Verhalten des Fasergitterlasers bei aktiver Ankopplung

Technologien zum Einbau eines DFB- oder FP-Halbleiterlasers in ein Gehäuse verwenden bei der Faserankopplung Algorithmen zum Auffinden der Position des maximalen Lichteintrags; das ist die Position des optimalen Überlapps des Modenfeldes der Faser mit dem der Strahltille. Beim Fasergitterlaser unterscheidet das sich dahin gehend, dass die Änderung der Einkoppelbedingung die Parameter innerhalb der Laserkavität grundlegend beeinflusst. Die Ankopplung ist ein zweistufiger Prozess. Die erste Stufe erfolgt über die Einkopplung mittels der spon-

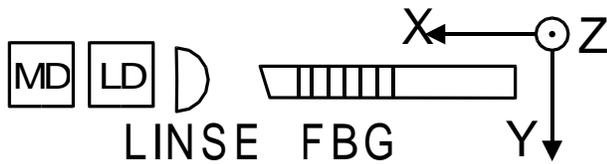


Abb. 3.29: Festlegung des Koordinatensystems. Ansicht von oben. MD: Monitoriode, LD: Laserdiode

tanen Emission solange, bis der Schwellstrom sich bis auf den eingestellten Strom erniedrigt hat; dann erfolgt ein sprunghaftes Ansteigen der Laserintensität [Lau00]. Die zweite Stufe ist dadurch gekennzeichnet, dass bei der Änderung der Resonatorumlaufbedingung Unstetigkeitsstellen auftauchen, bei denen sich die Toleranzmesskurven für niedrige und hohe Reflexion des Auskoppelspiegels abwechseln [Zen96]. Wenn man die Leistung bei der Ankopplung überwacht, dann stellt sich die Strahltaile der Fokussierungslinse bei der Auftragung der eingekoppelten Lichtintensität im Fokus der Linse als eine Struktur mit geschichteten Segmenten dar.

Die Festlegung der Koordinaten findet sich in der Abbildung 3.29.

Einfluss des seitlichen Versatzes der Faser (y-z-Ebene)

Ein seitlicher Versatz der Faser von der optimalen Einkoppelposition bedeutet in erster Linie eine Abnahme der Koppelleffizienz auf Grund des abnehmenden Überlappintegrals über den Querschnitt der Strahltaile der Linse und dem Modenfeld der Faser. Das bedeutet, dass der Gütefaktor des Resonators abnimmt. Bei der Konturauftragung der optischen Leistung gegen Variation des Faserendes senkrecht zur optischen Achse sollte sich aus diesem Grunde ein rotationssymmetrisches Bild ergeben. Die Messergebnisse für den Monitoriodenstrom I_{mon} und die Ausgangsleistung P_{faser} sind in den Abbildungen 3.30(a) und 3.30(b) aufgetragen, in denen sich bei dem Versatz in vertikaler (z-) Richtung die geforderte Symmetrie findet. Bei der Verschiebung in horizontaler (y-) Richtung zeigt sich jedoch eine modensprung-induzierte Unstetigkeitsstelle. Dies ist der speziellen Aufbautechnik der verwendeten Fasergitterlaserarchitektur geschuldet [Fre01] und beruht auf der Einkopplung in die angewinkelte Faserendfläche⁴.

Einfluss des seitlichen Versatzes mit Verschiebung entlang der optischen Achse (x-z- und y-z- Ebene)

Vergrößert sich der Abstand zwischen Faserkern und optischer Achse in vertikaler (z-) Richtung, so verschlechtert sich die Einkopplung; die Resonatorumlaufzeit bleibt konstant. Die Ausgangsleistung nimmt ab und die Ausgangswellenlänge des Lasers bleibt unbeeinflusst. Das Faserende

⁴Zur Optimierung der Einkopplung in den Schrägbruch der Faser wurde die Koppeloptik so gestaltet, dass der Laserstrahl einen Schielwinkel 3° zur optischen Achse hat [Alt99].

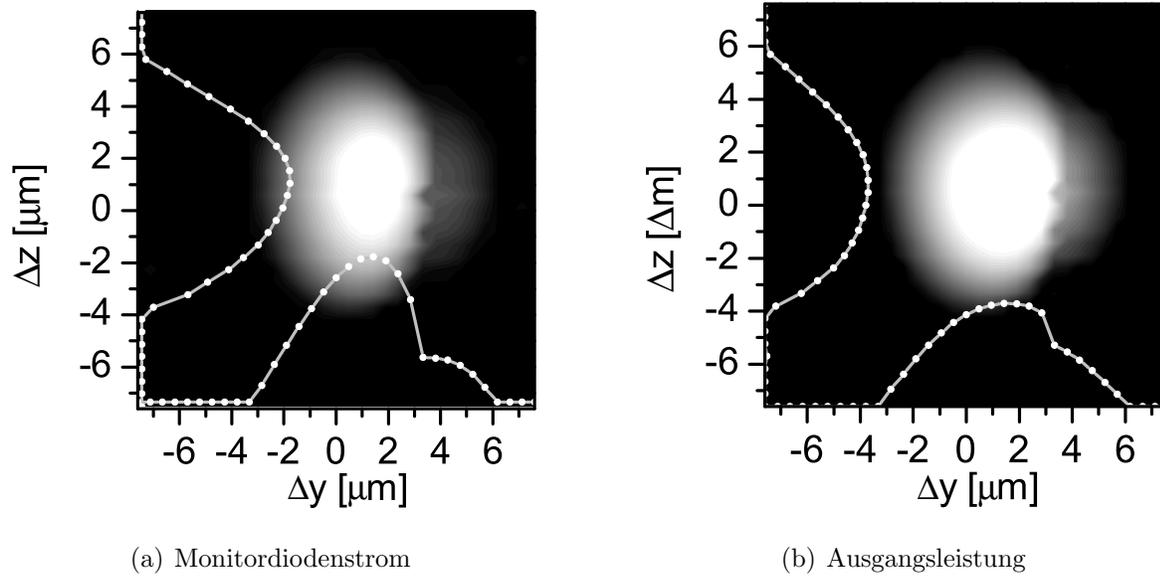


Abb. 3.30: Leistung des Fasergitterlasers bei Verschiebung des Faserendes senkrecht zur optischen Achse (y-z-Ebene)

bewegt sich auf einer isochromen Linie. Bei der Translation des Faserendes entlang der optischen Achse verhält es sich bei kleinen Verschiebungen in gegensätzlicher Art und Weise. Die Kopplung bleibt konstant und die Resonatorumlaufzeit ändert sich. Die in dieser Richtung auftretenden Intensitätsschwankungen resultieren aus der sich ändernden longitudinalen Modenverteilung des Fasergitterlasers und es gelten die Erklärungen aus den Messungen unter Variation der effektiven Resonatorlänge im Abschnitt 3.4.1. Das hat zur Konsequenz, dass die Intensität für den Monitordiodenstrom (Abbildung 3.31(a)) eine andere Charakteristik als die der Ausgangsleistung (Abbildung 3.31(b)) aufweist.

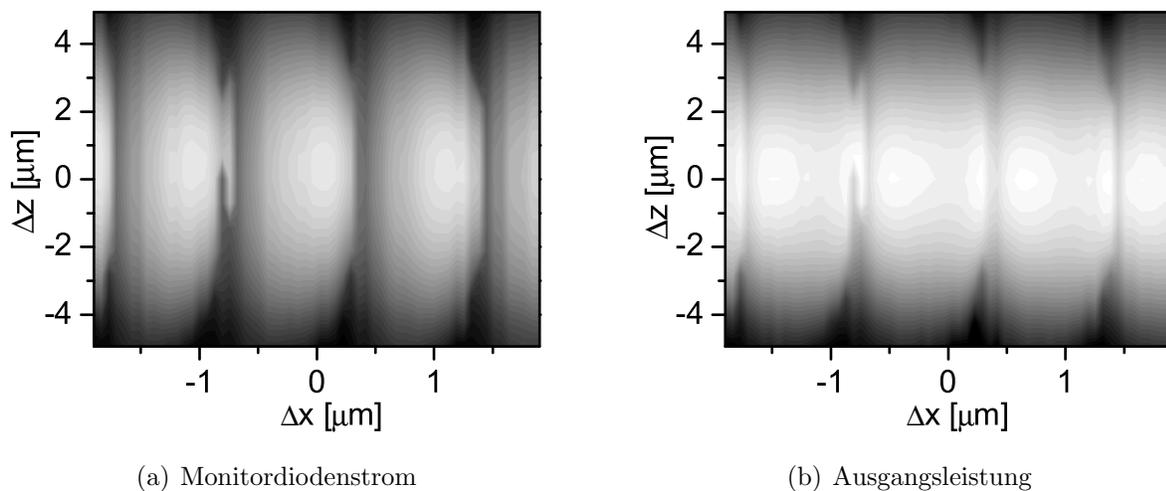


Abb. 3.31: Leistung des Fasergitterlasers bei Verschiebung des Faserendes in vertikaler (x-z-) Ebene

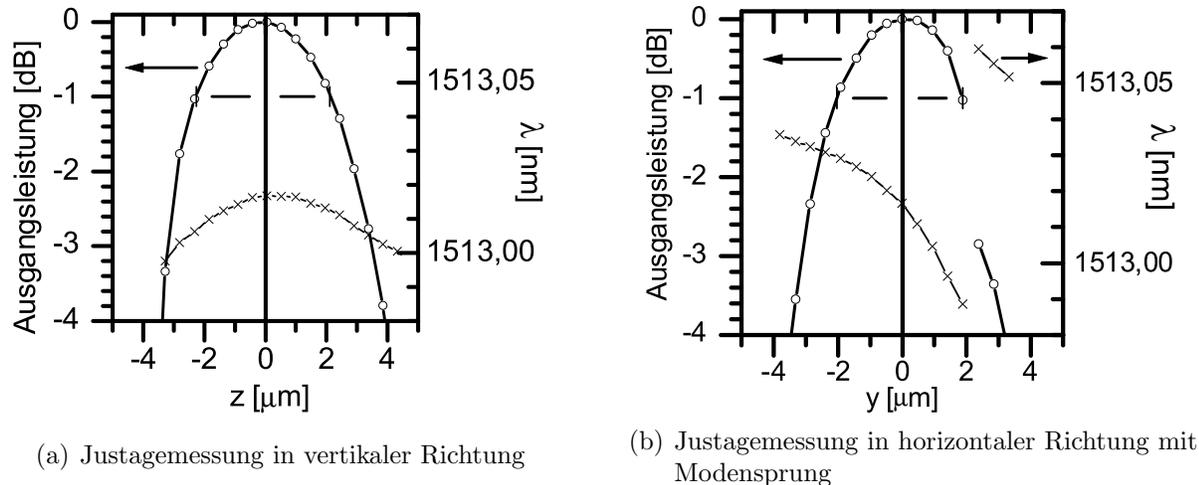


Abb. 3.32: Justagetoleranzmessung für die Faserankopplung an den Fasergitterlaser. Eingezeichnet sind die Ausgangsleistung P_{faser} (-o-) und die Wellenlänge λ (-x-).

Auswirkung auf die Verwendung von Gehäusetechnologien

Bei der interaktiven Ankopplung des Faser-Bragg-Gitters bei simultaner Messung der Ausgangsleistung kommt die Modenverteilung des Fasergitterlasers in das Spiel. Will man Gehäusetechnologien⁵ für DFB- oder FP-Laser auf den Fasergitterlaser anwenden, so ist das trotz des komplizierteren physikalischen Hintergrundes möglich. Die Grenze des 1 dB-Abfalls (80%) der Ausgangsleistung liegt bei $2,1 \mu\text{m}$ (siehe Abbildung 3.32). Vergleichswerte für Ankopplung eines DFB-Lasers mit Fasertaper⁶ und Lasertaper sind $1 \mu\text{m}$ und $2 \mu\text{m}$ [Hüb97b] bzw. für die eines Fasergitterlasers mit einem Lasertaper $1,9 \mu\text{m}$ [Zen96].

3.9.2 Einbau des Fasergitterlasers in ein koaxialsymmetrisches Gehäuse

Der Fasergitterlaser ist bei der Infineon Technologies AG mit Gehäuse und fixierter Faserankopplung versehen worden. Die verwendete Koppeltechnologie verwendet einen Zwischenring, auf dem die Ferrulenhalterung aufsitzt. Das Faserende wird senkrecht zur optischen Achse bewegt und auf maximale Ausgangsleistung des Lichtes in der Faser geregelt.

Die für den Fasergitterlaser verwendete Laserarchitektur ist in ihrem Aufbau so konzipiert, dass der Laser in ein rotationssymmetrisches Gehäuse⁷ eingeschweißt werden kann (Abbil-

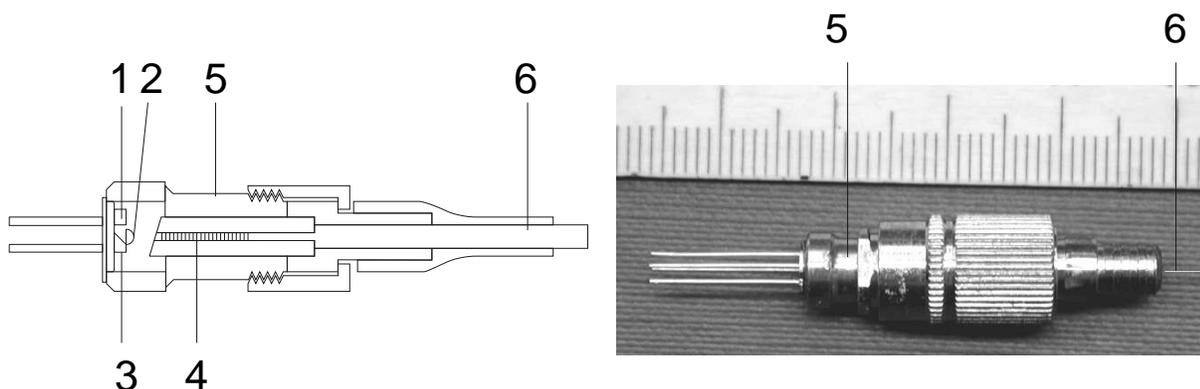
⁵Gehäusetechnologien verwenden eine Koppelanlage, das ist eine xyz-Verstelleinheit, auch mit Winkelverstellung, zur optimalen Lichteinkopplung in die Ausgangsfaser (Pigtail). Zusätzlich ist eine Vorrichtung zur Fixierung der Faser, z.B. Schweissanlage oder Klebevorrichtung, integriert.

⁶tapered waveguide: Verjüngung oder Verbreiterung eines Wellenleiters zur Fleckweiten- bzw. zur Aperturanpassung

⁷Transistor Outline (TO) Package

dung 3.33), welches die antireflexbeschichtete Laserdiode, eine Monitordiode, die Koppeloptik und das Bragg-Gitter enthält [Alt02a]. Das Faser-Bragg-Gitter befindet sich in einer Ferrule, welche als Faserstecker (FC/APC) konfektioniert ist. Damit ist die Emissionswellenlänge nach der Fertigung durch das Auswechseln des Fasersteckers austauschbar.

Bei der Kopplung ist zu beachten, dass bei Fasergitterlasern sich die Resonatorconfiguration bei der Faserankopplung ändert, was bei DFB- oder FP-Lasern nicht der Fall ist, vorausgesetzt, es finden keine zusätzlichen Rückkopplungen von dem Faserende statt [Sch89, Hel92]. Im vorangegangenen Abschnitt 3.9.1 wurde gezeigt, dass der direkte Transfer der verwendeten Technologie auf den Fasergitterlaser möglich ist. In diesem Falle ist die Voraussetzung erfüllt, dass man bei dem verwendeten Fasergitterlaser bei einem Maximum der in die Faser eingekoppelten Leistung auch von einer optimalen Kopplung ausgehen kann.



(a) Aufbauschema der Integration in ein Gehäuse

(b) Photo des eingeschweißten Fasergitterlasers

Abb. 3.33: Fasergitterlaser im TO-Gehäuse. Gekennzeichnet sind: 1. Halbleiterverstärker, 2. Koppeloptik, 3. 45° Umlenkspiegel, 4. Faser-Bragg-Gitter, 5. Ferrulenaufnahme und 6. Faser-ausgang.

3.9.3 Temperatur-Leistungskennlinien des eingeschweißten Fasergitterlasers

Der Fasergitterlaser im Gehäuse lässt sich nach Basiseigenschaften abtasten. Das wird an dieser Stelle als Test verwendet, um zu überprüfen, ob der Fertigungsprozess erfolgreich gewesen ist. Dies erfolgt durch die Variation der Gehäusetemperatur. Ist der Test erfolgreich, so lassen sich die Ergebnisse der Translationsmessungen im Abschnitt 3.4 auf Grund der Deformationen des Gehäuses und Brechzahländerungen des Halbleiters anwenden. Messungen, die einem erfolgreich eingeschweißten Fasergitterlaser entsprechen, sind in der Abbildung 3.34 dargestellt. Abweichungen ergeben sich meist aus unzureichender Kopplung, nicht ausreichender Antireflex-

beschichtung, mangelnder Übereinstimmung der Reflexionswellenlänge des Bragg-Gitters mit dem Verstärkungsbereich der Diode und nicht ausreichender Reflektivität der Endspiegel.

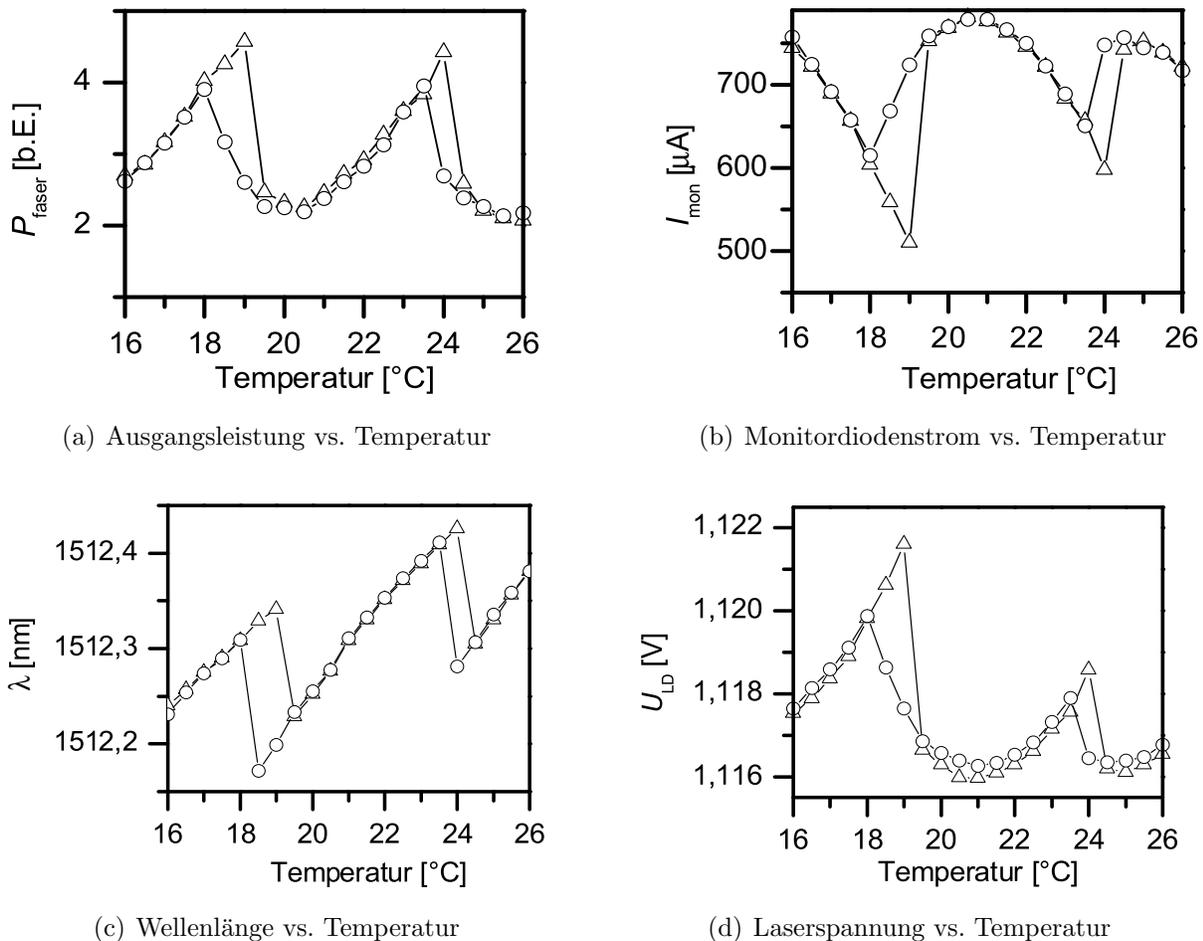
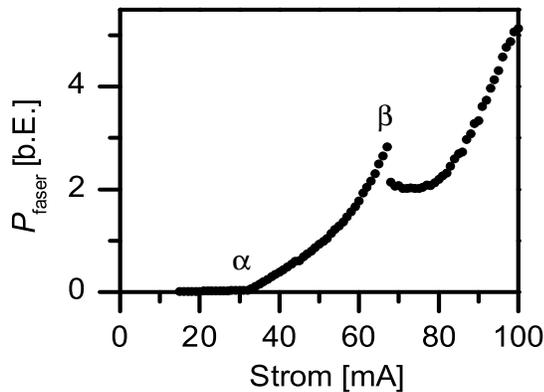


Abb. 3.34: Reaktion des Fasergitterlasers im Koaxialgehäuse auf Temperaturänderung

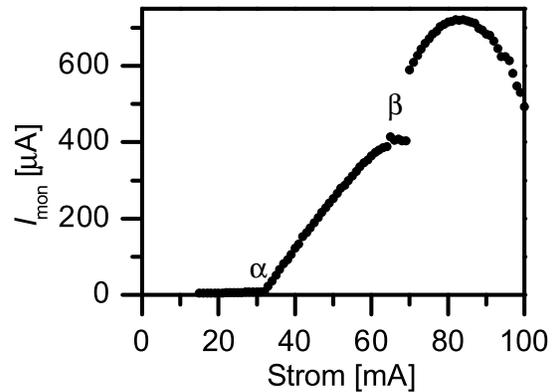
3.9.4 Strom-Leistungskennlinien des eingeschweißten Fasergitterlasers

Koaxiale Fasergitterlasermodule können lineare und modensprungfreie Kennlinien aufweisen [Has01]. Andererseits lassen sich bei dem Aufbau eines WDM-Systems mit koaxialen Fasergitterlasern Modensprünge nicht immer vermeiden [Has02]. Die Strom-Leistungskennlinien des gefertigten Fasergitterlasers sind auf den ersten Blick von der gewünschten Linearität weit entfernt (Abbildungen 3.35(a) und 3.35(b)). Es taucht das für Fasergitterlaser typische gegensätzliche Verhalten von Monitordiodenstrom und Ausgangsleistung auf, welches mit der Änderung der Ausgangswellenlänge mit dem Betriebsstrom (Abbildung 3.35(c)) korreliert ist. Aus diesem Grunde ist in der Abbildung 3.35(d) der Quotient von Ausgangsleistung und Monitordiodenstrom aufgetragen, wodurch man nach Gleichung 3.26 auf der Seite 30 ein Indiz

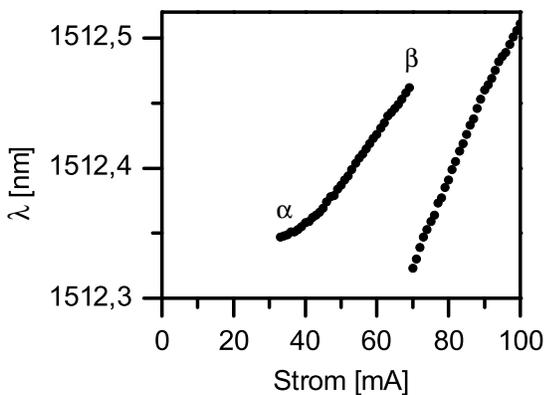
für den verwendeten Bereich des Bragg-Gitters erhält. Man kann dort entnehmen, dass sich die optische Resonatorlänge l_{res} bei der Stromerhöhung um 40 mA um eine halbe Wellenlänge ändert.



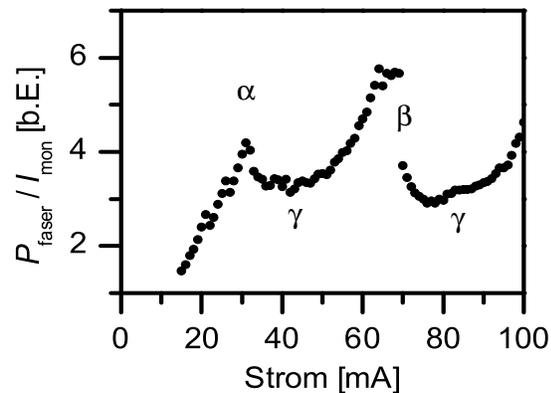
(a) Abhängigkeit der Ausgangsleistung von dem Laserstrom



(b) Abhängigkeit des Monitorstroms von dem Laserstrom



(c) Abhängigkeit der Ausgangswellenlänge von dem Laserstrom



(d) Quotient von Ausgangsleistung und Monitorstrom als Indiz für den verwendeten Bereich des Bragg-Gitters

Abb. 3.35: Kennlinien des Fasergitterlasers im Gehäuse bei unterschiedlichen Strömen. Markante Punkte sind die Laserschwelle (α), die Position des Modensprungs (β) und die Position, an der die Wellenlänge das Zentrum des Bragg-Gitters erreicht (γ).

3.9.5 Aktive Wellenlängenstabilisierung des Fasergitters im Gehäuse

Die Vorgehensweise der aktiven Wellenlängenstabilisierung in dem Abschnitt 3.6 ist auf den Fasergitterlaser im Gehäuse angewendet worden. Das kann in diesem Falle nicht unmittelbar erfolgen, da durch den Einschweißprozess die Möglichkeit verloren geht, direkt in den externen Resonator einzugreifen. So wird die Phasenlage in dem Resonator nicht durch mechanische Änderung der Resonatorlänge, sondern durch Variation der Stromstärke durch die Laserdiode überprüft. Wie in der Abbildung 3.36 gezeigt, wird die dazugehörige Phasenkorrektur der Resonatorlänge über die Temperatur des Gehäuses geregelt. Als Messgröße zur Erfassung des

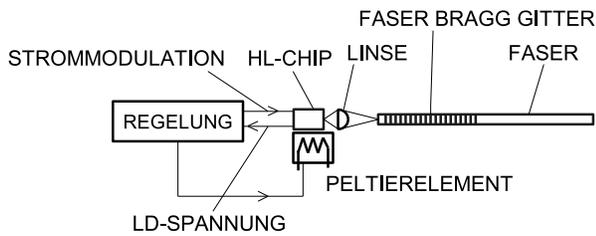
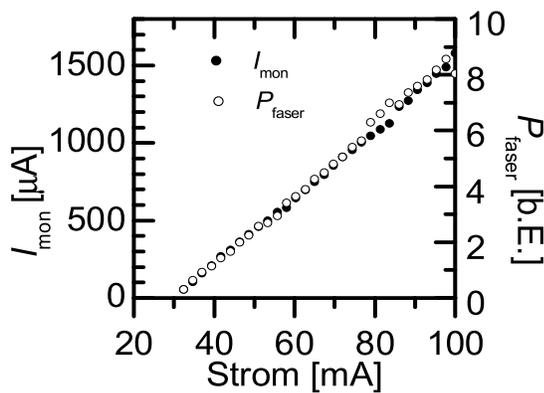


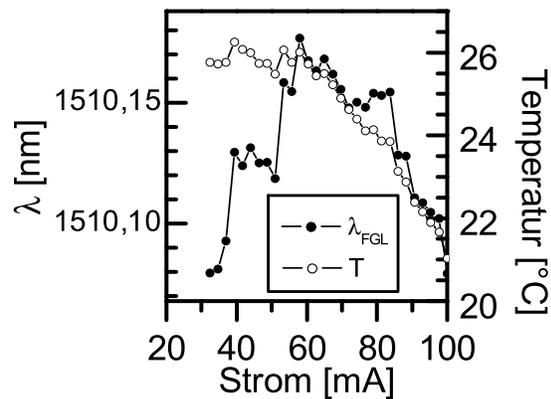
Abb. 3.36: Schema der Implementierung der aktiven Wellenlängenstabilisierung des Fasergitterlasers im Gehäuse

Gütefaktors des Resonators dient die Spannung an der Laserdiode.

Während ohne die Wellenlängenstabilisierung der Monitordiodenstrom und die Leistung in der Faser komplementär sind, werden durch die Wellenlängenstabilisierung die Strom-Leistungskennlinien linearisiert (Abbildung 3.37(a)). Die Wellenlängenstabilisierung arbeitet ab ca. 50 mA. Hierbei ist eine Drift zu kleineren Wellenlängen bei höheren Betriebsströmen zu beobachten, da der Laser gekühlt werden muss, um die Wellenlänge wieder in das Zentrum des Faser-Bragg-Gitters zu schieben (Abbildung 3.37(b)). Das Bragg-Gitter ist vom Lasergehäuse nicht thermisch entkoppelt, so wirkt sich die Kühlung auf das Reflexionszentrum des Gitters aus.



(a) Strom- Leistungskennlinien für Monitordiodenstrom (●) und Ausgangsleistung (○)



(b) Wellenlänge (●) und Gehäusetemperatur gegen Betriebsstrom (○). Das Gitter ist von dem Gehäuse nicht thermisch entkoppelt, daher die Wellenlängendrift.

Abb. 3.37: Kennlinien zur Implementierung der aktiven Wellenlängenstabilisierung in dem Fasergitterlaser im Gehäuse

Kapitel 4

Simulation mit dem Wanderwellenmodell und Zugang zur Laserdynamik

An dieser Stelle erfolgt der Zugang zur Laserdynamik mit dem Wanderwellenmodell, jedoch mit dem Anspruch, die vorgestellten experimentellen Ergebnisse wiedergeben zu können.

Bei der hochbitratigen Datenübertragung (>100 MBit/s) tauchen bei Halbleiterlasern drei grundlegende Phänomene auf. Die verzögerte Emission von Photonen, das Auftauchen von Relaxationsschwingungen und die Tendenz zum mehrmodigen Betrieb [Hil75]. Die optimale Datenübertragung muss monomodig und mit geringer Wellenlängendrift unter Modulation stattfinden. Der Geltungsbereich des Ratengleichungsmodells, wie es im Abschnitt 3.3 bearbeitet wurde, umfasst nicht die zur Datenübertragung wesentlichen Eigenschaften. Es arbeitet mit homogen verteilter Photonen- und Ladungsträgerdichte und mit idealer Antireflexschicht. Diese Vereinfachungen ermöglichen eine gute Fassbarkeit der grundlegenden Eigenschaften des stationären Verhaltens des Fasergitterlasers, andererseits ist dabei der einmodige und stabile Betrieb des Fasergitters als Grundannahme hineingeflossen. Aus diesem Grunde wird an dieser Stelle das Ratengleichungskonzept mit einer numerisch arbeitenden Variante, dem Wanderwellenmodell, ausgebaut. Damit wird es möglich, Fragen der Stabilität, der Modulierbarkeit und Modensprünge zu erfassen.

4.1 Zugangsweisen zur Modellierung der Fasergitterlaserdynamik

Bei der Beschreibung monomodiger Halbleiterlaser mit Rückkopplung wird im Allgemeinen auf die phasensensitiven Lang-Kobayashi Ratengleichungen zurückgegriffen [Lan80], die es erlauben, den Bereich zwischen schwachen (10^{-6}) bis moderaten (10^{-2}) Rückkopplungen zu beschreiben [Wie97], bis der Bereich reduzierter Kohärenz [Hel90, Sch88] einsetzt. Der direkt modulierbare Fasergitterlaser arbeitet mit starken Rückkopplungen und liegt damit außerhalb des Beschreibungsbereichs. Eine Alternative besteht in der Erweiterung des Ratengleichungsmodells aus dem Abschnitt 3.3, in der die Photonendichte in mehrere Felder für die Longitudinalmoden aufgespalten wird [Ebe83, Lee82, Mar83, Pet78]. Das lässt sich auf den Fasergitterlaser anwenden [Che00, Lay02, Shi98, Wu02], setzt aber zum einen voraus, dass die Modenverteilung im vornherein bekannt ist, zum anderen werden Rückkopplungseffekte über den Brechzahleinfluss der Ladungsträger und Überlagerungen der Relaxationsoszillationen mit der Resonatorumlaufzeit vernachlässigt. Diese Grundannahmen sollen an dieser Stelle nicht gemacht werden.

Für den modensynchronisierten Fasergitterlaser gibt es Konzepte [Ozy95, Pit01, Pre97], deren Zielstellung nicht die Modellierung von longitudinal monomodigen Lasern zur NRZ Datenübertragung umfasst.

Um die Eigenschaften des Fasergitterlasers mit seiner lateralen Ausdehnung weitgehend näherungsfrei zu erfassen, wird in modifizierter Form auf das Großsignalmodulationsmodell für DFB-Laser mit nichthomogener Photonen- und Ladungsträgerverteilung [Hüb97a, Zha92] zurückgegriffen. Die darauf basierenden Rechnungen sind in speziell für den Fasergitterlaser angefertigten Programmen durchgeführt worden und laufen unter Mathematica 4[®] vom Wolfram Research.

4.2 Schematische Funktionsweise des Wanderwellenmodells

Die Architektur des Fasergitterlasers zeichnet sich durch seine asymmetrische Verteilung der Spiegel und seine nicht gleichmäßige Verteilung der Dämpfungsverluste aus. Hinzu kommt, dass bei Halbleiterlasern mit externer Kavität die Photonendichte innerhalb des Verstärkers über die Resonatorumlaufzeit von ihrer Vorgeschichte abhängig ist [Sal79]. Aus diesem Grunde wird der Fasergitterlaser in Sektionen mit m als Sektionsnummer für das elektrische Feld des Lichtes

S aufgeteilt. In der Voraussetzung der transversalen Monomodigkeit der Faser und des Lasers und der Vernachlässigbarkeit von Polarisierungseffekten besteht jede Sektion aus einem Anteil für rechts- (S^+) und linkslaufendes Licht (S^-).

Durch die Unterteilung der zu berechnenden optischen Komponente in Teilsegmente wird für jede Sektion m der finite Zeitschritt Δt_m definiert, den das Licht benötigt, mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c_m von einem Segment mit der Länge l_m in das benachbarte zu wechseln [Ozy95]:

$$\Delta t_m = l_m / c_m. \quad (4.1)$$

Die Brechzahl der wellenleitenden Struktur kann innerhalb des zu berechnenden Objektes variieren. In diesem Falle werden alle Sektionen so dimensioniert, dass man allen denselben finiten Zeitschritt Δt zuweisen kann. Das hat den Vorteil, dass man nach der Abarbeitung jedes Zeitschrittes die Amplitude aller Felder in das jeweils benachbarte Feld übergeben kann.

Die Anfangs- und die Endfelder des diskretisierten Lasers stehen für die Ein- und Auskoppelung von Licht in das zu berechnende Objekt. Soll z.B. die Reflexion einer optischen Komponente mit dem Wanderwellenmodell berechnet werden, so lässt sich dem ersten Feld der rechtslaufenden Welle S_1^+ die Amplitude und die Phase des eingekoppelten Lichtes zuweisen und die Reflexion mit dem ersten Feld der linkslaufenden Welle S_1^- auslesen.

Die Schwingungsfrequenz ω des elektrischen Feldes kann durch die Diskretisierung nicht erfasst werden. Dies würde voraussetzen, dass die Segmentlänge wesentlich kleiner als die Wellenlänge ist. Diese Bedingung gilt gleichermaßen für die Bilanzgleichungen für Halbleiterlaser, welche in der Näherung für langsam variierende Hüllkurven [Zha92, Coh89] und damit ohne hochfrequenten Anteil arbeiten. Aus diesem Grunde wird eine Referenzwellenlänge λ_{ref} angesetzt, vorzugsweise das Reflexionszentrum des Bragg-Gitters ($\lambda_{\text{ref}} = \lambda_{\text{Bragg}}$), und der hochfrequente Anteil des Feldes abgespalten. Die Information über die Wellenlänge bleibt erhalten. Wird mit der Referenzwellenlänge λ_{ref} gerechnet, dann bleibt die Phase des Feldes bei dem Übergang des Lichtes von einer Zelle in die benachbarte konstant. Weicht die Wellenlänge um $\Delta\lambda$ davon ab, dann erfährt das Feld zwischen zwei Zeitschritten einen Phasenversatz von

$$S_m^{+/-}(t + \Delta t) = S_{m\mp 1}^{+/-}(t) e^{-2\pi i c_m \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{\text{ref}}^2} \Delta t}. \quad (4.2)$$

$S_m^{+/-}$ ist das Feld der rechts- und linkslaufenden Welle in der Sektion m mit der dazugehörigen Gruppengeschwindigkeit c_m und der Durchlaufzeit Δt .

4.3 Auswahl der Feinheit der Diskretisierung

Zur Festsetzung der Feinheit der Diskretisierung ist neben der Rechenzeit zu berücksichtigen, dass die in dem Segment integrierte physikalische Größe über die Segmentlänge als homogen angesehen werden kann. Hinzu kommt, dass im Gegensatz zur Berechnung der Bragg-Gitter mit dem Transfermatrixmodell aus dem Abschnitt 3.2 das Wanderwellenmodell nur einen begrenzten spektralen Bereich umfasst. Die Breite des spektralen Ausschnitts bestimmt sich aus der Länge einer Teilsektion, welche durch die Diskretisierung festgelegt wird:

$$\Delta\lambda_{\max} = \frac{\lambda_{\text{ref}}^2}{2l_m n_m}. \quad (4.3)$$

λ_{ref} ist die Betriebswellenlänge, l_m die Länge der Sektion m und n_m die Brechzahl des Segmentes. Durch die Äquidistanz der finiten Zeitschritte und der daraus resultierenden Gleichheit der optischen Weglänge wird die Brechzahl jeder Sektion des Fasergitterlasers auf einen einheitlichen Wert 1 gesetzt. Das macht eine Anpassung des Einflusses des komplexen Ausbreitungskoeffizienten in der Gleichung 4.9 zur Behandlung der Größen erforderlich, die sich auf die vom Licht zurückgelegte Strecke beziehen. Das sind Dämpfung α_0 und die Verstärkung α . Das geschieht durch die Zuweisung der Sektionslänge als $l_m = \Delta t c_0 / n_m$.

An Hand der experimentellen Ergebnisse zum Einfluss der Halbleitermoden ist bekannt, dass das Verhalten des Fasergitterlasers sich auch durch die Moden des Halbleiters bestimmt (Abschnitt 3.7). Umfasst man bei $\lambda_{\text{ref}} = 1550$ nm einen Bereich mit 10 Moden des Halbleiterlasers mit je 1 nm Modenabstand ($\Delta\lambda_{\max} = 10$ nm), so erhält man anhand der Gleichung 4.3 eine Schrittweite mit einer effektiv optischen Weglänge von $l_m n_m = 120$ μm . Dem entspricht eine minimale Unterteilung der Laserdiode in 9 Einzelsektionen. Als Kompromiss zwischen Rechenzeit und inhomogener Photonendichte im Halbleiter werden in den Berechnungen Sektionslängen von 125 μm verwendet.

4.4 Modellierung der spektralen Eigenschaften von Faser-Bragg-Gittern mit dem Wanderwellenmodell

Sowohl das Transfermatrizenmodell als auch das Wanderwellenmodell sind in der Lage, Gitter mit nichthomogener Brechzahl, Brechzahlmodulation, Gitterperiode und Phasensprüngen zu berechnen. Eine Einschränkung des Transfermatrixmodells auf den Fasergitterlaser liegt darin, dass es die stationäre Lösung für eine gegebene Wellenlänge benutzt. Das stellt sich dann als

Problem dar, wenn das Licht ein Phasenrauschen besitzt oder die Wellenlänge des Lichtes bei Beginn der Berechnungen nicht bekannt ist.

So kann beim Fasergitterlaser im vornherein keine Wellenlänge angegeben werden. Unterhalb der Laserschwelle besteht das Spektrum aus der spontanen Emission und oberhalb der Laserschwelle müssen sich aus dem Rauschen der spontanen Emission die möglichen Moden herausbilden, von denen eine den Modenwettkampf gewinnt. Es kann im Prinzip auch vorkommen, dass der Laser nicht als Laser mit externer Kavität anschwingt, sondern multimodig als Fabry-Pérot Laser arbeitet.

Um sich der Problematik zu nähern, wird das Wanderwellenmodell auf ein Stück Faser angewendet, in dem sich ein 6 mm langes Bragg-Gitter mit homogener Brechzahlverteilung befindet. In einem ersten Schritt werden die optischen Eigenschaften des Bragg-Gitters mit fest vorgegebener Eingangswellenlänge ermittelt, um die Funktionalität des Formalismusses zu testen. In einem zweiten Schritt wird das Reflexionsspektrum des Gitters mit spektral breitbandigem Licht berechnet, in dem die Phase des eingehenden Lichtes zufallsverteilt ist. Diese doppelte Zugangsweise entspricht den experimentellen Charakterisierungen von Bragg-Gittern mittels eines schmalbandigen durchstimmbaren Lasers oder einer breitbandigen ASE¹-Quelle (vgl. [Hag01, Abschnitt 2.5]).

Die Berechnung von Bragg-Gittern durch das Wanderwellenmodell in diesem Abschnitt liefert Reflexion, Transmission und Dispersion. Es ist zudem in der Lage, die Feldverteilung innerhalb des Bragg-Gitters wiederzugeben. Durch den dynamischen Ansatz eignet es sich zur Berechnung der Eigenschaften von Fasergitterlasern. Von seinem Ansatz ist es nicht auf konstante Brechzahlmodulationen angewiesen. Davon wird bei der Simulation der Wellenlängenschaltbarkeit im Abschnitt 4.12.1 Gebrauch gemacht.

4.4.1 Implementierung des Faser-Bragg-Gitters

Das Bragg-Gitter im einmodigen Lichtwellenleiter wird numerisch durch einen Datensatz beschrieben, bei dem in jedem Teilsegment des Bragg-Gitters dem Feld der durchlaufenden Lichtwelle die komplexe Reflexions- und Transmissionskoeffizienten $r_{\text{Bragg}}(\lambda_{\text{ref}})$ und $t_{\text{Bragg}}(\lambda_{\text{ref}})$ an der Referenzwellenlänge zugeordnet werden. Das dazu verwendete Modellierungsschema findet sich in der Abbildung 4.1.

Zu jedem Zeitschritt wird das reflektierte Licht in die entgegenlaufende Welle übergekoppelt und das transmittierte in die benachbarte Zelle weitergegeben, so gilt für die rechtslaufende

¹ASE: Amplified Spontaneous Emission

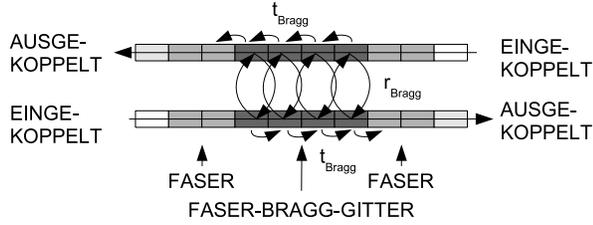


Abb. 4.1: Aufbau der Diskretisierung zur Modellierung von Faser-Bragg-Gittern mit dem Wanderwellenmodell

Welle in jedem Segment m , in dem Reflexion auftritt,

$$S_m^+(t + \Delta t) = t_m S_{m-1}^+(t) + r_m S_m^-(t). \quad (4.4)$$

Die entgegenlaufende Welle wird in analoger Art und Weise beschrieben:

$$S_m^-(t + \Delta t) = t_m S_{m+1}^-(t) + r_m S_m^+(t). \quad (4.5)$$

Die verwendeten Transmissions- t_m und Reflexionskoeffizienten r_m sind aus der Transfermatrix in der Gleichung 3.8 auf der Seite 15 mittels der Gleichungen 3.4 und 3.3 für die Reflexion und Transmission des Bragg-Gitters auf der Seite 14 an der Referenzwellenlänge λ_{ref} extrahiert worden.

4.4.2 Berechnung von Reflexion und Transmission von Faser-Bragg-Gittern mit monochromatischem Licht

Zur Ermittlung der Reflexion und der Transmission eines Faser-Bragg-Gitters mit dem Wanderwellenmodell wird bei verschiedenen Wellenlängen Licht mittels der Gleichung 4.2 in die Faser eingekoppelt, d.h.

$$S_1^+(t) = e^{-2\pi i c_0 \frac{\Delta \lambda}{\lambda_{\text{ref}}} t}. \quad (4.6)$$

Die Rechnungen für jeden Wellenlängenwert werden in einer iterativen Schleife so lange durchgeführt, bis sich durch die Interferenzen innerhalb des Bragg-Gitters ein stationärer Zustand eingespielt hat. Die aktuelle Transmission und Reflexion werden aus den beiden Auskoppelfeldern zusammen mit deren Phasen ausgelesen. Durch numerische Ableitung der Phase nach der Wellenlänge und Skalierung mit $-\lambda_{\text{ref}}^2 (2\pi c_0)^{-1}$ erhält man die Laufzeit in dem Gitter (group delay), woraus man durch weiteres Ableiten nach der Wellenlänge die chromatische Dispersion bekommt. Die Ergebnisse der Berechnung der Reflexion und der chromatischen Dispersion durch das Wanderwellenmodell finden sich in den Abbildungen 4.2(b) und 4.2(d). Dadurch, dass im Ansatz die räumliche Feldverteilung schon integriert ist, liefert das Wanderwellenmodell die innere Feldverteilung innerhalb des Gitters. Damit bietet das Wanderwellenmodell

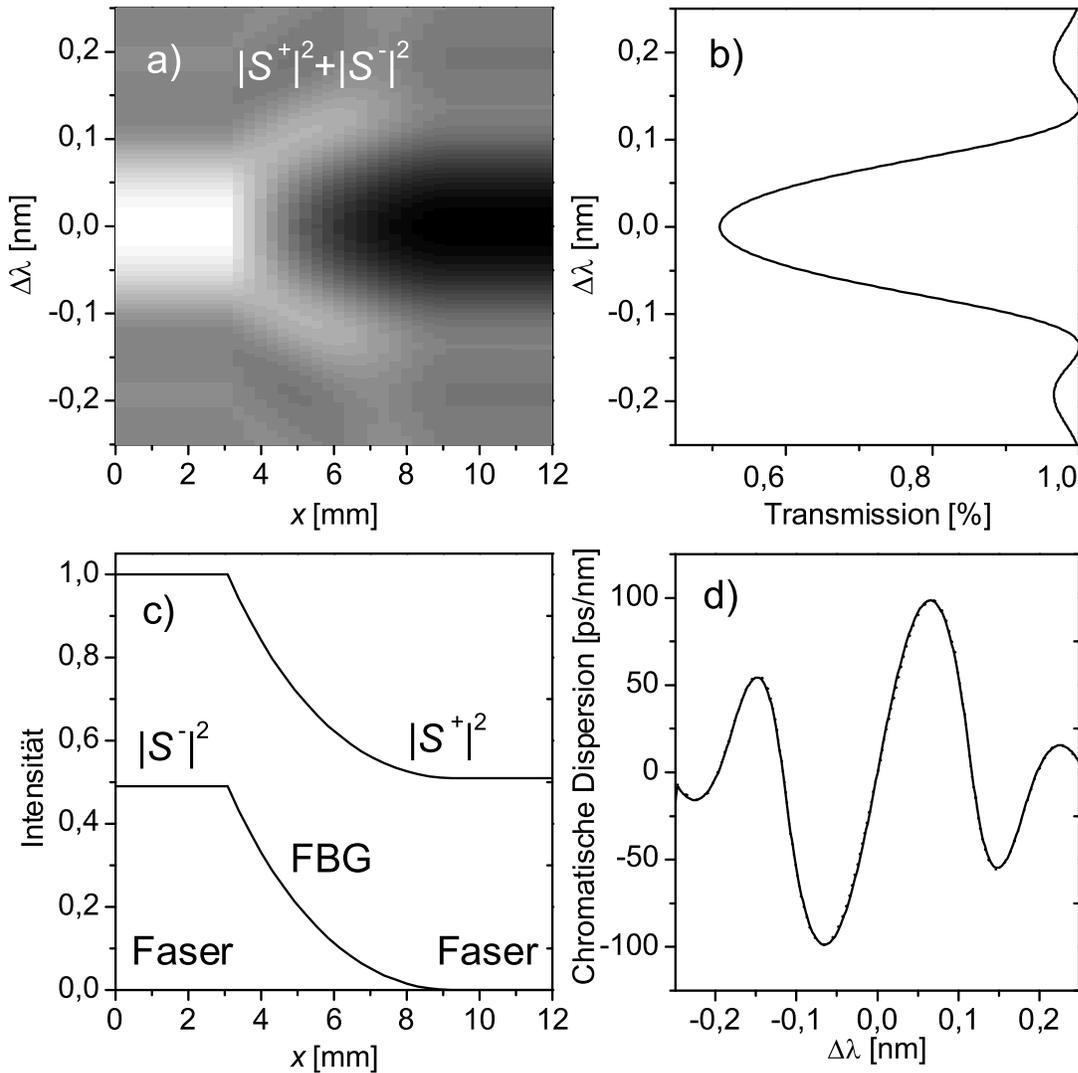


Abb. 4.2: Berechnung der Eigenschaften eines Faser-Bragg-Gitters mit dem Wanderwellenmodell. Berechnet wurden 3 mm Zuleitungsfaser, 6 mm Bragg-Gitter und 3 mm Faser. Graphik a zeigt die Konturauftragung der Intensität innerhalb des Bragg-Gitters in Abhängigkeit von Ort und Wellenlänge. Im Querschnitt entlang der Wellenlänge erhält man die Transmission (Graphik b) und entlang des Ortes die Intensität innerhalb des Bragg-Gitters, hier im Reflexionszentrum (Graphik c). Graphik d zeigt die mit dem Wanderwellenmodell errechnete chromatische Dispersion, wobei zum Vergleich das Ergebnis mit dem Matrixformalismus überlagert ist; der Unterschied ist kleiner als die Zeichengenauigkeit.

eine Alternative zu dem Verfahren der Rekonstruktion der Feldverteilung innerhalb eines Faser-Bragg-Gitters an Hand stationärer Transfermatrizen [Mur97, Mur99]. Dies ist in der Abbildung 4.2(a) gezeigt, in der in Konturauftragung die Intensität in der Faser in Abhängigkeit von der eingehenden Wellenlänge und des Ortes aufgetragen ist. Nimmt man dort den Querschnitt an dem Reflexionszentrum des Bragg-Gitters ($\Delta\lambda = 0$), so erhält man die Intensitätsverteilungen des rechts- und linkslaufenden Feldes an dieser Wellenlänge (Abbildung 4.2(c)).

4.4.3 Berechnung von Reflexion und Transmission von Faser-Bragg-Gittern mit spektral breitbandiger Anregung

Der numerische Zugang zur Berechnung der Reflexion und Transmission eines Gitters mit spektral breitem Licht erfolgt analog zu den vorgehenden Betrachtungen im Abschnitt 4.4.2 mit dem Unterschied, dass nicht wie im vorangegangenen Fall für jede fest eingegebene Wellenlänge die Antwort ausgelesen, sondern die Eingangsphase der Lichtquelle mit einer Zufallsfunktion überlagert wird:

$$S_1^+(t) = e^{2\pi i r n d} \quad (4.7)$$

mit der Zufallsfunktion $r n d$, wobei $0 \leq r n d < 1$. Dadurch verschwindet die Information über die Eingangswellenlänge. Bei der Bestimmung des Ausgangsspektrums des Lasers wird das vom Laser emittierte Feld zwischengespeichert und das Spektrum durch Fouriertransformation bestimmt. Das Ergebnis besitzt ein Rauschen. Um dieses in der Form sichtbar zu machen, wie es in der der Abbildung 4.3 dargestellt ist, wird jeder dargestellte Datenpunkt innerhalb eines kleinen spektralen Fensters arithmetisch gemittelt.

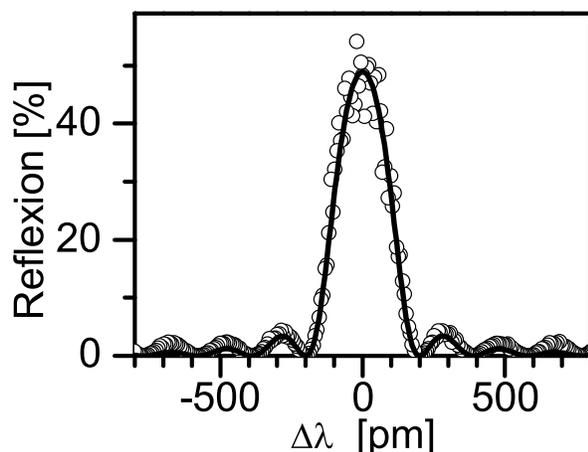


Abb. 4.3: Simulation der Reflexion eines Faser-Bragg-Gitters mit dem Wanderwellenmodell mit spektral breiter Belichtung (○). Im Vergleich dazu ist das Ergebnis der Reflexion mit dem Matrixmodell (Linie) eingezeichnet, welches mit einer vorgegebenen Wellenlänge pro Datenpunkt arbeitet.

Das Ergebnis für die dort gezeigte Reflexion zeigt die Konsistenz mit der Berechnungsmethode der Transfermatrizen. Das ist für die Simulation des Fasergitterlasers von grundlegender

Bedeutung, weil das Matrixmodell durch seinen stationären Ansatz nicht für die Laserdynamik herangezogen werden soll und an dieser Stelle durch das Wanderwellenmodell ersetzt wird.

4.5 Ausweitung des Wanderwellenmodells auf den Fasergitterlaser

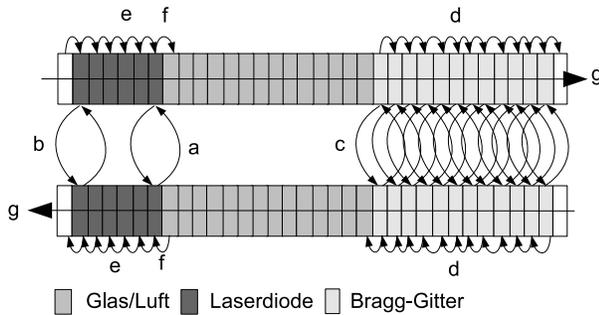


Abb. 4.4: Schema der Feldeinteilung für die Simulationsrechnungen des Fasergitterlasers. Markiert sind die Bereiche: a) Anti-reflexschicht, b) hochreflektierende Schicht, c) Reflexionen des Bragg-Gitters, d) Transmission des Bragg-Gitters, e) aktiver Bereich des Verstärkers, f) Kopplungsverluste und g) Auskopplung zur Faser und zur Monitordiode.

Die dynamische Beschreibung von Faser-Bragg-Gittern durch das Wanderwellenmodell ist flexibel und erlaubt die Integration von komplexen Änderungen des Feldes innerhalb eines Zeitschrittes. Das bedeutet die Integration von Absorption, Verstärkung, Phasenversatz und Kopplungsverlusten. Das Konzept des räumlich ausgedehnten Gitters, wie es in der Abbildung 4.1 skizziert ist, wird für den Fasergitterlaser ausgeweitet (Abbildung 4.4). Dabei wird neben dem Bragg-Gitter numerisch ein Ausbreitungsbereich ohne Verluste und Reflexionen angesetzt. Im Experiment entspricht dies dem Freistrahls- und Faserbereich. Ein Element m des Freistrahlsbereiches ist durch die Koppelverluste k ausgezeichnet, die sich auf die Felder der rechts- S_m^+ und linkslaufenden Welle S_m^- auswirken:

$$S_m^+(t + \Delta t) = kS_{m-1}^+(t) \quad \text{und} \quad S_m^-(t + \Delta t) = kS_{m+1}^-(t). \quad (4.8)$$

4.5.1 Entwicklung der Photonendichte innerhalb des Verstärkers

Bei dem Durchlauf durch das Halbleiterelement erfährt das Licht der rechts- S_m^+ und linkslaufenden Welle S_m^- der Sektion m Verstärkung, Dämpfung und Änderung der Phase, welche durch den komplexen Ausbreitungskoeffizienten γ_m erfasst wird:

$$S_m^{+/-}(t + \Delta t) = S_{m\mp 1}^{+/-}(t)e^{\gamma_m L_m}, \quad (4.9)$$

welcher sich aus mehreren Bestandteilen zusammensetzt [Hüb97a, Zha92]:

$$\gamma = \frac{1}{2} (-\alpha_0 + g_{\text{st}}(N_m, p_m)p_m - i\Gamma\alpha\alpha_h(N_m - N_t) + g_{\text{sp}}(N_m)) + 2\pi i \frac{dn_{hl}}{dT} \frac{\Delta T}{\lambda_{\text{ref}}}. \quad (4.10)$$

Der erste Term beschreibt die Wellenleiterverluste α_0 , der zweite die Verstärkung durch stimulierte Emission, bestehend aus der nichtlinearen Verstärkung

$$g_{\text{st}}(N_m, p_m) = \Gamma\alpha \frac{N_m - N_t}{1 + \epsilon p_m}, \quad (4.11)$$

die wiederum den Gewinnfaktor der stimulierten Emission α , den Füllfaktor Γ , die Transparenzladungsträgerdichte N_t und den Sättigungsfaktor ϵ enthält. p_m ist die Photonendichte der jeweiligen Sektion, die mit dem Feld im quadratischen Zusammenhang steht:

$$p_m = |S_m^+|^2 + |S_m^-|^2. \quad (4.12)$$

Der dritte Term integriert die Brechzahländerung durch Schwankung der Ladungsträgerdichte, die mit dem Linienverbreiterungsfaktor α_h durch die Relation

$$\Delta n_{hl} = \frac{\alpha_h \lambda}{4\pi} \alpha \Gamma \Delta N_m \quad (4.13)$$

im Zusammenhang steht [Zha92, Ebe89].

Der vierte Term steht für die Verstärkung durch die spontane Emission g_{sp} , wobei für die Anzahl der in die Welle eingekoppelten Photonen

$$|g_{\text{sp}}(N_m)| = \frac{1}{2} \beta \frac{N_m}{\tau_s} \quad (4.14)$$

gilt. β bestimmt den Anteil, der als Licht in den Resonator eingekoppelt wird. Die spontane Emission zeichnet sich durch Phasenfluktuationen aus und ist damit für die Linienverbreiterung bei Halbleiterlasern zuständig [Kaz87]. Aus diesem Grund wird in den Berechnungen der Gewinn durch spontane Emission mit einer Zufallsfunktion der Phase überlagert. Die Lösung der Rategleichungen liefert im Allgemeinen multistabile Lösungen, daher ist die spontane Emission von Bedeutung, da diese der treibende Motor für den Einschaltvorgang und Modensprünge ist [You03].

Der letzte Term beschreibt die Änderung der effektiven optischen Weglänge in der Diode bei Temperaturänderung ΔT , verursacht durch die Änderung des Brechungsindex und der Ausdehnung des Lasers, wobei letztere vernachlässigt werden kann [Iid73]. Dieser Term wird

bei der Simulation der Strom-Leistungskennlinien im Abschnitt 4.8 eingesetzt.

An den Endfacetten des Lasers befinden sich der hochreflektierende Spiegel und die Antireflexschicht. An diesen Positionen wird an gleicher Weise wie bei den Bragg-Kopplungen für beide Ausbreitungsrichtungen das reflektierte Licht in die entgegenlaufende Welle übertragen und das transmittierte Licht in die nächste Zelle geführt (siehe Gleichungen 4.4 und 4.5 auf der Seite 58).

4.5.2 Einfluss der Ladungsträgerdichte

Der Anteil des optischen Verstärkers ist durch Ladungsträgerinversion, spontane und stimulierte Emission sowie durch die Wechselwirkung der Ladungsträger mit dem Feld des Lichtes ausgezeichnet. In diesem wird der Photonendichte die Ladungsträgerdichte gegenübergestellt, dessen räumliche Verteilung ebenfalls durch Diskretisierung erfasst wird.

Die Änderung der Ladungsträgerdichte N_m der Sektion m ergibt sich aus [Hüb97a, Zha92]

$$\frac{dN_m}{dt} = \frac{\eta j}{ed} - \frac{N_m}{\tau_s} - c_{\text{hl}} g_{\text{st}}(N_m, p_m) p_m - BN_m^2 - CN_m^3. \quad (4.15)$$

Der erste Term beschreibt den Ladungsträgerzufluss mit der Injektionsstromdichte j , der internen Quanteneffizienz η , der Elektronenladung e und der Dicke der Rekombinationsschicht d . Der zweite Term beschreibt die spontane Rekombination mit der linearen Ladungsträgerlebensdauer τ_s . Der dritte Term implementiert die stimulierte Rekombination mit g_{st} als Verstärkungsfaktor der stimulierten Emission, beschrieben in Gleichung 4.11; c_{hl} ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit im Halbleiter und p_m die Photonendichte (Gleichung 4.12). Die letzten beiden Terme stehen für die strahlungslose Rekombination [Ble86] mit dem bimolekularen Rekombinationskoeffizienten B und dem Augerrekombinationskoeffizienten C .

Zur Beschreibung der räumlichen Verteilung der Ladungsträgerdichte gehört die zeitliche Änderung durch Diffusion [Sta64]. Da bei Laserdioden bis zur spontanen Rekombination die Diffusionslänge in der Größenordnung weniger Mikrometer liegt [Buu77, Str80], können die Ladungsträger auf Grund der wesentlich größeren Sektionslänge (siehe Abschnitt 4.3) sich nicht über eine Sektion hinaus verteilen. Aus diesem Grunde wird der Diffusionsterm in der Gleichung 4.15 nicht integriert.

4.5.3 Numerischer Tiefpass

Um bei der Beschreibung von DFB-Lasern mit dem Wanderwellenmodell die spektrale Gewinnverteilung des Halbleiterverstärkers zu integrieren, findet sich in [Hüb97a] ein numerischer Tiefpass, der bei der Ausbreitung des Lichtes innerhalb des Resonators einen kleinen Anteil stationär belässt:

$$S_m^+(t + \Delta t) = S_{m-1}^+(t)f + S_m^+(t)(1 - f) \quad (4.16)$$

$$S_m^-(t + \Delta t) = S_{m+1}^-(t)f + S_m^-(t)(1 - f) \quad (4.17)$$

($f \lesssim 1$). Dieser dämpft hochfrequente Anteile aus und dient bei der Simulation von DFB-Lasern zur Integration der begrenzten spektralen Verstärkungsbandbreite des Halbleiters. Bei den untersuchten Fasergitterlasern ist die Reflektionsbandbreite des Bragg-Gitters (0,1 nm) viel kleiner als die Verstärkungsbandbreite des Halbleiters, so dass die Gewinnverteilung keine Rolle spielt. Der Filter wird bei der Beschreibung des Fasergitterlasers dennoch verwendet. Er sorgt dafür, dass Diskretisierungsfehler in der Photonendichte sich wegdämpfen. Das verhindert ein unphysikalisches Anschlagverhalten des modellierten Fasergitterlasers.

4.6 Simulation des Anschaltvorgangs des Fasergitterlasers

Mit den Grundbausteinen der vorangehenden Abschnitte lässt sich der Fasergitterlaser implementieren. Die Berechnungen erfolgen, wie bei den Bragg-Gittern, von einem Grundzustand aus, solange bis sich ein stationärer Zustand eingestellt hat. In dem Wanderwellenkonzept ist keine Struktur der Longitudinalmoden vorgegeben, dennoch ist der simulierte Fasergitterlaser über die spontane Emission selbststartend; das bedeutet, dass sich die Laserlinie aus dem Rauschen herausbildet.

Zur Darstellung der Funktionalität wurde das Anschlagverhalten von 0 mA auf 60 mA und anschließend auf 100 mA errechnet und das Ergebnis in der Abbildung 4.5 aufgetragen. Nach 1,5 ns hat sich ein stationärer Zustand eingepegelt von dem aus nach 3,7 ns eine stufenartige Erhöhung des Betriebsstromes stattfindet. Hierin zeigt der Fasergitterlaser das klassische Anschlagverhalten von Laserdioden [Lau85], das durch ein exponentiellen Anstieg der Ladungsträgerdichte gekennzeichnet ist, bis nach einer Verzögerungszeit die Laserschwelle überschritten wird und der Laserbetrieb einsetzt. Nach diesem Zeitpunkt beginnen gedämpfte Relaxationsoszillationen. Die Resonatorumlaufzeit liegt bei ca. 50 ps und ist damit kleiner als deren

Schwingungsperiode. Eine grundlegende Eigenheit des Fasergitterlasers ist die Abhängigkeit der

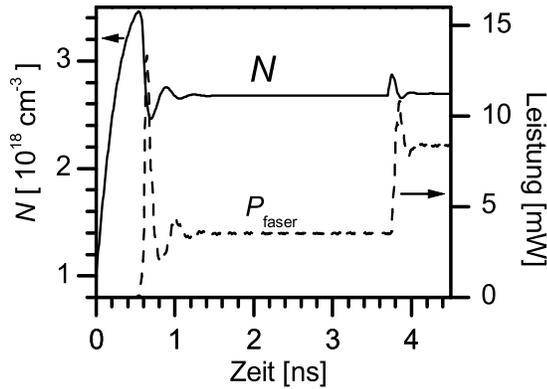


Abb. 4.5: Einschaltverhalten der Ladungsträgerdichte N und der Ausgangsleistung P_{faser} des modellierten Fasergitterlasers mit 2 Stufenanregungen von 0 mA auf 60 mA und dann auf 100 mA

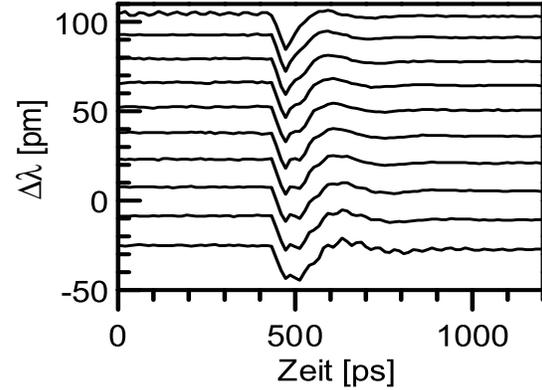


Abb. 4.6: Wellenlängendrift bei einer Stufenanregung von 60 mA auf 100 mA für unterschiedliche Ausgangswellenlängen. Das Reflexionszentrum des Gitters liegt bei 0 pm.

Ausgangswellenlänge von der effektiven optischen Resonatorlänge. Um das zu überprüfen, wird in der externen Kavität im Freistrahلبereich in der Sektion m ein phasenschiebendes Element integriert, mit welchem sich der Durchlauf um die Phase Φ_{offset} abstimmen lässt:

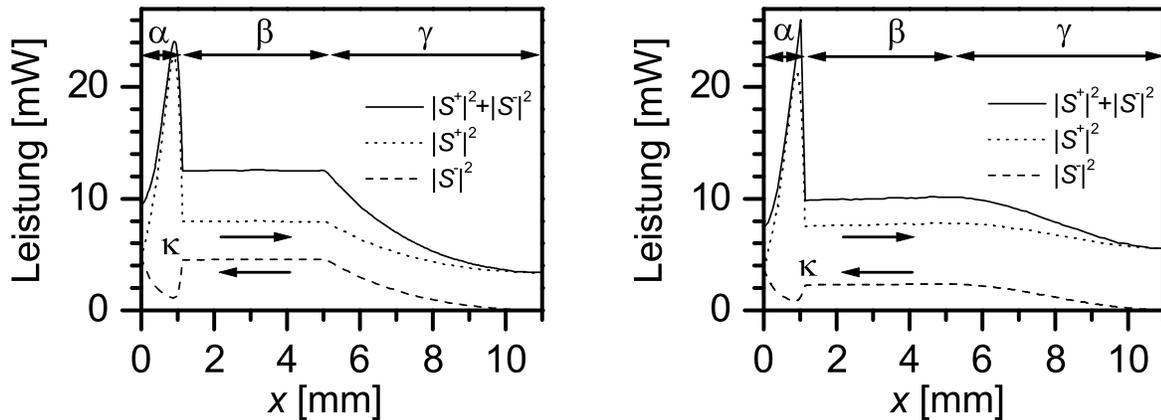
$$S_m^{+/-}(t + \Delta t) = S_{m\mp 1}^{+/-}(t) e^{i\Phi_{\text{offset}}} . \quad (4.18)$$

Die spektrale Position der emittierten Laserlinie wird aus dem zeitlichen Verlauf der Phase des ausgehenden Lichtes errechnet,

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda_{\text{ref}}^2}{2\pi c_0} \frac{d\Phi}{dt} , \quad (4.19)$$

wobei die Phasenänderung aus dem Wellenzug mit der Länge des Resonators ermittelt wird. Zum Test ist die Phasenverzögerung um einen Modendurchlauf ($0 \leq \Phi_{\text{offset}} \leq \pi$) in 10 Schritten durchgestimmt und das Ergebnis in der Abbildung 4.6 aufgetragen worden. Dort ist die Wellenlängenabweichung vom Bragg-Zentrum in dem Zeitbereich um die Stufenanregung des Betriebsstromes von 60 mA auf 100 mA aufgetragen. Man sieht, dass das Wanderwellenmodell nicht nur in der Lage ist, die Wellenlängenverschiebung zu rekonstruieren, sondern man kann auch damit Aussagen über die Frequenzdrift bei Modulation machen. Die Wellenlängenänderung durch Schwankungen der Ladungsträgerdichte liegt nahezu unabhängig von der Position der Ausgangswellenlänge bei 20 pm. Das ist kein unrealistischer Wert, denn publizierte Messwerte für den Fasergitterlaser liegen für die erste halbe Schwingungsperiode bei 3 GHz [Chu02], das sind 24 pm.

Die Diskretisierung liefert die Feldverteilung innerhalb des Resonators und erlaubt damit die Darstellung der unterschiedlichen Eindringtiefen der Intrakavitätsphotonendichte in die Bragg-Struktur bei verschiedenen Emissionswellenlängen. Dazu sind in der Abbildung 4.7 die Intensitätsverteilungen entlang des externen Resonators für die Ausgangswellenlänge am Bragg-Zentrum und an der Bragg-Flanke integriert. Es veranschaulicht die Bedeutung der höheren Ausgangsleistung durch die größere Eindringtiefe in das Bragg-Gitter bei der Abweichung der Ausgangswellenlänge vom Bragg-Zentrum.



(a) Intensitätsverteilung, wenn der Fasergitterlaser am Reflexionszentrum des Gitters arbeitet.

(b) Intensitätsverteilung, wenn der Fasergitterlaser am Reflexionsrand des Gitters arbeitet.

Abb. 4.7: Intensitätsverteilung innerhalb des Laserresonators für die hin- und rücklaufende Photonendichte ($|S^{+/-}|^2$). Erkennbar sind die Abschnitte für den Halbleiter α , den Freistrah- und Faserbereich β , das Bragg-Gitter γ und der Ort für die Koppelverluste κ .

Weitere Schritte zum Ausbau der Modellierung sind im Folgenden die Simulation der Ausgangsleistung, Wellenlängenverschiebung und Modensprünge bei Variation der Resonatorlänge sowie der Strom-Leistungskennlinien in Analogie zu den Abschnitten 3.4.1 und 3.4.3. Darauf aufbauend lässt sich die Wellenlängenstabilisierung direkt in das Modell einbauen und am Beispiel modensprungfreier Kennlinien demonstrieren.

4.7 Simulation der Änderung der Resonatorlänge

Die Simulation und der Nachvollzug der Intensitätsmessungen unter Variation der Resonatorlänge in dem Abschnitt 3.4 ist ein Garant dafür, dass Modensprünge in dem Modell integriert sind, obwohl diese nicht direkt in den Formalismus eingeflossen sind. Die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten des Bragg-Gitters bei einer vorgegebenen Emissionswellenlänge gehören bei der Betrachtung der allgemeinen Ratengleichungen für Halbleiterlaser im Abschnitt 3.3 zu den Randbedingungen; das unterscheidet sich bei dem Wanderwellenmodell dahin gehend,

dass dort die aktuelle Wellenlänge und die Ausgangsleistungen des Fasergitterlasers sich aus den Interferenzen innerhalb des Resonators ergeben und damit auf die Änderung der Resonatorlänge reagieren. Das spiegelt sich, wie in der Graphik 4.8(a) gezeigt, in den Ausgangsleistungen zur Faser und zur Monordiode wider. Die dort vorgenommene Längenabstimmung umfasst dort die Größenordnung einer Wellenlänge. Das bedeutet, dass zwei Modensprünge stattfinden. Zwischen diesen Phasensprüngen ist das Modell in der Lage, die experimentell festgestellte Komplementarität von Ausgangsleistung und Monordiodenstrom (Abbildung 3.12) wiederzugeben.

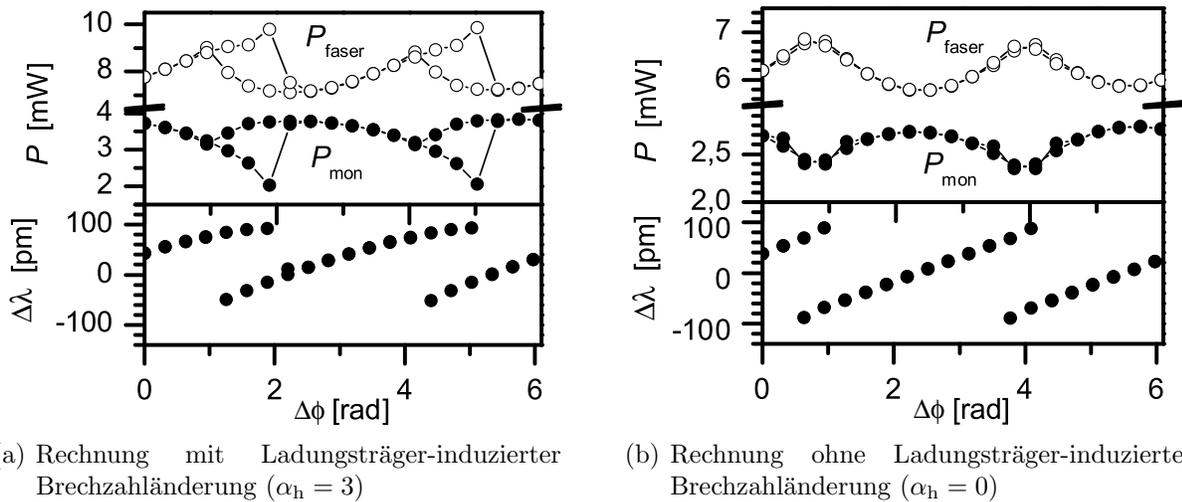


Abb. 4.8: Simulierte Ausgangsleistungen (oben) und Wellenlängenverschiebung (unten) bei Variation der Resonatorumlaufzeit

Sowohl der simulierte als auch der reelle Fasergitterlaser weisen einen asymmetrischen effektiven Reflexionsbereich des Bragg-Gitters, eine leichte Krümmung der Wellenlänge bei linearer Änderung der Phasenanschlussbedingung und Bistabilitäten auf. Dieses Verhalten wird weder vom Transfermatrizenmodell im Abschnitt 3.2 noch vom Ratengleichungsmodell im Abschnitt 3.3 vorhergesagt. Das ist technisch von Belang, da das Reflexionszentrum des Bragg-Gitters in der Nähe eines Modensprunges liegt. Eine Erklärung dieser Phänomene ist, dass im Bragg-Zentrum die Ladungsträgerdichte am geringsten ist, also verschiebt sich dort die Ausgangswellenlänge zu größeren Wellenlängen. Was die Asymmetrie des effektiven Gitterbereichs betrifft, so kommt die attraktive Wirkung des Reflexionsbereichs des Bragg-Gitters auf die im kurzwelligen Bereich liegende Mode des Halbleiterverstärkers in Frage (vgl. Abschnitt 3.7). In beiden Fällen spielt die Abhängigkeit der Brechzahl in dem Halbleiterverstärker von der Ladungsträgerdichte eine Rolle, welche sich im Experiment nicht unmittelbar modifizieren lässt. Wiederholt man jedoch die Variation der effektiven Resonatorlänge mit dem Wanderwellenmodell ohne ladungsträgerinduzierte Brechzahländerung, was experimentell nicht direkt möglich

ist, so verschwinden die Nichtlinearität der Wellenlängenverschiebung und die Asymmetrie des effektiven Gitterbereichs (Abbildung 4.8(b)).

4.8 Simulation der Strom-Leistungskennlinien mit Modensprung

Aus den experimentellen Untersuchungen im Abschnitt 3.4.3 ist bekannt, dass unter geeigneten Bedingungen bei der Messung von Strom-Leistungskennlinien Modensprünge auftreten, bei denen sich die Kennlinien mit unterschiedlichen Schwellströmen und Anstiegsflanken überkreuzen. Das wird durch die temperaturbedingte Brechzahländerung des Halbleiters, deren Einfluss im letzten Term der Gleichung 4.10 beschrieben ist, bedingt. Zur Überprüfung mit dem Wanderwellenmodell wird eine Temperaturerhöhung des Lasers bei steigender Stromstärke mit $0,22 \text{ }^\circ\text{C}/\text{mA}$ angesetzt, was sich aus dem Vergleich der Wellenlängenverschiebung bei Strom-Leistungskennlinien (siehe Abbildung 3.15(b) auf Seite 29) und der temperaturabhängigen Brechzahländerung abschätzen lässt.

Zur Induzierung des Auftretens von Modensprüngen wird das bei der Simulation der Translationsexperimente verwendete Phasenverschiebungselement in der Gleichung 4.18 benutzt, um die Strom-Leistungskennlinien bei verschiedenen Phasenanschlussbedingungen zu bekommen. Die so gewonnenen Ergebnisse finden sich in der Abbildung 4.9 und folgen den experimentell ermittelten Kennlinien (Abbildung 3.17 auf der Seite 31), weshalb zur Klärung des physikalischen Hintergrundes auf den dazu gehörigen Abschnitt 3.4.3 verwiesen wird.

4.9 Simulation der Wellenlängenstabilisierung

In den vorhergehenden zwei Abschnitten wurde der Nachweis erbracht, dass der mit dem Wanderwellenmodell simulierte Fasergitterlaser die experimentellen Ergebnisse der Variation der effektiven optischen Weglänge aus dem Abschnitt 3.4 wiedergeben kann. So wird es möglich, an dieser Stelle die Wellenlängenstabilisierung in die Simulationen zu integrieren.

Die Umsetzung erfolgt in einer einfach umzusetzenden Implementierung. Eine Zelle im Freistrahlsbereich des Resonators wird als variables Phasenverzögerungselement verwendet und zur aktuellen Verzögerung ein Offset von $\Delta\phi_{\text{offset}} = \pi/20$ wechselweise addiert und subtrahiert. Nach einer Einschwingzeit von 60 Resonatorumläufen wird über die Ausgangsleistung zur Monitordiode die Position mit dem höheren Gütefaktor ermittelt und als neue Resonatorlänge gesetzt. Die Prozedur befindet sich in einer Endlosschleife.

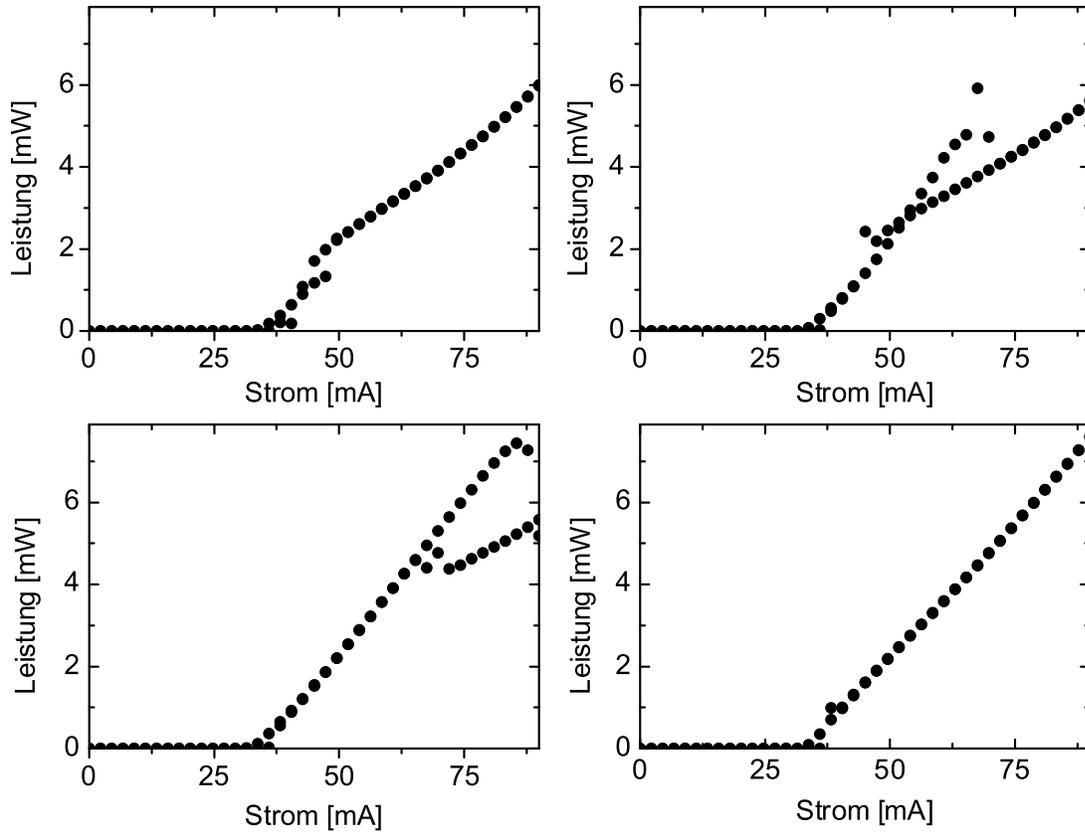


Abb. 4.9: Simulierte Strom-Leistungskennlinien bei verschiedenen Resonatorlängen

Das Ergebnis findet sich in der Graphik 4.10 und zeigt das typische Anschlagverhalten der aktiven Wellenlängenstabilisierung. Die Laserlinie wandert linear mit der Anzahl der Durchläufe zum Bragg-Zentrum und oszilliert um den Zielpunkt. Mit der Anzahl der Iterationsschritte steigt der Monitordiodenstrom und die Ausgangsleistung sinkt so lange, bis die Regelung die Wellenlänge in das Reflexionszentrum des Gitters verschoben hat.

4.10 Simulation von Strom-Leistungskennlinien mit aktiver Wellenlängenstabilisierung

Die beiden vorhergehenden Abschnitte lassen sich kombinieren, so dass man die Strom-Leistungskennlinien des simulierten Fasergitterlasers mit der aktiven Wellenlängenstabilisierung errechnen kann, indem man die Brechzahlswankung durch Erwärmung des Halbleiterverstärkers mit dem Phasenschiebeelement der externen Kavität abtastet und die Resonatorlänge dementsprechend korrigiert. Das Ergebnis findet sich in der Abbildung 4.11 und zeigt, dass das Wanderwellenmodell die aktive Wellenlängenstabilisierung bei beliebigem Phasenversatz zulässt.

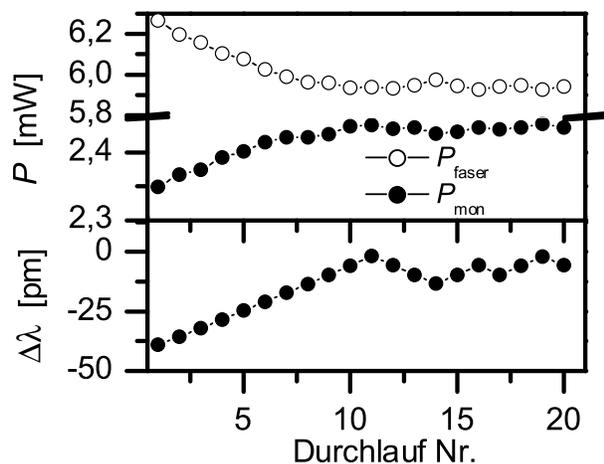


Abb. 4.10: Implementierung der Wellenlängenstabilisierung in die Fasergitterlasersimulation. Charakteristisch ist die anfängliche Zunahme der Leistung zur Monitordiode (P_{mon}) und die Abnahme der Ausgangsleistung (P_{faser}) mit der Anzahl der Iterationsschritte.

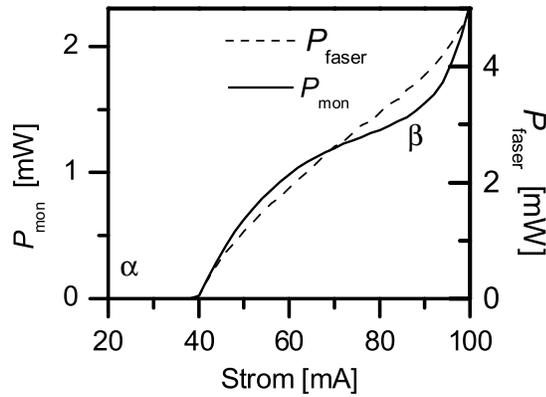
Andererseits sind die Ausgangskennlinien nicht linear und die Ausgangswellenlänge oszilliert um das Bragg-Zentrum. Dieses Verhalten tritt auch beim Experiment auf (siehe Abbildung 3.21(b) auf Seite 37). Die Kurven werden linearisiert, wenn man die Simulationen mit idealer Antireflexschicht durchführt (siehe Abbildung 4.12), was auf die Bedeutung einer ausreichenden Antireflexschicht hinweist.

4.11 Simulation von Augendiagrammen

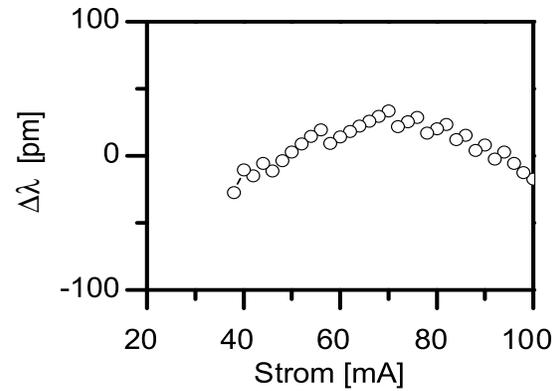
Augendiagramme dienen dem direkten Nachweis der Übertragungsfähigkeit eines Transmittermoduls. An dieser Stelle wird berücksichtigt, dass der Laser der Anforderung gerecht werden muss, seine Eigenschaften bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen und über Lebenszeit aufrechterhalten. Damit ist die Frage verknüpft, wie sich das Übertragungsverhalten im NRZ Modulationsformat ändert, wenn man einen unregelmäßig betriebenen Fasergitterlaser einer Temperaturschwankung unterwirft.

4.11.1 Implementierung der Modulation mit Daten und Aufzeichnung des Augendiagramms

Im Gegensatz zu den bisherigen Berechnungen werden jetzt nicht mehr stationäre Lösungen gesucht, sondern das Verhalten des Fasergitterlasers unter dynamischen Betriebsbedingungen studiert. Wie in den vorhergehenden Abschnitten wird bei voreingestellten Parametern (Strom, Phasenoffset) ein bestimmter Zeitrahmen berechnet, bis man davon ausgehen kann, dass sich der Laser in einem eingeschwungenen Zustand befindet. Dann wechselt der Laser seinen Betriebszustand in den Modulationszustand, bei dem der zeitliche Verlauf des Stromes für eine



(a) Strom-Leistungsdiagramm



(b) Position der Wellenlänge

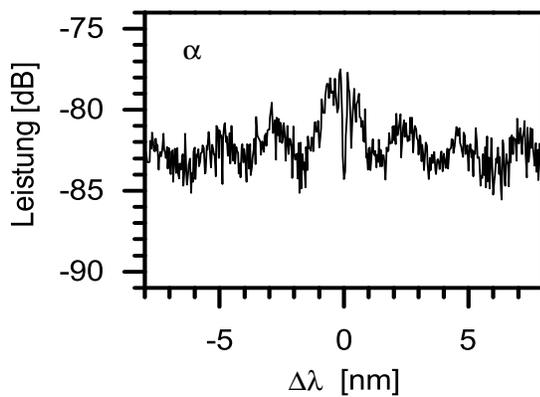
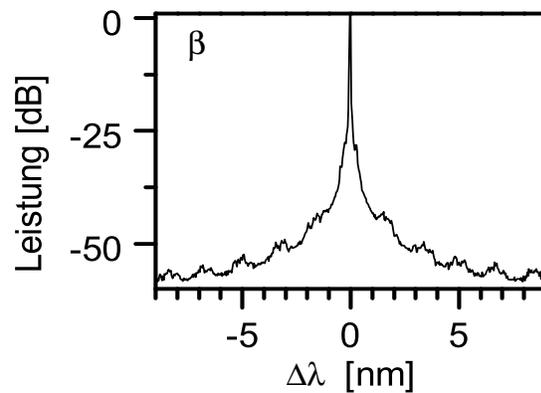

 (c) Spektrum bei $I = 20$ mA

 (d) Spektrum bei $I = 100$ mA

Abb. 4.11: Simulierte Strom-Leistungskennlinien mit aktiver Wellenlängenstabilisierung (a) mit der dazu gehörigen emittierten Wellenlänge (b) und Spektren bei 20 mA (c) und 100 mA (d)

Bitlänge in einer Wertetabelle vorliegt. Das kann als Rechteckpuls vorliegen, was auf Grund des Vorhandenseins parasitärer Induktivitäten und Kapazitäten der Bias-T Platine und der Zuleitungen zum Laser nicht den physikalischen Gegebenheiten entspricht. Diese sind bei den verwendeten Laser unbekannt. Zur Anpassung wird in vereinfachter Weise die Flanke eines Bitwechsels durch einen exponentiellen Anstieg oder Abfall der Stromdichte mit 80 ps Relaxationszeit beschrieben. Dadurch verringern sich die Relaxationsoszillationen, der Übergang vom 1-0 oder 0-1 Niveau wird etwas abgeflacht und das Auge erreicht seine charakteristische Augenform. Nach dem Ablauf eines Bits wird das folgende Bit durch Zufall bestimmt und die aktuelle Stromtabelle neu ermittelt. Während dieser Zeit wird die Ausgangsintensität in eine numerische Matrix entsprechend der Anzeige des Oszilloskops vom Format 160 Punkte auf 128 Punkte eingetragen, dessen Spalte sich durch den aktuell berechneten Zeitpunkt festlegt. Nach einem Vielfachen der übertragenen Bitlänge wird die angezeigte Zeit wieder an den Start zurückgesetzt. Auf diese Weise werden die Einträge mit dem Takt der Modulation getriggert.

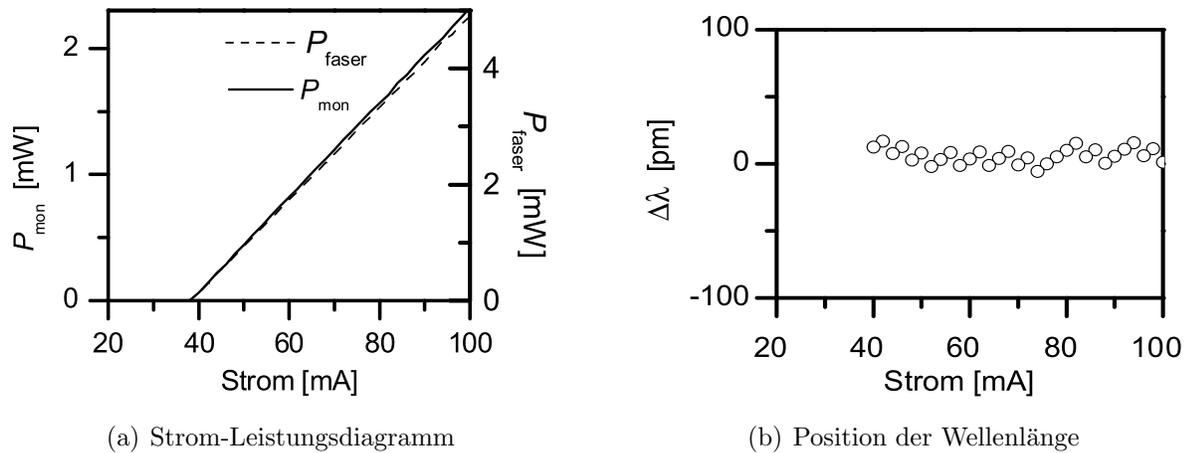
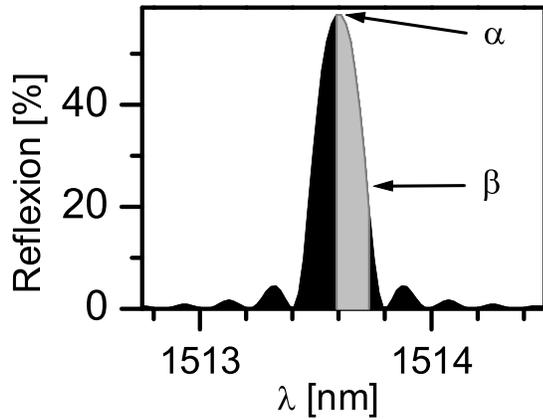


Abb. 4.12: Simulierte Strom-Leistungskennlinien mit aktiver Wellenlängenstabilisierung und mit idealer Antireflexschicht ($r_{\text{ar}} = 0$)

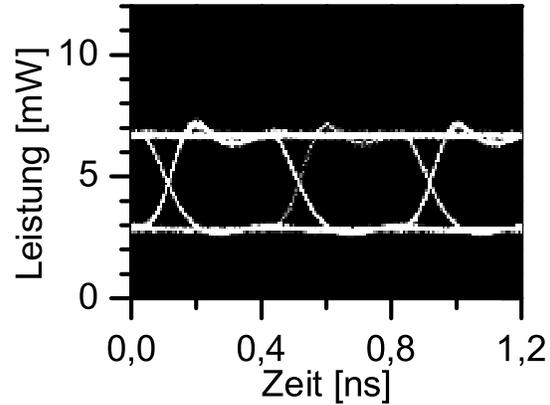
Die Zeilenskalierung erfolgt nach der Intensität und muss vor der Berechnung festgelegt werden, was dem Umgang der Aufzeichnung der Signale mit einem Samplingoszilloskop entspricht.

4.11.2 Einfluss der Phasenanschlussbedingung auf das Augendiagramm

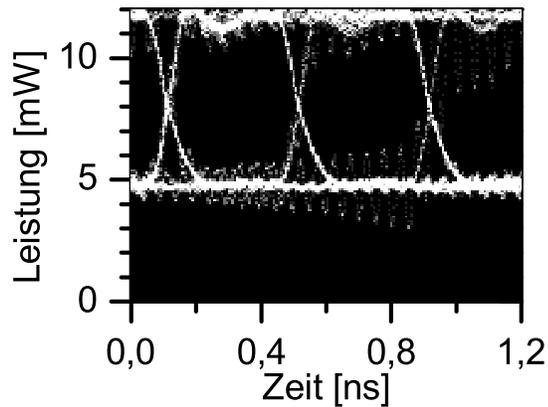
Nach dem Einschalten des Fasergitterlasers befindet sich die Laserlinie an einer spektralen Position innerhalb des Reflexionsbereichs des Faser-Bragg-Gitters. Diese bestimmt die Ausgangsleistung und somit das Niveau der Augenlider. Um diesem Aspekt gerecht zu werden, wird in Teilschritten eine Phasenverzögerung Φ_{offset} ($0 \leq \Phi_{\text{offset}} \leq \pi$) im Freistrahlbereich eingefügt, bis zum eingeschwungenen Niveau gerechnet und anschließend mit 2,5 GBit/s moduliert. Bei dieser Vorgehensweise beansprucht der Fasergitterlaser, wie beim Experiment, vorwiegend den langwelligen Teil des Reflexionsbereichs des Bragg-Gitters (Abbildung 4.13(a)). Innerhalb desselben liegen die Augendiagramme zwischen zwei Extremen, die den eingrenzenden Punkten am Reflexionszentrum und -kante entsprechen. Durch die spektral asymmetrische Ausnutzung liegen diese Punkte in der Nähe der Modensprünge. Das Auge an der Reflexionskante in der Abbildung 4.13(c) zeigt sich im Gegensatz zu dem Augendiagramm in Reflexionszentrum (Abbildung 4.13(b)) weit geöffnet. Andererseits läuft dort der Laser auf Grund der schlechteren Resonatorgüte instabiler, wodurch die Augenlider nicht so scharf nachgezogen sind.



(a) Reflexion des verwendeten Gitters, wobei der aktive Bereich des Fasergitterlasers grau hinterlegt ist. Markiert sind die spektralen Positionen α und β , an denen die nebenstehenden Augendiagramme berechnet wurden.



(b) Augendiagramm, wenn die emittierte Ausgangswellenlänge im Reflexionszentrum des Bragg-Gitters (α) liegt.



(c) Augendiagramm, wenn die emittierte Wellenlänge an dem Rand des Bragg-Gitters (β) liegt.

Abb. 4.13: Die Abbildungen b und c zeigen mit dem Wanderwellenmodell berechnete Augendiagramme an verschiedenen Positionen der emittierten Wellenlänge im Bragg-Gitter-Spektrum (Abbildung a).

4.12 Simulation des wellenlängenschaltbaren Fasergitterlasers

Die Modellierung des wellenlängenschaltbaren Fasergitterlasers dient nicht nur zur Demonstration der Möglichkeit der nachbildenden Simulation der Eigenschaften des Fasergitterlasers, sondern soll auch ein Beispiel dafür geben, wie spezielle Laserarchitekturen in das Wanderwellenmodell einfließen können.

4.12.1 Implementierung des Doppel-Bragg-Gitters

Die bei dem wellenlängenschaltbaren Fasergitterlaser (Abschnitt 3.8) verwendeten Bragg-Gitter entstehen durch zweifaches photolithographisches Einschreiben mit verschiedenen Gitterabständen des Interferenzmusters der überlagerten Teilstrahlen des Einschreiblasers an der selben Position in der Faser. Das bedeutet, dass sich die homogene Brechzahlmodulation über die Länge des Gitters bei dem Einschreiben des zweiten Gitters durch eine Schwebung entlang des Ortes in der Faser x substituiert, die durch die Brechzahlmodulationsamplitude n_{ac0} , den Wellenlängenabstand der Bragg-Gitter $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ und der mittleren Reflexionswellenlänge der zwei Gitter λ_{Bragg} charakterisiert ist:

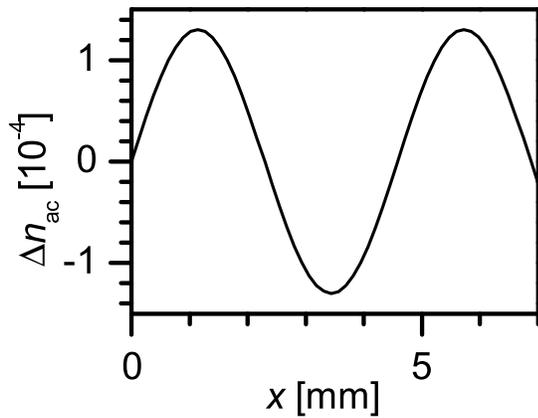
$$\Delta n_{ac}(x) = \Delta n_{ac0} \underbrace{\sin\left(\frac{4\pi n_{\text{glas}}}{\lambda_{\text{Bragg}}} x\right)}_{\text{hochfrequenter Anteil}} \underbrace{\cos\left(\frac{2\pi n_{\text{glas}}}{\lambda_{\text{Bragg}}^2} \Delta\lambda_{\text{Bragg}} x\right)}_{\text{Schwebungsanteil}}. \quad (4.20)$$

Für den hochfrequenten Anteil liegen die Lösungen der Theorie der gekoppelten Moden vor, deswegen wird dieser Anteil abgespalten und die verbleibende Einhüllende findet sich in der Abbildung 4.14(a). Der Schwebungsanteil wird diskretisiert und die Länge des Gitters (4,8 mm) in 30 Sektionen zerlegt.

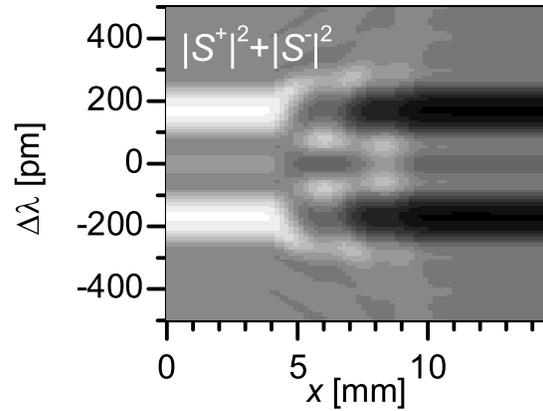
Das Gitter wird mit der Berechnungsmethode aus dem Abschnitt 4.4 analysiert (siehe Abbildung 4.14). Das Wanderwellenmodell hat im Vergleich zu den Transfermatrizen (Abschnitt 3.2) den Vorteil, dass man die Intensitätsverteilung innerhalb des Gitters bekommt (siehe Abbildung 4.14(b)). Damit wird nachgewiesen, dass bei der Verwendung eines symmetrischen Doppel-Bragg-Gitters im Fasergitterlaser bei beiden Reflexionswellenlängen dieselbe Resonatorlänge vorliegt (siehe Abbildung 4.14(d)).

4.12.2 Berechnung des Arbeitsbereichs des Fasergitterlasers mit Doppel-Bragg-Gitter

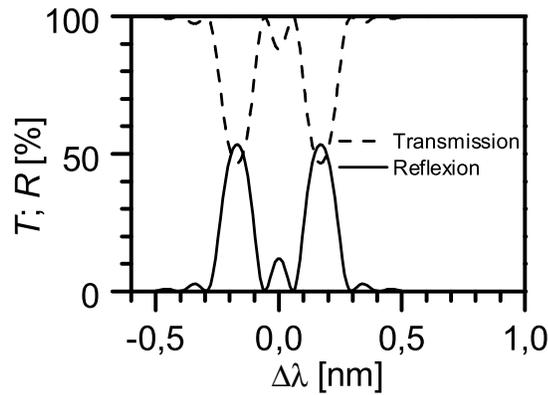
Zum Austesten der Funktionalität des simulierten Fasergitterlasers mit Doppel-Bragg-Gitter werden zwei Phasenverzögerungen eingebaut, die eine innerhalb des Halbleiterverstärkers und die andere im Freistrahlbereich. Damit kann man analog zur experimentellen Realisierung im Abschnitt 3.8.1 durch die Längenänderung der externen Kavität die möglichen Ausgangswellenlängen durchstimmen. Diese Simulation wird zum Test der Schaltbarkeit für verschiedene Phasenverschiebungen innerhalb der Laserdiode gemacht. Für jeden Zustand wird die Ausgangswellenlänge mit Hilfe der Gleichung 4.2 aus der Phasenänderung des ausgehenden Lichtes



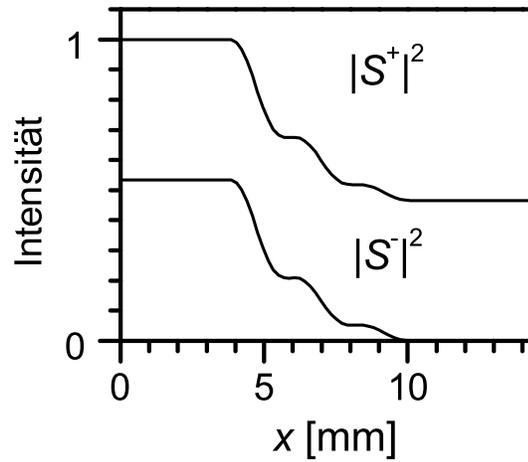
(a) Verteilung der Brechzahlmodulation in dem Doppel-Bragg-Gitter



(b) Verteilung der Intensität innerhalb des Doppel-Bragg-Gitters in Abhängigkeit von der Wellenlänge und der räumlichen Position



(c) Transmissions- und Reflexionsvermögen



(d) Intensitätsverteilung in beiden Reflexionszentren für beide Ausbreitungsrichtungen

Abb. 4.14: Berechnung der Transmission, Reflexion und der Feldverteilung innerhalb des Doppel-Bragg-Gitters mit dem Wanderwellenmodell. Das Gitter ist 6 mm lang und befindet sich zwischen zwei 3 mm langen Faserstücken.

rekonstruiert. Auf diese Weise sind die möglichen Ausgangswellenlängen in der Abbildung 4.15 in Abhängigkeit von der Phasenverzögerung in der inneren Kavität ermittelt worden und zeigen ein übereinstimmendes Verhalten mit dem realen Laser (vgl. Abbildung 3.25).

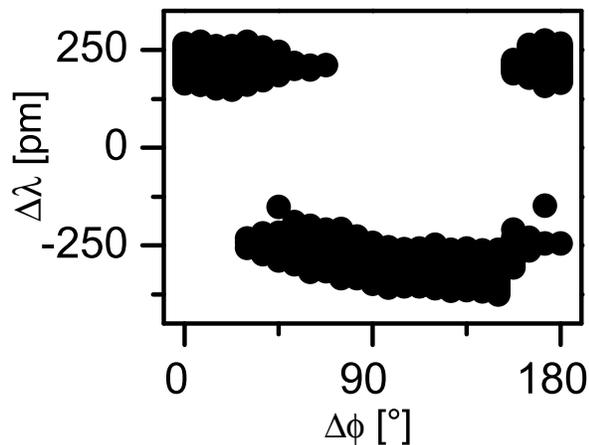
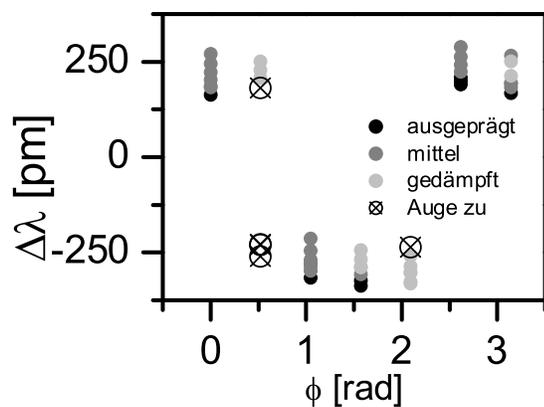


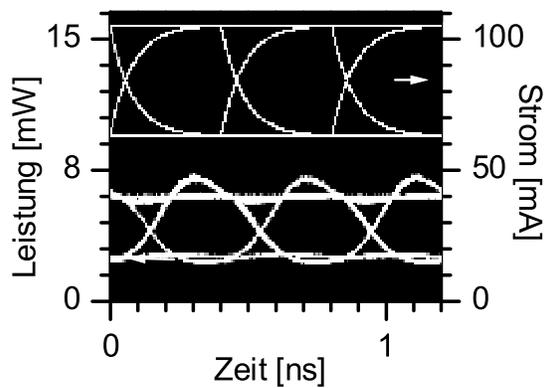
Abb. 4.15: Simulation der möglichen Ausgangswellenlängen des Fasergitterlasers (•) mit Doppel-Bragg-Gitter bei Änderung der effektiven optischen Weglänge des Halbleiterverstärkers

4.12.3 Modulationseigenschaften des modellierten, wellenlängenschaltbaren Fasergitterlasers

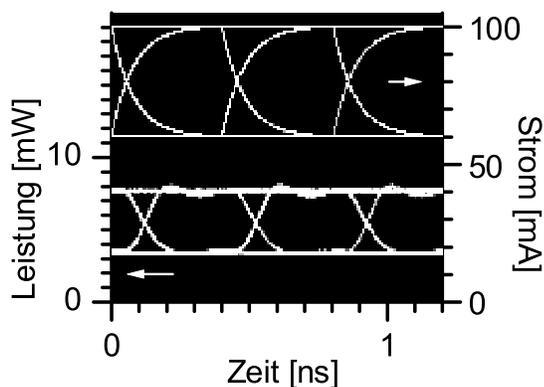
Bei dem „klassischen“ Fasergitterlaser ändern sich die Modulationseigenschaften je nach Lage der Ausgangswellenlänge innerhalb des Bragg-Gitters; das ist bei dem Fasergitterlaser mit doppeltem Bragg-Gitter nicht anders. Deshalb wird hier in Analogie zum vorangegangenen Abschnitt 4.11 die Vorgehensweise verwendet, den kompletten Arbeitsbereich numerisch nach den Datenübertragungseigenschaften durchzugehen und zu kontrollieren, bei welchen Betriebszuständen eine fehlerfreie Datenübertragung möglich ist. Bei der hier angegangenen Vorgehensweise wird die Auftragung der möglichen Ausgangswellenlängen in der Abbildung 4.15 erweitert, so dass man einer Ausgangswellenlänge auch ein Modulationsverhalten zuweisen kann (Abbildung 4.16(a)). Die Berechnung der Simulation der Modulation wurde bei 2,5 GBit/s mit einem Modulationshub von 60 mA auf 100 mA durchgeführt. Analog zum Experiment (Abbildung 3.28) zeigt der simulierte Fasergitterlaser gute Modulationseigenschaften. Darüber hinaus kann man die Aussage machen, dass das geöffnete Auge zwischen zwei Zuständen variiert. Im Zentrum eines Bragg-Gitters zeigt es ein deutliches Einschwingverhalten (Abbildung 4.16(b)), welches sich zum Rand des Bragg-Gitters hin abflacht (Abbildung 4.16(c)). Die Randbezirke, welche durch Modensprünge oder durch den Wechsel des Bragg-Gitters gekennzeichnet sind, neigen zur Eigenschwingungen und damit zu geschlossenen Augen (Abbildung 4.16(d)). Damit liefert das Wanderwellenmodell umfassende Simulationsmöglichkeiten des Fasergitterlasers.



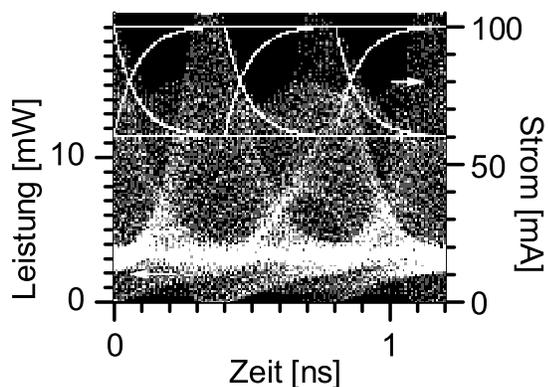
(a) Stichproben des Arbeitsbereiches des Doppel-Bragg-Fasergitterlasers mit Vermerk der verschiedenen möglichen Augendiagramme



(b) Auge mit ausgeprägtem Anschwingverhalten



(c) Auge mit gedämpfter Anschwingcharakteristik



(d) Auge im Zwischenbereich zwischen den Bragg-Gittern

Abb. 4.16: Bild a zeigt die Erweiterung der Kartographierung des Arbeitsbereiches des Doppel-Bragg-Fasergitterlasers aus der Abbildung 4.15 in Hinsicht auf die Öffnung der Augendiagramme. Die Abbildungen b-d zeigen die dazugehörigen Augen. In der oberen Hälfte ist der Eingangsstrom eingezeichnet, in der unteren die in die Faser ausgekoppelte Lichtintensität.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit sind die physikalischen Eigenschaften von direktmodulierbaren Faser-Bragg-Gitter stabilisierten Halbleiterlasern experimentell bestimmt und mit eigens entwickelten theoretischen Ansätzen durchleuchtet und simuliert worden. Darin wurde der Nachweis erbracht, dass es nicht ausreicht, den Fasergitterlaser mit einem Faser-Bragg-Gitter auszustatten und dessen Wellenlängenstabilität mit den intrinsischen Materialeigenschaften des Glases zu begründen. Experimente zur Variation der Resonatorlänge und die Strom-Leistungskennlinien zeigen vielmehr, dass man zusätzlich das Zusammenspiel der Longitudinalmoden mit der Reflexionscharakteristik des Bragg-Gitters berücksichtigen muss. Das ergibt sich aus den Betrachtungen mit den Transfermatrizen, und die Behandlung der modifizierten Ratengleichungen für monolithische Laserdioden erklärt das damit zusammenhängende komplementäre Wechselspiel von Ausgangsleistung und Monitordiodenstrom.

Das führt zur aktiven Wellenlängenstabilisierung, welche es ermöglicht, aus den Betriebsparametern Monitordiodenstrom und Laserspannung auf die emittierte Wellenlänge zu schließen und mit einer Regelung die Ausgangswellenlänge auf einen Bruchteil der Reflexionsbandbreite des Gitters festzusetzen. Durch die so erreichte Stabilität können neben den Moden der externen Kavität auch die Moden der internen Kavität beobachtet werden, was zu Implementierung der Wellenlängenschaltbarkeit führt.

Zur Erklärung der Eigenschaften des Lasers ist kein monotheoretischer Ansatz zu Grunde gelegt worden, sondern mit den Transfermatrizen die Modenverteilung, mit den Ratengleichungen die Ausgangsleistungen und mit dem Wanderwellenmodell die Dynamik untersucht worden. Das hat zum einen den Vorteil, dass durch die verschiedenen Modelle mehrere Niveaus von Anschaulichkeit und Leistungsfähigkeit erreicht werden. Zum anderen ist mit dem Wanderwellenmodell, welches die Vorteile des Ratengleichungsmodells und der Transfermatrizen vereint, ein numerischer Ansatz geschaffen worden, dessen Möglichkeiten über die Beschreibung des hier

behandelten direktmodulierten Fasergitterlasers hinausgehen. Damit ist die Grundlage zum Design neuer Arten von Fasergitterlasern geschaffen.

In dieser Arbeit befinden sich mehrere Aspekte, welche in dem erarbeiteten Literaturstand, sofern nicht selbst veröffentlicht, nicht enthalten sind. Dazu gehört, dass die Einkopplung mit Siliziumlinse kurze Resonatorlängen ermöglicht und damit gute Modulationseigenschaften erreicht werden können [Alt02a]. Es sind eigenständige theoretische Grundlagen für den stationären Modus des Fasergitterlasers in den Abhandlungen der Transfermatrizen und der Ratengleichungen entwickelt worden, welche es erlauben, das gegenseitige Wechselspiel von Monitordiodenstrom und Ausgangsleistung bei Variation der Resonatorlänge zu postulieren und auf eine entsprechende theoretische Basis zu stellen. Es ist zum erstenmal ein Konzept der Wellenlängenstabilisierung vorgestellt worden, welches den Halbleiterverstärker selbst als Photodetektor zur indirekten Wellenlängenmessung verwendet [Alt04]. Das Konzept der Wellenlängenschaltbarkeit eines Fasergitterlasers ist einerseits zeitgleich zu den hier vorgestellten Arbeiten publiziert worden [Ber03, Lem99], andererseits nicht mit der Möglichkeit der Wellenlängenstabilisierung und auch nicht in Verbindung mit der direkten Modulierbarkeit [Bec06]. Das gilt folglich auch für die hier vorgestellten Arbeiten zur Simulationen der aktiven Wellenlängenstabilisierung und der Wellenlängenschaltbarkeit mit der darin integrierten Modulierbarkeit. Die Anwendung des Wanderwellenmodells auf den Fasergitterlaser erfolgte in eigener Regie und es sind bis jetzt keine von weiterer Stelle publizierten Arbeiten zur Simulation des direkt modulierbaren Fasergitterlasers mit dem Wanderwellenmodell bekannt.

Der aktuelle Stand der optischen Telekommunikation wird nicht mehr unmittelbar durch die Entwicklung noch leistungsfähigerer Komponenten bestimmt, sondern hat sich auf die kurzfristige und kostengünstige Ausbeute von Technologien verlagert [Des05]. Unter dieser Rahmenbedingung bieten die in dieser Arbeit entwickelten Werkzeuge zur theoretischen Charakterisierung von Fasergitterlasern ein gutes Potential zur Beschleunigung der Entwicklung neuer oder alternativer Architekturen, weil die zur Herstellung notwendige Technologiekette entlastet werden kann.

So kann man das Gitter derart gestalten, dass Modensprünge keinen Einfluss auf die Bitfehlerrate mehr haben. Das kann entweder mit einem entsprechendem Gitterdesign, im einfachsten Falle ein Gitter mit idealer Rechteckfunktion, geschehen oder man nutzt die nichtlineare Ausgangsleistungscharakteristik in Abhängigkeit von der Wellenlänge und sorgt dafür, dass ein Modensprung keine Änderung der Ausgangsleistung bewirkt.

Ein alternatives Fasergitterlaserkonzept arbeitet, im Gegensatz zur hier vorgestellten Arbeit, mit einem Gitter in einem Material, welches eine besonders hohe Temperaturabhängigkeit

der Brechzahl aufweist [Lee05]. Damit lässt sich eine hohe Durchstimmbarkeit der Ausgangswellenlänge erreichen. Hier ist es sinnvoll, ein solches System mit der präsentierten aktiven Wellenlängenstabilisierung ausstatten, um nach jeder Wellenlängenverschiebung wieder kontrollierte Betriebsbedingungen einzustellen.

Offen bleiben auch Optimierungsfragen zur Verringerung der Wellenlängendrift unter Modulation. Da bleibt einerseits die Frage des idealen Arbeitspunktes, um die Wellenlängenabhängigkeit des Auskoppelspiegels mit der ladungsträgerbedingten Änderung der Brechzahl des verstärkenden Mediums auszugleichen (vgl. [Ols88]). Andererseits kann man dem Problem mit einem Gitterdesign mit lokal variierender Amplitude bzw. Periode der Brechzahlmodulation entgegenwirken (vgl. [Mor94b]).

Die Verwendung des Fasergitterlasers in der Telekommunikation ist nur ein Ausgangspunkt. Die Wellenlängenstabilisierung (Abschnitt 3.6) erlaubt eine Wellenlängenstabilität unter ± 10 pm, bei 1550 nm entspricht das einer Genauigkeit von $\Delta\lambda^{-1} = 4,2 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$. Das macht den Fasergitterlaser auch durch seine Kompaktheit geeignet zu Spektroskopiezwecken. Betrachtet man sich die Dämpfung der Fasern [Mah88], dann hat es bei Ramanspektroskopie nur begrenzt Sinn, mit der Ausgangswellenlänge im dritten optischen Telekommunikationsfenster bei 1550 nm zu bleiben, weil dann die zu messenden Stokes-Linien in dem Bereich der Infrarotabsorption der Glasfaser, die das Signal abführt, liegen können. Aus dieser Perspektive gesehen ist es sinnvoller, in das erste optische Telekommunikationsfenster bei 850 nm zu gehen. Dort steht bei der Standardfaser bis zur OH-Absorptionsbande bei 1390 nm ein Transmissionsfenster von ca. 4500 cm^{-1} zur Verfügung. In diesem Falle muss man sich mit anderen Laserarchitekturen auseinandersetzen, die nicht auf Modulierbarkeit, sondern auf Leistung ausgelegt sind. Das bedeutet, dass die Gitterparameter, die Antireflexbeschichtung und die Koppeffizienz neu ausgelegt werden müssen. In diesem Falle ist das Wanderwellenmodell ein nützliches Werkzeug. Der Fasergitterlaser bietet gegenüber dem DFB- oder DBR-Laser die Möglichkeit, das Gitter mit passiver Temperaturstabilisierung zu konfektionieren, so dass das Gitter als Wellenlängenreferenz keine Temperaturkompensation benötigt. Damit ergibt sich ein Potential des Fasergitterlasers für Spektroskopie im Feldeinsatz.

Literaturverzeichnis

- [Agd00] SIEGEL, A. ; LITFIN, G. : *Die Deutsche Agenda, Optische Technologien für das 21. Jahrhundert*. Düsseldorf: VDI-Technologiezentrum - ISBN 20003-00-006083-9
- [Alt99] ALTHAUS, H.-L. (Infineon), persönliche Mitteilung (1999)
- [Alt02a] ALTHAUS, H.-L. ; ALBRECHT, H. ; ROTHHARDT, M. ; BECKER, M. : *Optoelectronic Laser Module*. Schutzrecht US 2002/0196824 (26.12.2002)
- [Alt02b] ALTHAUS, H.-L. : *Verfahren zur Messung der Temperatur des laseraktiven Bereichs einer Halbleiterlaserdiode*. Schutzrecht DE 10042022 (2002)
- [Alt04] ALTHAUS, H.-L. ; ALBRECHT, H. ; ROTHHARDT, R. ; BECKER, M. : *Lasermodule für optische Übertragungssysteme und Verfahren zum Stabilisieren einer Ausgangswellenlänge eines Lasermoduls*. Schutzrecht DE 10237695 (11.03.2004)
- [Arb01] ARBEL, D. ; SHALOM, S. ; WINIK, M. ; REZNIK, L. ; ZIMMERMANN, M. ; SASSON, R. ; HADASS, D. ; BREITBART, S. : 40 Ghz Hybrid Semiconductor Pulse Generating Laser (PGL) for RZ Transmission. In: *Proc. ECOC*. Amsterdam, 2001, We.F.3.5
- [Arc97] ARCHAMBAULT, J. L. ; GRUBB, S. G. : Fiber Gratings in Lasers and Amplifiers. In: *IEEE Journal of Lightwave Technology* **15** (Aug. 1997), Nr. 8, S. 1378-1390
- [Bec98] BECKER, M. : *Ramanspektroskopie mit gepulsten Lasern*. Würzburg : Julius-Maximilians-Universität, Diplomarbeit, 1998
- [Bec06] BECKER, M. ; ROTHHARDT, M. ; ALTHAUS, H.-L. : Wavelength-Switchable Fiber Grating Laser With Active Wavelength Stabilization. In: *Optical Engineering* **45**, 034301 (März 2006)
- [Ber03] BERGONZO, A. ; BRENOT, R. ; LOCATELLI, D. ; LANDREAU, J. ; VUONG, A. B. ; LAFRAGETTE, J. L. ; DURAND, O. ; JAQUET, J. : 12-Channels 200 GHz-Spacing Digitally Tunable External Cavity Laser with Fast Wavelength Switching. In: *Proc. ECOC*. Rimini, 2003, Th 1.2.5
- [Bir91] BIRD, D. M. ; ARMITAGE, J. R. ; KASHYAP, R. ; FATAH, R. M. A. ; CAMERON, K. H. : Narrow Line Semiconductor Laser Using Fibre Grating. In: *Electronics Letters* **27** (Juni 1991), Nr. 13, S. 1115-1116
- [Bis99] BISSESSUR, H. ; CARAGLIA, C. ; THEDREZ, B. ; RAINSAINT, J.-M. ; RIAINT, I. : Wavelength-Versatile External Fiber Grating Lasers for 2.5-Gb/s WDM Networks. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **11** (Okt. 1999), Nr. 10, S. 1304-1306
- [Biö87] BJORK, G. ; NILSSON, O. : A New Exact and Efficient Numerical Matrix Theory of Complicated Laser Structures: Properties of Asymmetric Phase-Shifted DFB-Lasers. In: *IEEE Journal of Lightwave Technology* **5** (Jan. 1987), Nr. 1, S. 140-146
- [Ble86] BLEICHER, M. : *Halbleiter Optoelektronik*. Heidelberg : Hüthig, 1986, Kap. 3.7
- [Bor01] BORCHERT, W. (Infineon), persönliche Mitteilung (2001)
- [Bri86] BRINKMEYER, E. ; BRENNECKE, W. ; ZÜRN, M. ; ULRICH, R. : Fibre Bragg Reflector for Mode Selection and Line-Narrowing of Injection Lasers. In: *Electronics Letters* **22** (Jan. 1986), Nr. 3, S. 134-135

- [Bro95] BROVELLI, L. ; KELLER, U. : Simple Analytical Expressions for the Reflectivity and the Penetration Depth of a Bragg Mirror Between Arbitrary Media. In: *Optics Communications* **116** (1995), S. 343-350
- [Bur76] BURNHAM, R. ; SCIFRES, D. ; STREIFER, W. : Distributed Feedback Buried Heterostructure Lasers. In: *Applied Physics Letters* **29** (Sept. 1976), Nr. 5, S. 287-289
- [Bur88] BURNS, D. ; CRUST, D. W. ; CHANG, J. T. K. ; SIBBETT, W. : Active Mode-Locking of an External Cavity GaInAsP Laser Incorporating a Fibre-Grating Reflector. In: *Electronics Letters* **24** (Nov. 1988), Nr. 23, S. 1439-1441
- [Buu77] BUUS, J. ; DANIELSEN, M. : Carrier Diffusion and Higher Order Transversal Modes in Spectral Dynamics of the Semiconductor Laser. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-13** (Aug. 1977), Nr. 8, S. 669-674
- [Cam94] CAMPBELL, R. J. ; KASHYAP, R. : The Properties and Applications of Photosensitive Germanosilicate Fibre. In: *International Journal of Optoelectronics* **9** (1994), Nr. 1, S. 33-57
- [Cam96] CAMPBELL, R. J. ; ARMITAGE, J. R. ; SHERLOCK, G. ; WILLIAMS, D. L. ; PAYNE, R. ; ROBERTSON, M. ; WYATT, R. : Wavelength Stable Uncooled Fibre Grating Semiconductor Laser for Use in an all Optical WDM Access Network. In: *Electronics Letters* **32** (Jan. 1996), Nr. 2, S. 119-120
- [Cha00] CHANCLOU, P. ; THUAL, M. ; LAURENT, A. ; LOSTEC, J. ; GADONNA, M. : Wavelength Selector External Cavity Laser Diode by Fiber Switch. In: *Optical Fiber Technology* **6** (2000), 329-343
- [Che00] CHENG, W. H. ; CHIU, S. F. ; Y., C. Hong ; CHANG, H. W. : Spectral Characteristics for a Fiber Grating External Cavity Laser. In: *Optical and Quantum Electronics* **32** (2000), S. 339-348
- [Chu02] CHUYANOV, V. ; FOUKSMAN, M. ; KUPERSHIMDT, V. ; LUONG, A. ; STOLPNER, L. : OC-48 600 km Transmission Over SMF28 Using Directly Modulated Packaged External Cavity Laser. In: *Proc. ECOC*. Kopenhagen, 2002, 1.3.2
- [Coh89] COHEN, J. S. ; LENSTRA, D. : Spectral Properties of the Coherence Collapsed State of a Semiconductor Laser With Delayed Optical Feedback. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-25** (Juni 1989), Nr. 6, S. 1143-1151
- [Col83] COLDREN, L. ; EBELING, K. ; MILLER, B. ; RENTSCHLER, J. : Single Longitudinal Mode Operation of Two-Section GaInAsP/InP Lasers Under Pulsed Excitation. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-19** (Juni 1983), Nr. 6, S. 1057-1062
- [Cra01] CRAWFORD, D. ; MCGOWAN, R. : Observation of Spectral Power Exchange in Fiber Bragg Grating Stabilized 980 nm Pump-Lasers. In: *Proc. ECOC*. Amsterdam, 2001, Tu.B.2.3.
- [Cru96] CRUZ, J. L. ; DONG, L. ; REEKIE, R. : Fiber Bragg Gratings with Various Chirp Profiles Made in Etched Tapers. In: *Applied Optics* **35** (Dez. 1996), Nr. 34, S. 6781-6787
- [Dav04] DAVIS, M. K. ; ECHAVARRIA, A. : Polarization-Induced Feedback Effects in Fiber Bragg Grating-Stabilized Diode Lasers. In: *IEEE Journal of Lightwave Technology* **10** (2004), Nr. 28, S. 2816
- [DCI05] Digital Cinema Initiatives, LLC: *Digital Cinema System Specification*. URL <http://www.dcmovies.com>, Hollywood, 20. Juli 2005
- [Des05] DESURVIRE, E. : Optical Communications in 2025. In: *Proc. ECOC*. Glasgow, 2005, Mo 2.1.3
- [Dül00] DÜLK, M. ; HUNZIKER, W. ; TALLONE, L. ; MELCHIOR, H. : 40 GHz Actively Mode-Locked Semiconductor Laser with Hybrid External Cavity Laser. In: *Proc. ECOC*. München, 2000
- [Dül01] DÜLK, M. ; MELCHIOR, H. ; HUNZIKER, W. ; TALLONE, L. : Short Pulse and Low Noise Actively Mode-Locked 10 GHz Semiconductor Laser With a Fiber Bragg Grating External Cavity. In: *Proc. OFC*. Anaheim, 2001, WDD76

- [Ebe82] EBELING, K. J. ; COLDREN, L. ; MILLER, B. ; RENTSCHLER, J. : Generation of Single-Longitudinal Mode Subnanosecond Light Pulses by High-Speed Current Modulation of Monolithic Two-Section Semiconductor Lasers. In: *Electronics Letters* **18** (Okt. 1982), Nr. 21, S. 901-902
- [Ebe83] EBELING, K. J. ; COLDREN, L. A. ; MILLER, B. I. : Single-Mode Operation of Coupled-Cavity GaInAsP/InP Semiconductor Lasers. In: *Applied Physics Letters* **42** (Jan. 1983), Nr. 1, S. 6-8
- [Ebe89] EBELING, K. J. : *Integrierte Optoelektronik*. 2. Aufl. Berlin [u.a.] : Springer, 1992, Kap. 10
- [Erd97] ERDOGAN, T. : Fiber Grating Spectra. In: *IEEE Journal of Lightwave Technology* **15** (Aug. 1997), Nr. 8, S. 1277-1297
- [Fis98] FISHMAN, D. A. ; JACKSON, B. S. : Transmitter and Receiver Design for Amplified Lightwave Systems. In: KAMINOV, I. P. ; KOCH, T. L. (Hrsg.) *Optical Fiber communications IIIB*. San Diego: Academic Press, 1997
- [Fre01] FREUND, H. : *Faser-Bragg-Gitter stabilisierte Halbleiterlaser für die Telekommunikation*. Zittau/Görlitz : Hochschule, Baccalaureatusarbeit, 2001
- [Gal98] LE GALL, F. ; MOTTET, S. ; DEVOLDERE, N. ; LANDREAU, J. : External Cavity Laser for DWDM Access Network. In: *Proc. ECOC*. Madrid, 1998, S. 285-286
- [Ger89] GERTHSEN, C. G. ; KNESER, H. O. ; VOGEL, H. : *Physik*. 16. Aufl. Berlin [u.a.] : Springer, 1989, Kap. 4
- [Gil94] GILES, C. R. ; ERDOGAN, T. ; MIZRAHI, V. : Simultaneous Wavelength Stabilization of 980 nm Pump Lasers. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **6** (Aug. 1994), Nr. 8, S. 907-909
- [Giu99] GIUDICE, G. ; KUKSENOV, D. ; GRAVE DE PERALTA, L. ; TEMKIN, H. : Single-Mode Operation from an External Cavity Controlled Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **11** (Dez. 1999), Nr. 12, S. 1545-1547
- [Gol90] GOLDIN, L. L. ; NÓVIKOVA, G. I. : *Introducción a la física cuántica*. Editorial Mir Moskú: 1988 - ISBN 5-02-013853-3, §50
- [Goy98a] GOYAL, A. K. ; GAVRILOVIC, P. ; PO, H. : 1.35 W of Single-Frequency Emission from an External Cavity Tapered Oscillator Utilizing Fiber Bragg Grating Feedback. In: *Applied Physics Letters* **73** (Aug. 1998), Nr. 5, S. 575-577
- [Goy98b] GOYAL, A. ; MUENDEL, M. : Optical Fiber Bragg Gratings Have a Wide Variety of Use. In: *Photonics Spectra* (Sept. 1998), S. 116-121
- [Gro05] GROBE, K. ; HINTERTHÜR, H. : CWDM Architecture and Applications. In: *6. ITG Fachtagung „Photonische Netze“*. Leipzig, Mai 2005, S. 13-18
- [Gro03] GROSCHE, G. ; EGGERT, M. : Characterisation of Wavelength References. In: *Proceedings of the CREW Workshop and PTB Seminar: Wavelength References for Optical Telecommunications*. Braunschweig, April 2003
- [Hag98] HAGEMANN, V. ; ROTHHARDT, M. ; MÜLLER, H.-R. : Faser-Bragg-Gitter: Frequenzselektive Faserelemente mit maßgeschneiderten Eigenschaften. In: *Physikalische Blätter* **54** (1998), Nr. 3, S. 243-245
- [Hag01] HAGEMANN, V. : *Untersuchungen zum dynamischen Einzelpuls-Einschreiben von Faser-Bragg-Gittern und deren Anwendung*. Jena : Friedrich Schiller Universität, Dissertation, 2001
- [Ham96] HAMAKAWA, A. ; KATO, T. ; SASAKI, G. ; SHIGEHARA, M. : Wavelength Stabilization of 1.48 μm Pump Laser by Fiber Grating. In: *Proc. ECOC*. Oslo, 1996, 1.119-1.122
- [Ham85] HAMMER, J. M. ; NEIL, C. C. ; CARLSON, N. W. ; DUFFY, M. T. ; SHAW, J. M. : Single Wavelength Operation of the Hybrid-External Bragg-Reflector-Waveguide Laser Under Dynamic Conditions. In: *Applied Physics Letters* **47** (Aug. 1985), Nr. 3, S. 183-185
- [Har86] HARBECKE, B. : Coherent and Incoherent Reflection and Transmission of Multilayer Structures. In: *Applied Physics Letters B* **39** (1986), 165-170

- [Has01] HASHIMOTO, J. ; NAKANISHI, H. ; YOSHIDA, K. ; SASAKI, G. ; YAMAGUCHI, A. ; KATSUYAMA, T. ; YAMABAYASHI, N. : Coaxial Fiber-Bragg-Grating External-Cavity Semiconductor Laser Module Without Temperature Control. In: *Proc. ECOC*. München, 2001, Tu.B.1.7.
- [Has02] HASHIMOTO, J. ; NAKANISHI, H. ; YOSHIDA, K. ; SASAKI, G. ; YAMAGUCHI, A. ; KATSUYAMA, T. ; YAMABAYASHI, N. : Eight-Channel Wavelength Multiplexing with 200 GHz Spacing Using Uncooled Coaxial Fiber Bragg Grating External-Cavity Semiconductor Laser Module. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **14** (Nov. 2002), Nr. 11, S. 1617-1619
- [Has03] HASHIMOTO, J. ; TAKAGI, T. ; KATO, T. ; SASAKI, G. ; SHIGEHARA, M. ; MURASHIMA, K. ; SHIOZAKI, M. ; IWASHIMA, T. : Fiber-Bragg-Grating External Cavity Semiconductor Laser (FGL) Module for DWDM Transmission. In: *IEEE Journal of Lightwave Technology* **21** (Sept. 2003), Nr. 9, S. 2004-2009
- [Haz01] HASHIZUME, N. ; NASU, H. : Mode Hopping Control and Lasing Wavelength Stabilisation of Fiber Grating Lasers. In: *Furukawa Review* **20** (2001), S. 7-10
- [Hel90] HELMS, J. ; PETERMANN, K. : A Simple Analytical Expression for the Stable Operation Range of Laser Diodes with Optical Feedback. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-26** (Mai 1990), Nr. 5, S. 833-836
- [Hel92] HELMS, J. : *Modulation von Halbleiterlasern bei optischer Rückwirkung*. Berlin : TU, Dissertation, 1992
- [Hil75] HILLBRAND, H. ; RUSSE, R. : Large-Signal p.c.m. Behaviour of Injection Lasers with Coherent Irradiation Into one of Their Oscillation Modes. In: *Electronics Letters* **11** (Aug. 1975), Nr. 16, S. 373-374
- [Hua94] HUANG, K. ; CARTER, G. M. : Coherent Optical Frequency Domain Reflectometry (OFDR) Using a Fiber Grating External Cavity Laser. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **12** (Dez. 1994), Nr. 6, S. 1466-1468
- [Hüb97a] HÜBNER, B. : *DFB-Halbleiterlaserdioden mit integrierter Fleckweitenanpassung*. Würzburg : Julius-Maximilians-Universität, Dissertation, 1997
- [Hüb97b] HÜBNER, B. ; VOLLRATH, G. ; RIES, R. ; GRÉUS, C. ; JANNING, H. ; RÖNNEBERG, E. ; KUPHAL, E. ; KEMPF, B. ; GÖBEL, R. ; FIEDLER, F. ; ZENGERLE, R. ; BURKHARD, H. : Laser Diodes With Integrated Spot-Size Transformer as Low-Cost Optical Transmitter Elements for Telecommunications. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **3** (Dez. 1997), Nr. 6, S. 1372-1383
- [Iid73] IIDA, S. ; TAKATA, K. ; UNNO, Y. : Spectral Behaviour and Linewidth of (GaAl)As-GaAs Double Heterostructure Lasers at Room Temperature With Stripe Geometry Configuration. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-9** (Feb. 1973), Nr. 2, S. 361-366
- [Kal01] KALAUGHTER, L. : Fibre-Grating Laser Shines in 40 Gbit/s Study. In: *FibreSystems Europe* **5** (2001), Nr. 9, S. 22
- [Kar00] KARTALOPOULOS, S. V. : *Introduction to DWDM Technology: Data in a Rainbow*. New York : Wiley IEEE Press, 2000
- [Kas94] KASHYAP, R. ; PAYNE, R. ; WHITLEY, T. ; SHERLOCK, G. : Wavelength Uncommitted Lasers. In: *Electronics Letters* **30** (Juni 1994), Nr. 13, S. 1065-1067
- [Kas98] KASHYAP, R. : *Method for Customizing Optical Device Configuration After Packaging and Packaged Optical Device for use Therewith*. Schutzrecht US 5719974 (1998)
- [Kas99] KASHYAP, R. : *Fiber Bragg Gratings*. San Diego : Academic Press, 1999, Kap. 8
- [Kaz87] KAZARINOV, R. ; HENRY, C. : The Relation of Line Narrowing and Chirp Reduction Resulting from the Coupling of a Semiconductor Laser to a Passive Resonator. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-23** (Sept. 1987), Nr. 9, S. 1401-1409

- [Kim92] KIM, B.-G. ; GARMIRE, E. : Comparison Between the Matrix Method and the Coupled Wave Method in the Analysis of Bragg Reflector Structures. In: *J. Opt. Soc. Am. A* **9** (Jan. 1992), Nr. 1, S. 132-136
- [Kit96] KITTEL, C. : *Introduction to Solid State Physics*. 7. Aufl. New York : John Wiley & Söhne, 1996, Kap. 6
- [Kog72] KOGELNIK, H. ; SHANK, C. V. : Coupled-Wave-Theory of Distributed Feedback Lasers. In: *Journal of Applied Physics* **43** (Mai 1972), Nr. 5, S. 2327-2335
- [Kom02] ALBRECHT, H. : *Innovative Kommunikationsnetze (KomNet) - Teilvorhaben: Komponenten für WDM-Übertragungssysteme (Transmitter-Module/MUX/DEMUX)*. Schlussbericht, Förderkennzeichen 01 BP 818/6, München, 2002
- [Lan82] MADELUNG, O. (Hrsg.): *Landolt-Börnstein - Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik* / BIMBERG, D. (Bearb.). Teilband 17a: *Physik der IV. Gruppe und der III-V Verbindungen*. Berlin [u.a.]: Springer, 1982
- [Lan80] LANG, R. ; KOBAYASHI, K. : External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-16** (März 1980), Nr. 3, S. 347-355
- [Lau85] LAU, K. Y. ; YARIV, A. : *High-Frequency Current Modulation of Semiconductor Injection Lasers*. In: [Tsa85], Chapter 2
- [Lau00] LAURENT, A. ; CHANCLOU, P. ; LOSTEC, J. ; GADONNA, M. : Double External Cavity Laser Diode for DWDM Applications. In: *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **2** (2000), S. L6-L8
- [Lay02] LAY, T. S. ; CHEN, M. H. ; YANG, H. M. ; WU, S. H. ; CHENG, W. H. : 1.55 μm Non-Anti-Reflection Coated Fiber Grating Laser for Single Mode Operation. In: *Optical and Quantum Electronics* **34** (2002), S. 687-696
- [Lee82] LEE, T. P. ; BURRUS, C. A. ; COPELAND, J. A. ; DENTAI, A. G. ; MARCUSE, D. : Short-Cavity InGaAsP Injection Lasers: Dependence of Mode Spectra and Single-Longitudinal-Mode Power on Cavity Length. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-18** (Juli 1982), Nr. 7, S. 1101-1113
- [Lee05] LEE, J. H. ; PARK, M. Y. ; KIM, C. Y. ; CHO, S.-H. ; LEE, W. ; JEONG, G. ; KIM, B. W. : Tunable External Cavity Laser Based on Polymer Waveguide Platform for WDM Access Network. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **17** (Sept. 2005), Nr. 9, S. 1956-1958
- [Lem93] LEMAIRE, P. J. ; ATKINS, R. M. ; MIZRAHI, V. ; REED, W. A. : High Pressure H₂ Loading as a Technique for Achieving Ultrahigh UV-Photosensitivity and Thermal Sensitivity in GeO₂ Doped Optical Fibres. In: *Electronics Letters* **29** (Juni 1993), Nr. 13, S. 1191-1193
- [Lem99] LEMIEUX, J. F. ; BELLEMARE, A. ; LATRASSE, C. ; TÊTU, M. : Step-Tunable (100 GHz) Hybrid Laser Based on Vernier Effect Between Fabry-Pérot Cavity and Sampled Fibre Bragg Grating. In: *Electronics Letters* **35** (Mai 1999), Nr. 11, S. 904-906
- [Ler01a] LEROY, A. ; HELMERS, H. ; BISSESSUR, H. ; MICHEAUD, G. ; DUCHEMIN, C. ; LAFRAGETTE, J. L. ; HUBERT, S. ; THÉDREZ, B. ; RABARON, S. ; JAQUET, J. ; HECK, W. ; LABLONDE, L. ; BOITEL, M. : Less Than 36 pm Wavelength Drift Over [0,50°C] Range With Low-Cost Plug and Play Lasers with a Thermal Wavelength Selection in the Connector. In: *Proc. OFC*. Anaheim, 2001, WC6-1
- [Ler01b] LEROY, A. ; HELMERS, H. ; THÉDREZ, B. ; HUBERT, S. ; PELOSO, P. ; KERBOEUF, S. ; DUAN, G.-H. ; JAQUET, J. ; HECK, W. ; LABLONDE, L. ; BOITEL, M. : Low Cost Wavelength Stabilised Plug and Play Laser for WDM Systems in Future Local Networks. In: *Electronics Letters* **37** (Aug. 2001), Nr. 16, S. 1012-1014
- [Loh95] LOH, W. H. ; LAMING, R. I. ; ZERVAS, M. N. : Single Frequency Erbium Fiber External Cavity Semiconductor Laser. In: *Applied Physics Letters* **66** (Juni 1995), Nr. 25, S. 3422-3424
- [Mah88] MAHLKE, G. ; GÖSSING, P. : *Lichtwellenleiterkabel*. 2. Aufl. Berlin-München : Siemens AG, 1988, Abschn. 5.2

- [Mak88] MAKINO, T. ; GLINSKI, J. : Transfer Matrix Analysis of the Amplified Spontaneous Emission of DFB Semiconductor Laser Amplifiers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-24** (Aug. 1988), Nr. 8, S. 1507-1518
- [Mar83] MARCUSE, D. ; LEE, T.-P. : On Approximate Analytical Solutions of Rate Equations for Studying Transient Spectra of Injection Lasers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-19** (Aug. 1983), Nr. 9, S. 1397-1406
- [Mar02] MARSHALL, D. ; NORRIE, C. : Advances in Gain Elements for External Cavity Lasers Expand Applications. In: *EuroPhotonics* Dez. /Jan. 2002
- [Max94] MAXWELL, G. D. ; KASHYAP, R. ; SHERLOCK, G. ; COLLINS, J. V. ; AINSLIE, B. J. : Demonstration of a Semiconductor External Cavity Laser Using a UV Written Grating in a Planar Silica Waveguide. In: *Electronics Letters* **30** (Aug. 1994), Nr. 18, S. 1486-1487
- [Mei03] MEISSNER, J. : Fibre Bragg Gratings as Wavelength Reference. In: *Proceedings of the CREW workshop and PTB Seminar: Wavelength References for Optical Telecommunications*. Braunschweig, (April 2003)
- [Mik01a] MIKHAILOV, V. ; BAYVEL, P. ; LEALMAN, I. ; WYATT, R. : Compact and Fully Packaged Fibre Grating Laser-Based RZ Pulse Source for 40 Gbit/s OTDM Transmission. In: *Proc. ECOC*. München, 2001, We.F.3.4
- [Mik01b] MIKHAILOV, V. ; BAYVEL, P. ; WYATT, R. ; LEALMAN, I. : Fibre Grating Laser-Based RZ Pulse Source For 40 Gbit/s OTDM Transmission Systems. In: *Electronics Letters* **37** (Juli 2001), Nr. 14, S. 909-910
- [Mik02] MIKHAILOV, V. ; BAYVEL, P. : Mode-Locked OTDM RZ- and Directly Modulated NRZ Source Using a Single Fibre Grating Laser (FGL). In: *Proc. ECOC*. Kopenhagen, 2002, 1.3.4
- [Mor91] MORTON, P. A. ; ADAR, R. ; KISTLER, R. C. ; HENRY, C. H. ; TANBUN-EK, T. ; LOGAN, R. A. ; COBLENTZ, D. L. ; SERGENT, M. A. ; WECHT, K. W. : Hybrid Soliton Pulse Source Using a Silica Waveguide External Cavity and Bragg Reflector. In: *Applied Physics Letters* **59** (Dez. 1991), Nr. 23, S. 2944-2946
- [Mor92] MORTON, P. A. ; MIZRAHI, V. ; KOSINSKI, S. G. ; MOLLENAUER, L. F. ; TANBUN-EK, T. ; LOGAN, R. A. ; COBLENTZ, D. L. ; SERGENT, A. M. ; WECHT, K. W. : Hybrid Soliton Pulse Source with Fibre External Cavity and Bragg Reflector. In: *Electronics Letters* **28** (März 1992), Nr. 6, S. 561-562
- [Mor93] MORTON, P. A. ; MIZRAHI, V. ; ANDREKSON, P. ; TANBUN-EK, T. ; LOGAN, R. ; LEMAIRE, P. J. ; COBLENTZ, D. ; SERGENT, A. ; WECHT, K. ; SCIORTINO, P. : Mode-Locked Hybrid Soliton Pulse Source with Extremely wide Operating Frequency Range. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **5** (Jan. 1993), Nr. 1, S. 28-31
- [Mor94a] MORTON, P. A. ; MIZRAHI, V. ; LEMAIRE, P. J. ; TANBUN-EK, T. ; LOGAN, R. A. ; PRESBY, H. M. ; ERDOGAN, T. ; WOODWARD, S. L. ; PHILLIPS, M. R. : High-Power, Narrow-Linewidth, Stable Single-Mode Hybrid Laser. In: *Proc. OFC*. San Jose, 1994, S. 102
- [Mor94b] MORTON, P. A. ; MIZRAHI, V. ; TANBUN-EK, T. ; LOGAN, R. A. ; LEMAIRE, P. J. ; PRESBY, H. M. ; ERDOGAN, T. ; WOODWARD, S. L. ; PHILLIPS, M. R. ; SERGENT, A. M. ; WECHT, K. W. : Stable Single Mode Hybrid Laser With High Power and Narrow Linewidth. In: *Applied Physics Letters* **64** (Mai 1994), Nr. 20, S. 2634-2636
- [Mor95] MORTON, P. A. ; MIZRAHI, V. ; HARVEY, G. T. ; MOLLENAUER, L. F. ; TANBUN-EK, T. ; LOGAN, R. A. ; PRESBY, H. M. ; ERDOGAN, T. ; SERGENT, A. M. ; WECHT, K. W. : Packaged Hybrid Soliton Pulse Source Results and 270 Terabit.km/sec Soliton Transmission. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **7** (Jan. 1995), Nr. 1, S. 111-113
- [Mug00] MUGINO, A. ; IRIE, Y. : Output Power Optimisation in 980 nm Pumping Lasers Wavelength-Locked Using Fiber Bragg Gratings. In: *Furukawa Review* **19** (2000), S. 41-46
- [Mur97] MURIEL, M. A. ; CARBALLAR, A. : Internal Field Distributions in Fiber Bragg Gratings. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **9** (Juli 1997), Nr. 7, S. 955-957

- [Mur99] MURIEL, M. A. ; CARBALLAR, A. ; AZAÑA, J. : Field Distributions Inside Fiber Gratings. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-32** (April 1999), Nr. 4, S. 548-558
- [Nas98] NASU, H. ; OMURA, H. : High Power Fiber Grating Laser Using 600 μm Long SL MQW SOA for Direct Modulation WDM Transmitters. In: *Proc. ECOC*. Madrid, 1998
- [Noa00] NOAC, W. (Hrsg.): *Netzwerke - Grundlagen*. 3. Aufl. Hannover : HERDT, 2000
- [Ols87] OLSSON, N. A. ; HENRY, C. H. ; KAZARINOV, R. F. ; LEE, H. J. ; JOHNSON, B. H. : Relation Between Chirp and Linewidth Reduction in External Bragg Reflector Semiconductor Lasers. In: *Applied Physics Letters* **51** (July 1987), Nr. 2, S. 92-93
- [Ols88] OLSSON, N. A. ; HENRY, C. H. ; KAZARINOV, R. F. ; LEE, H. J. ; ORLOWSKY, K. ; JOHNSON, B. H. ; SCOTTI, R. ; ACKERMAN, D. ; ANTONY, P. : Performance Characteristics of a 1.5 μm Single Frequency Semiconductor Laser with an External Waveguide Bragg Reflector. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-24** (Feb. 1988), Nr. 2, S. 143-147
- [Ota00] OTA, I. ; TSUDA, T. ; SHINOZAKI, A. ; YODO, S. ; OTA, T. ; SHIGEMATSU, T. ; IBUSUKI, Y. : Development of Optical Fiber Gratings for WDM Systems. In: *Furukawa Review* **19** (2000), S. 35-40
- [Oth94] OTHONOS, A. ; LEE, X. ; MEASURES, R. M. : Superimposed Multiple Bragg-Gratings. In: *Electronics Letters* **30** (Nov. 1994), Nr. 23, S. 1972-1974
- [Oth99] OTHONOS, A. ; KALLI, K. : *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Boston : Artech House, 1999
- [Ozy95] OZYAZICI, M. S. ; MORTON, P. A. : Theoretical Model of the Hybrid Soliton Pulse Source. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **7** (Okt. 1995), Nr. 10, S. 1142-1144
- [Pan96] PAN, J. J. ; JING, X. L. ; SHI, Y. : Fiber Grating Stabilized WDM Laser Source With Hermetically Sealed Package. *Proc. SPIE Vol. 2983*. 1996, S. 573-574
- [Pao97] PAOLETTI, R. ; MELIGA, M. ; OLIVETI, G. ; PULEO, M. ; ROSSI, G. ; SENEP, L. : 10 Gbit/s Ultra-Low Chirp 1.55 μm Directly Modulated Hybrid Fiber Grating-Semiconductor Laser Source. In: *Proc. ECOC*. Edinburgh, 1997, S. 107-110
- [Pao98] PAOLETTI, R. ; MELIGA, M. ; ROSSI, G. ; SCOFRET, M. ; TALLONE, L. : 15 GHz Modulation Bandwidth Ultralow-Chirp 1.5 μm Directly Modulated Hybrid Distributed Bragg Reflector (HD-BR) Laser Source. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **10** (Dez. 1998), Nr. 12, S. 1691-1693
- [Par86] PARK, C. ; ROWE, C. ; BUUS, J. ; REID, D. ; CARTER, A. ; BENNION, I. : Single-Mode Behaviour of a Multimode 1.55 μm Laser With a Fibre Grating External Cavity. In: *Electronics Letters* **22** (Okt. 1986), Nr. 21, S. 1132-1134
- [Par98] PARK, Y. ; LEE, S.-T. ; CHAE, C.-J. : A Novel Wavelength Stabilisation Scheme Using a Fiber Grating for WDM Transmission. In: *IEEE Journal of Lightwave Technology* **10** (Okt. 1998), Nr. 10, S. 1446-1448
- [Pet78] PETERMANN, K. : Theoretical Analysis of Spectral Modulation Behaviour of Semiconductor Injection Lasers. In: *Optical and Quantum Electronics* **10** (1978), S. 233-242
- [Pet91] PETERMANN, K. : Laser Diode Modulation and Noise. In: *Advances in Optoelectronics: 3*. Dordrecht [u.a.] : Kluwer [u.a.], 1991
- [Pit01] PITTONI, F. ; GIOANNINI, M. ; MONTROSSET, I. : Time Domain Analysis of Fiber Grating Semiconductor Laser Operation in Active Mode-Locking Regime. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **7** (März 2001), Nr. 2, S. 280-286
- [Pol02] POLITI, C. ; WIMPENNY, G. A. ; ADAMS, M. J. : Transmission Matrix Modelling of Sampled-Grating Distributed Bragg Reflector Lasers. In: *Optics Communications* **20** (2002), S. 139-144
- [Pre97] PREMARATNE, M. ; LOWERY, A. ; AHMED, Z. ; NOWAK, D. : Modelling Noise and Modulation Performance of Fiber Grating External Cavity Lasers. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **3** (April 1997), Nr. 2, S. 290-303

- [Pre81] PRESTON, K. ; WOOLLARD, K. ; CAMERON, K. : External Cavity Controlled Single Longitudinal Mode Laser Transmitter Module. In: *Electronics Letters* **17** (Nov. 1981), Nr. 24, S. 931-932
- [Rei02] REILLY, S. P. ; JAMES, S. W. ; TATAM, R. P. : Tunable and Switchable Dual Wavelength Lasers Using Optical Fibre Bragg Grating External Cavities. In: *Electronics Letters* **38** (Aug. 1992), Nr. 18, S. 1033-1034
- [Rön97] RÖNNEBERG, E. ; VOLLRATH, G. ; HÜBNER, B. ; GRÉUS, Ch. ; BURKHARD, H. : Single Mode Stability of Fabry-Pérot Taper Lasers With External Fibre Bragg Gratings. Preprint 1997; Deutsche Telekom AG
- [Sak92] SAKANO, S. ; TSUCHIYA, T. ; SUZUKI, M. ; KITAJIMA, S. ; CHINONE, N. : Tunable DFB-Laser with a Striped Thin-Film Heater. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **4** (April 1992), Nr. 4, S. 321-323
- [Sal79] SALATHÉ, R. P. : Diode Lasers Coupled to External Resonators. In: *Applied Physics* **20** (1979), S. 1-18
- [Sat02] SATO, T. ; TSUJI, K. ; TAKESUE, H. ; HORIGUCHI, T. : An Uncooled External Cavity Diode Laser for Coarse-WDM Access Network Systems. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **14** (Juli 2002), Nr. 7, S. 1001-1003
- [Sat03] SATO, T. : Suppression of Mode-Hop-Induced Optical Signal Deterioration in an External Cavity Diode Laser with a Fiber Bragg Grating for Uncooled Wavelength Division Multiplexing. In: *Applied Optics* **42** (Juni 2003), Nr. 18, S. 3500-3504
- [Sca00] SCARLET, G. ; MORTIER, G. ; BAETS, R. : Control of Widely Tunable SSG-DBR Lasers for Dense Wavelength Multiplexing. In: *IEEE Journal of Lightwave Technology* **18** (Aug. 2000), Nr. 8, S. 1128-1138
- [Sch02] SCHMALE, I. ; SMOLORZ, S. ; RÖNNEBERG, E. ; DRÖGEMÜLLER, K. ; HÜBNER, B. : Wavelength Control for Fibre-Grating Lasers Enables Low-Cost DWDM Operation Down to 25 GHz Channel Spacing. In: *Proc. of ECTC*. San Diego, 2002
- [Sch74] SCHUBERT, R. : Theory of Optical-Waveguide Distributed Lasers With Nonuniform Gain and Coupling. In: *Journal of Applied Physics* **45** (Jan. 1974), Nr. 1, S. 209-215
- [Sch88] SCHUNK, N. ; PETERMANN, P. : Numerical Analysis of the Feedback Regimes for a Single-Mode Semiconductor Laser with External Feedback. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-24** (Juli 1988), Nr. 7, S. 1242-1247
- [Sch89] SCHUNK, N. ; PETERMANN, K. : Measured Feedback-Induced Intensity Noise for 1.3 μm DFB Laser Diodes. In: *Electronics Letters* **25** (Jan. 1989), Nr. 1, S. 63-64
- [She99] SHENG, Z. ; SHAN, J. ; QUINIAN, Q. : Fiber Bragg Grating External Cavity Semiconductor Laser. In: *Proc. ECOC*. Nizza, 1999, Post Deadline Paper
- [Shi98] SHIOZAKI, M. ; IWASHIMA, T. ; KAJI, M. ; KATO, T. ; SASAKI, G. : Simulation of Longitudinal Mode Characteristics of Fiber-Grating External Cavity Laser Diodes. In: *Proc. ECOC*. Madrid, 1998
- [Sie86] SIEGMANN, A. E. : *Lasers*. Mill Valley : University Science Books, 1986, Abschn. 12.3
- [Sor99] SORIN, W. ; BANEY, D. : *Wavelength Selectable Source for Wavelength Division Multiplexed Applications*. Schutzrecht EP 0930679 (1999)
- [Sta64] STATZ, H. ; TANG, C. L. ; LAVINE, J. M. : Spectral Output of Semiconductor Lasers. In: *Journal of Applied Physics* **35** (Sept. 1964), Nr. 9, S. 2581-2585
- [Ste93] STEGMÜLLER, B. : 1.57 μm Strained Layer Quantum Well GaInAlAs Ridge Waveguide Laser Diodes with High Temperature (130 °C) and Ultrahigh Speed (17 GHz) Performance. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **5** (Juni 1993), Nr. 6, S. 597-599
- [Ste99] STEGMÜLLER, B. (Infineon), Persönliche Mitteilung (1999)

- [Str77] STREIFER, W. ; SCIFRES, D. R. ; BURNHAM, R. D. : Coupled Wave Analysis of DFB and DBR Lasers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-13** (April 1977), Nr. 4, S. 134-141
- [Str80] STREIFER, W. ; BURNHAM, R. D. ; SCIFRES, D. R. : Analysis of Diode Lasers with Lateral Spatial Variation in Thickness. In: *Applied Physics Letters* **37** (Juli 1980), Nr. 2, S. 121-123
- [Sue85] SUEMATSU, Y. ; KISHINO, K. ; ARAI, S. ; YARIV, A. : Dynamic Single-Mode Semiconductor Lasers with a Distributed Reflector. In: [Tsa85], Chapter 4
- [Syk01] SYKES, V. : External-Cavity Diode Lasers for Ultra-Dense WDM Networks. In: *Lightwave* (März 2001), S. 130
- [Tak98] TAKAGI, T. ; KATO, T. ; SASAKI, G. ; MIKI, A. ; INANO, S. ; IWAI, K. ; HAMAKAWA, A. ; SHIGEHARA, M. : Fiber Grating External Cavity Laser Diode Module for 2.5 Gb/s Dense WDM Transmission. In: *Proc. ECOC*. Madrid, 1998
- [Tan96] TANAKA, T. ; TAKAHASHI, H. ; OGUMA, M. ; HASHIMOTO, T. ; HIBINO, Y. ; YAMADA, Y. ; ITAYA, Y. ; ALBERT, J. ; HILL, K. O. : Integrated External Cavity Laser Composed of Spot-Size Converted LD and UV-Written Grating in Silica Waveguide on Si. In: *Electronics Letters* **32** (Juni 1996), Nr. 13, S. 1202-1203
- [Tan99] TANAKA, T. ; HIMENO, A. ; TAKAHASHI, H. ; KANEKO, A. ; HASHIMOTO, T. ; ABE, M. ; YAMADA, Y. ; INOUE, Y. ; TOHMORI, Y. : Hybrid Integrated External Cavity Laser Without Temperature Dependent Mode Hopping. In: *Electronics Letters* **35** (Jan. 1999), Nr. 2, S. 149-150
- [Tan02a] TANAKA, T. ; HIBINO, Y. ; HASHIMOTO, T. ; KASAHARA, R. ; ABE, M. ; TOHMORI, Y. : Hybrid Integrated External Cavity Laser Without Temperature Dependent Mode Hopping. In: *IEEE Journal of Lightwave Technology* **20** (Sept. 2002), Nr. 9, S. 1730-1739
- [Tan02b] TANAKA, T. ; HIBINO, Y. ; HASHIMOTO, T. ; ABE, M. ; KASAHARA, R. ; ISHII, M. ; INOUE, Y. ; TOHMORI, Y. : 100 GHz Spacing 8-Channel Light Source with Gratings and LDs on PLC Platform. In: *Proc. OFC*. Anaheim, 2002, TuK7
- [Tan02c] TANAKA, T. ; HIBINO, Y. ; HASHIMOTO, T. ; ABE, M. ; KASAHARA, R. ; ISHII, M. ; INOUE, Y. ; TOHMORI, Y. : 100 GHz Spacing Eight-Channel Light Source With Gratings and LDs on PLC Platform. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **14** (Sept. 2002), Nr. 9, S. 1348-1350
- [Tek92] *CSA803C Users Manual*; Tektronics Inc. 1992
- [Tha63] THARMALINGAM, H. : Optical Absorption in the Presence of a Uniform Field. In: *Physical Review* **130** (Juni 1963), Nr. 6, S. 2204-2206
- [Tim95] TIMOFEEV, F. ; BAYVEL, P. ; REEKIE, L. ; TUCKNOTT, J. ; MIDWINTER, J. ; PAYNE, D. : Spectral Characteristics of a Reduced Cavity Single-Mode Semiconductor Fibre Grating Laser for Applications in Dense WDM-Systems. In: *Proc. ECOC*. Brüssel, 1995
- [Tim97a] TIMOFEEV, F. N. ; BAYVEL, P. ; MIKHAILOV, V. ; LAVROVA, O. A. ; WYATT, R. ; KASHYAP, R. ; ROBERTSON, M. ; MIDWINTER, J. E. : 2.5 Gbit/s Directly Modulated Fibre Grating Laser for WDM Networks. In: *Electronics Letters* **33** (Juli 1997), Nr. 16, S. 1406-1407
- [Tim97b] TIMOFEEV, F. N. ; BAYVEL, P. ; MIDWINTER, J. E. ; WYATT, R. ; KASHYAP, R. ; ROBERTSON, M. : 2,6 Gbit/s Dense WDM Transmission in Standard Fibre Using Directly-Modulated Fibre Grating Lasers. In: *Electronics Letters* **33** (Sept. 1997), Nr. 19, S. 1632-1633
- [Tim99] TIMOFEEV, F. N. ; KOSTKO, I. ; BAYVEL, P. ; BERGER, O. ; WYATT, R. ; KASHYAP, R. ; LEALMAN, I. ; MAXWELL, G. : 10 Gbit/s Directly Modulated, High Temperature-Stability External Fibre Grating Laser for Dense WDM Networks. In: *Electronics Letters* **35** (Sept. 1999), Nr. 20, S. 1737-1739
- [Tim03] TIMOFEEV, F. N. ; KASHYAP, R. : High-Power, Ultra-Stable, Single-Frequency Operation of a Long, Doped-Fiber External-Cavity Grating Semiconductor Laser. In: *Optics Express* **11** (März 2003), Nr. 6, S. 515-520
- [Tka86] TKACH, R. ; CHRAPLYVY, A. : Regimes of Feedback Effects in 1.5 μm Distributed Feedback Lasers. In: *IEEE Journal of Lightwave Technology* **4** (Nov. 1986), Nr. 11, S. 1655-1661

- [Tsa85] TSANG, W. T. (Hrsg.) : *Semiconductor Injection Lasers, I*. In: WILLARDSON, R. K. ; BEER, Albert (Hrsg.) : *Semiconductors and Semimetals*. Bd. 22 : *Lightwave Communications Technology*. New York : Academic Press, 1985
- [Tur01] TURKATTE, C. : Tunable-Laser Technologies vs. Optical-Networking Requirements. In: *Lightwave* (März 2001), S. 136
- [Vas92] VASIL'EV, P. P. : Ultrashort Pulse Generation in Diode Lasers. In: *Optical and Quantum Electronics* **24** (1992), S. 801-824
- [Ven94] VENTRUDO, B. ; ROGERS, G. ; LICK, G. ; HARGREAVES, D. ; DEMAYO, T. : Wavelength and Intensity Stabilisation of 980 nm Diode Lasers Coupled to Fibre Bragg Gratings. In: *Electronics Letters* **30** (Dez. 1994), Nr. 25, S. 2147-2149
- [Wan04] WANG, J. ; CASSIDY, D. T. : Investigation of Partially Coherent Interaction in Fiber Bragg Grating Stabilized 980 nm Pump Modules. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-40** (Juni 2004), Nr. 6, S. 673-681
- [Wie97] WIELAND, J. ; MIRASSO, C. R. ; LENSTRA, D. : Prevention of Coherence Collapse in Diode Lasers by Dynamical Targeting. In: *Optics Letters* **22** (April 1997), Nr. 7, S. 469-471
- [Wil93] WILLIAMS, D. ; AINSLIE, B. ; KASHYAP, R. ; SHERLOCK, G. ; SMITH, P. ; COLLINS, J. : Temperature Stable 1.3 μm Laser With Bragg Fibre Grating External Cavity for Access Networks. In: *Proc. ECOC*. Montreux, 1993
- [Wu02] WU, Z. ; XIA, G. : Oscillation Wavelength of Fiber Bragg Grating Lasers. In: *Optik* **113** (2002), Nr. 8, S. 348-350
- [Yam87] YAMADA, M. ; SAKUDA, K. : Analysis of Almost Periodic Distributed Slab Waveguides via a Fundamental Matrix Approach. In: *Applied Optics* **26** (Aug. 1987), Nr. 16, S. 3474-3478
- [Yeh88] YEH, P. : *Optical Waves in Layered Media*. New York : Wiley, 1988
- [You03] YOUSEFI, M. ; BARSELLA, A. ; LENSTRA, D. ; MORTIER, G. ; BAETS, R. ; MCMURTRY, S. ; VILCOT, J.-P. : Rate Equations Model for Semiconductor Lasers With Multilongitudinal Mode Competition and Gain Dynamics. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-39** (Okt. 2003), Nr. 10, S. 1229-1237
- [Yu99] YU, P. Y. ; CARDONA, M. : *Fundamentals of Semiconductors*. Berlin [u.a.] : Springer, 1999, S. 338-339
- [Zen96] ZENGERLE, R. ; BURKHARD, H. ; RIES, R. ; HÜBNER, B. ; GRÉUS, Ch. ; KUPHAL, E. : Semiconductor Lasers on InP with Integrated Spot-Size Expander and External-Fibre Grating for low-cost Optical Transmitter Modules. In: *Proc. of Microsystem Technologies*. Potsdam, 1996, S. 669-674
- [Zha92] ZHANG, L. M. ; CARROL, J. E. : Large-Signal Dynamic Model of the DFB-Laser. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-28** (März 1992), Nr. 3, S. 604-611

Anhang A

Allgemeine Anmerkungen

In diesem Abschnitt finden sich ergänzende Erläuterungen zu Aussagen innerhalb dieser Arbeit.

A.1 Anpassung des Füllfaktors in den Ratengleichungen eines Halbleiterlasers an den Fasergitterlaser

Der Ausgangspunkt für die Ratengleichungen für die Ladungsträgerdichte (Gleichung 3.12) und die Photonendichte 3.13 sind die Ratengleichungen für die Gesamtphotonen p_{gesamt} und Gesamtelektronen N_{gesamt} der stimulierten Emission [Lau85]. Der Fasergitterlaser ist ein Hybridlaser. In diesem ist die Wechselwirkung der stimulierten Emission α auf den Anteil des Halbleiters beschränkt. Für die Ladungsträgerdichte gilt

$$\frac{dN_{\text{gesamt}}}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{N_{\text{gesamt}}}{\tau_s} - \alpha \left(\frac{\Gamma}{db l_{\text{hl}}} \right) N_{\text{gesamt}} p_{\text{gesamt}} \frac{l_{\text{hl}}}{l_{\text{ges}}} \quad (\text{A.1})$$

und die Photonendichte wird zu

$$\frac{dp_{\text{gesamt}}}{dt} = \alpha \left(\frac{\Gamma}{db l_{\text{hl}}} \right) n_{\text{gesamt}} p_{\text{gesamt}} \frac{l_{\text{hl}}}{l_{\text{ges}}} - \frac{p_{\text{gesamt}}}{\tau_p} + \beta \frac{N_{\text{gesamt}}}{\tau_s}. \quad (\text{A.2})$$

d , b und l_{hl} sind die Ausmaße des Resonators. Die lineare Verstärkung α findet nicht entlang der kompletten Resonatorlänge l_{res} statt. Deshalb wird der Füllfaktor Γ durch einen effektiven Füllfaktor für den Fasergitterlaser substituiert:

$$\Gamma_{\text{res}} = \Gamma \frac{l_{\text{hl}}}{l_{\text{ges}}}. \quad (\text{A.3})$$

Daraus kommt man durch Umrechnung auf die Ladungsträger-

$$\frac{dN}{dt} = \frac{j}{ed} - \frac{N}{\tau_s} - \alpha N p \Gamma_{\text{res}} \quad (\text{A.4})$$

und Photonendichte

$$\frac{dp}{dt} = \alpha N p \Gamma_{\text{res}} - \frac{p}{\tau_p} + \beta \frac{N}{\tau_s}. \quad (\text{A.5})$$

A.2 Einfluss der Photonendichte auf die elektrische Leitfähigkeit der Rekombinationsschicht

Die Ladungsträgerinversion kann über stimulierte Emission und spontane Relaxation abgebaut werden. Da die Rekombinationszeiten für die stimulierte Emission um ein Vielfaches schneller ablaufen [Yu99], wird die Schlussfolgerung gezogen, dass die optischen Eigenschaften des Lasers sich auch auf die elektrischen auswirken. Das soll durch folgende Überschlagsrechnung verdeutlicht werden. Diese Abhängigkeit wird im Abschnitt 3.6.1 aufgegriffen und dient dort zur Messung der Photonendichte im Resonator.

Die Ausgangsgleichung für die Inversion gibt an, dass der Strom durch die Rekombinationsschicht die Photonendichte beeinflusst. Das kann man auch umgekehrt sehen. Das wird deutlich, wenn man im stationären Laserbetrieb ($dN/dt = 0$) die Stromdichte aus der Gleichung 3.12 extrahiert. Dabei wurde die Ladungsträgerdichte im Laserbetrieb ($N_{\text{laser}} = N_t + N_r$) verwendet, in der die Ladungsträgerdichte N_r einfließt, die der Laser benötigt, um die Resonatorverluste zu überwinden:

$$N_r = \frac{1}{c_{\text{hl}} \alpha \tau_p \Gamma_{\text{res}}}. \quad (\text{A.6})$$

Als Resultat erhält man für die Stromdichte im stabilen Laserbetrieb:

$$j = e N_{\text{laser}} \left(\underbrace{\frac{d}{\tau_s}}_{\text{spontan}} + \underbrace{\frac{N_r}{N_{\text{laser}}} d c_{\text{hl}} \alpha p}_{\text{stimuliert}} \right). \quad (\text{A.7})$$

Die Gegenüberstellung der Gleichung A.7 mit der Grundgleichung der Stromdichte \mathbf{j} [Kit96]

$$\mathbf{j} = e N \mathbf{v} \quad (\text{A.8})$$

(N ist die Teilchendichte, e die -ladung und \mathbf{v} die -geschwindigkeit) zeigt, dass sich der Stromfluss aus den Beiträgen für spontane und stimulierte Rekombination zusammensetzt. Bei der

spontanen Rekombination passieren die Ladungsträger die Rekombinationszone mit der Geschwindigkeit $v_{\text{sp}} = d/\tau_s$. Bei der stimulierten Emission liegt diese bei $v_{\text{st}} = N_r d c_{\text{hl}} \alpha p / N_{\text{laser}}$, das ist proportional zur Photonendichte p . Der Ladungsträgertransport in der Gleichung A.7 folgt nicht dem Transportmechanismus des freien Elektronengases, da anstatt der mittleren Stoßzeit die Rekombinationszeit zum Einsatz kommt. Wenn man den Laser mit konstantem Strom betreibt, dann bauen sich Ladungsträger und somit ein elektrisches Feld auf. Angenommen, die Ladungsträgerdichte lässt sich zum Potentialaufbau eines Plattenkondensators mit den Ausmaßen der Rekombinationsschicht der Halbleitersektion verwenden, dann kann man die Leitfähigkeit σ der Rekombinationszone angeben:

$$\sigma = \frac{1}{\tau_s} \epsilon_0 \epsilon_r \left(1 + \frac{N_r}{N_{\text{laser}}} \tau_s c_{\text{hl}} \alpha p \right) \quad (\text{A.9})$$

(ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante und ϵ_r die Permittivitätszahl). Verwendet wurden $\sigma = R^{-1}d/A$, $R = U/I$, $I = jA$, $U = Q/C$, $Q = N_{\text{laser}} Ade$ und $C = \epsilon_0 \epsilon_r Ad^{-1}$ ($A = l_{\text{hl}} b$ ist die Rekombinationsfläche).

Die Gleichung A.9 setzt voraus, dass die Ladungsträger vor der Rekombination durch die Sperrschicht der Dicke d getrennt sind. Das ist in dem Sinne nur begrenzt gültig, da die Rekombination dann stattfindet, wenn Elektronen und Löcher lokal und zeitlich miteinander korreliert sind. Diese Einschränkung beeinflusst andererseits nicht die Aussage, dass der Laser sich in Durchlassrichtung über die stimulierte Emission als Photodetektor verwenden lässt und man nicht immer zur Messung der Lichtintensität auf die Photodiode angewiesen ist.

A.3 Einfluss der Nebenmoden der internen Kavität auf die Photonenlebensdauer

Die Überlagerung einer Nebenmode des Halbleiters mit der Mode der externen Kavität bewirkt eine größere Ausgangsleistung (Abbildung 3.23(b)). Das lässt sich durch die Erhöhung der Photonenlebensdauer an der spektralen Stelle der Überlagerung der Moden des internen Resonators und des externen Resonators erklären. Das ist nicht unmittelbar einleuchtend und um diesen Sachverhalt terminologisch besser einzugrenzen, wird an dieser Stelle der Gütefaktor des Fasergitterlasers angeführt. Der Gütefaktor eines schwingenden Systems ergibt sich aus dem relativen Energieverlust innerhalb einer Schwingungsperiode [Ger89]. Bei einer Kavität, die aus zwei Spiegeln besteht und bei der das dazwischen liegende Medium keine Absorptions- und Streuverluste zeigt, wird daraus der Quotient von der Phase nach zweimaligem Durchlauf

durch den Resonator und dem relativen Energieverlust [Gol90].

Will man den Gütefaktor auf den Fasergitterlaser anwenden, so muss man die Kavität, welche aus drei Spiegeln zusammengesetzt ist, auf zwei Spiegel reduzieren. Zu diesem Zweck werden analog zum Modell für Laserdioden mit optischer Rückkopplung [Pet91] die Spiegel der Laserdiode zu einem wellenlängenabhängigen Spiegel zusammengefasst. Dies kann mit der Hilfe der Airy-Formeln für Vielstrahlinterferenz oder des Matrizenformalismusses (Abschnitt 3.2) geschehen. Der Laserchip ist antireflexbeschichtet. Deshalb wird an dieser Stelle die Näherung ohne Mehrfachinterferenzen verwendet. Damit errechnet sich das effektive Reflektivität des Halbleiters R_{hleff} zu

$$R_{\text{hleff}}(\lambda) = |r_{\text{hr}}|^2 \left(1 - 2 \frac{r_{\text{ar}}}{r_{\text{hr}}} \cos(4\pi l_{\text{hl}}/\lambda) \right) \quad (\text{A.10})$$

($R_{\text{hr}} = |r_{\text{hr}}|^2$ ist das Reflexionsvermögen der hochreflektierenden Schicht, $R_{\text{ar}} = |r_{\text{ar}}|^2$ die der Antireflexschicht und l_{hl} ist die Länge der Halbleitersektion). Die Gleichung A.10 lässt sich in die Beschreibung des Gütefaktors für den Fasergitterlaser integrieren:

$$Q(\lambda) = \frac{4\pi l_{\text{res}}}{\lambda(1 - R_{\text{Bragg}}(\lambda)R_{\text{hleff}}(\lambda))}. \quad (\text{A.11})$$

$R_{\text{Bragg}}(\lambda) = |r_{\text{Bragg}}(\lambda)|^2$ ist die Reflexion des Bragg-Gitters und l_{res} die Länge des externen Resonators. An Hand des Gütefaktors kann man vorhersagen, dass die Photonenlebensdauer τ_p von der ausgehenden Wellenlänge des Fasergitterlasers in zweifacher Weise abhängig ist. Zum einen von der wellenlängenabhängigen Reflexion des Faser-Bragg-Gitters und zum anderen von dem reflektierten Licht der Antireflexschicht, welches sich der Reflexion des Endspiegels überlagert. Die Photonenlebensdauer τ_p wiederum wirkt auf die Laserschwelle J_{th} und die Steigung der Strom-Leistungskennlinie (vgl. Gleichungen 3.24 und 3.25).

Der Einfluss der Moden der externen Kavität wirkt über die Reflexion des Faser-Bragg-Gitters auf die Laserschwelle und die Steigung der Strom-Leistungskennlinie. Die dazugehörigen Effekte sind in den Ratengleichungen (Abschnitt 3.4.3) beschrieben und in den Messungen der Strom-Leistungskennlinien (Abschnitt 3.3.5) untermauert worden.

Der Einfluss der Moden des Halbleiterverstärkers ist ein Kandidat zur Erklärung von Störeffekten, so beispielsweise die leichte Drift der Ausgangswellenlänge bei den wellenlängenstabilisierten Strom-Leistungskennlinien in der Abbildung 3.21(b). Der Nachweis dazu erfolgte bei der Abhandlung des Wanderwellenmodells im Kapitel 4.

Anhang B

Laserparameter

Größe	Wert	Maßeinheit	Bezugsquelle
Bimolekularer Rekombinationskoeffizient	$B =$	$10^{-10} \text{ cm}^3/\text{ns}$	[Zha92, Hüb97b]
Streifenbreite	$b =$	$3,5 \text{ } \mu\text{m}$	[Bor01]
Augerrekombination	$C =$	$10^{-28} \text{ cm}^6/\text{ns}$	[Hüb97b]
Dicke der Rekombinationsschicht	$d =$	30 nm	[Hüb97b, Bor01]
Bandkantenverschiebung	$dE_g/dT =$	$E_{g0} \cdot 3,25 \cdot 10^{-4} \text{ eV K}^{-1}$	[Ste99]
Temperaturänderung des Laserchips mit bei Stromvariation	$dT/dI =$	$0,22 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{mA}$	
numerischer Filter	$f =$	$0,998$	
Koppeffizienz	$K =$	$30 \text{ } \%$	[Alt99]
Länge des Faser-Bragg-Gitters	$l_{\text{Bragg}} =$	6 mm	
Streifenlänge	$l_{\text{hl}} =$	$300 \text{ } \mu\text{m}$	[Alt99]
effektiv optische Resonatorlänge	$l_{\text{res}} =$	12 mm	
Brechzahl des Glasfaserkerns	$n_{\text{glas}} =$	$1,455$	
Brechzahlverschiebung des Halbleiters mit der Temperatur	$dn_{\text{hl}}/dT =$	$2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$	[Ste99]
Brechungsindex in der Übergangszone	$n_{\text{hl}} =$	$3,7$	[Zha92]
Transparenzladungsträgerdichte	$N_t =$	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	[Bor01]
Antireflexschicht	$R_{\text{ar}} =$	$1 \text{ } \% \dots 0,1 \text{ } \%$	[Alt99]

Fortsetzung auf der nächsten Seite

<i>Fortsetzung von der vorhergehenden Seite</i>			
Größe	Wert	Maßeinheit	Bezugsquelle
hochreflektierende Schicht	$R_{hr} = 70 \%$		[Alt99]
lineare Verstärkung	$\alpha = 7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$		[Zha92, Hüb97b, Bor01]
Wellenleiterverluste	$\alpha_0 = 10 \text{ cm}^{-1}$		[Bor01]
Linienverbreiterungsfaktor	$\alpha_h = 3$		[Bor01]
spontane Emission	$\beta = 5 \cdot 10^{-4}$		[Ebe89]
Füllfaktor	$\Gamma = 0,06$		[Hüb97b]
Brechzahlmodulationshub für FBG	$\Delta n_{ac} = 7 \cdot 10^{-5}$		
Brechzahlmodulationsamplitude für Doppel-FBG	$\Delta n_{ac0} = 1,9 \cdot 10^{-4}$		
Abstand der Doppel-Bragg-Gitter	$\Delta \lambda_{\text{Bragg}} = 0,5 \text{ nm}$		
nichtlineare Verstärkung	$\epsilon = 2 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3$		[Hüb97b]
Stromeffizienz	$\eta = 85 \%$		[Hüb97b, Ste93]
Betriebswellenlänge FGL	$\lambda = 1520 \text{ nm} \dots 1530 \text{ nm}$		
Ladungsträgerlebensdauer	$\tau_s = 1 \text{ ns}$		[Hüb97b, Bor01]

Bei den Variablenangaben ohne Bezugsquelle handelt es sich i.A. um selbst ermittelte Größen.

Anhang C

Symbolverzeichnis

Name	Bezeichnung
Querschnittsfläche der Rekombinationszone	$A = bl_{\text{hl}}$
bimolekularer Rekombinationskoeffizient	B
Breite der Rekombinationsschicht	b
Augerrekombinationskoeffizient, Kapazität	C
Gruppengeschwindigkeit im Vakuum, Halbleiterverstärker, in der Sektion m	c_0, c_{hl}, c_m
Dicke der Rekombinationsschicht	d
Elektronenladung	e
numerischer Filter	f
Verstärkung durch spontane Emission	g_{sp}
Verstärkung durch stimulierte Emission	g_{st}
Planksches Wirkungsquantum	h
Injektionsstrom	I
Interferenzen im FGL	i_{int}
Stromdichte	j
normierte Stromdichte, Schwellstromdichte	J_n, J_{th}
Wellenzahl einer Sektion m	$k_m = 2\pi n_m/\lambda$
Kopplungsgrad und Koppelkoeffizient	$K = k ^2$
Länge einer Sektion m , des Halbleiterverstärkers, Koppelstrecke in Luft, Entfernung Faserende/Bragg-Gitter und des Resonators	$l_m, l_{\text{hl}}, l_{\text{luft}}, l_{\text{glas}}, l_{\text{res}}$

Fortsetzung auf der nächsten Seite

<i>Fortsetzung von der vorhergehenden Seite</i>	
Name	Bezeichnung
Sektionsnummer	m
Ladungsträgerdichte der Sektion m , als stationäre Lösung, zur Überwindung der Resonatorverluste, Transparenzladungsträgerdichte	$N_m, N_{\text{laser}}, N_r, N_t$
Brechungsindex einer Sektion Nr. m , von Luft, von der Halbleitersektion, von Glas	$n_m, n_{\text{ar}}, n_{\text{hl}}, n_{\text{glas}}$
Gesamtanzahl der Elektron/Lochpaare im Resonator	N_{gesamt}
Intrakavitätsphotonendichte	p
Opt. Leistung in Richtung Endspiegel, Monitordiode, Faser	$P_{\text{aus}}, P_{\text{mon}}, P_{\text{faser}}, P_{\text{fgl}}$
Gesamtanzahl der Photonen im Resonator	p_{gesamt}
Ladung in der Rekombinationszone, Gütefaktor des Lasers	Q
Widerstand der Rekombinationsschicht	R
Reflexionsvermögen und -koeffizient der Antireflexschicht	$R_{\text{ar}} = r_{\text{ar}} ^2$
Reflexionsvermögen und -koeffizient des Bragg-Gitters	$R_{\text{Bragg}} = r_{\text{Bragg}} ^2$
Reflexionsvermögen des Halbleiterverstärkers	$R_{\text{hleff}}(\lambda)$
Reflexionsvermögen und -koeffizient der hochreflektierenden Schicht	$R_{\text{hr}} = r_{\text{hr}} ^2$
Reflexion der Sektion m	r_m
Einhüllende des Feldes der rechts- und linkslaufenden Welle	S
Temperatur	T
Transfermatrix einer Sektion m	T_m
Zeit	t
Transmission einer Sektion m	t_m
Betriebsspannung	U_{LD}, U
Ladungsträgergeschwindigkeit	v
Ortsvariablen in kartesischer Form entlang der opt. Achse, horizontal und vertikal	x, y, z
Verstärkung der stimulierten Emission	α
Streuverluste im Halbleiter	α_0
Linienverbreiterungsfaktor	α_{h}
Spontaner Emissionsfaktor	β

Fortsetzung auf der nächsten Seite

<i>Fortsetzung von der vorhergehenden Seite</i>	
Name	Bezeichnung
Brechzahlmodulationshub im Gitter	Δn_{ac}
Brechzahlmodulationsamplitude für Doppel-FBG	Δn_{ac0}
Temperaturänderung	ΔT
numerischer Zeitschritt	Δt
Abweichung der aktuellen Wellenlänge von der Referenzwellenlänge	$\Delta \lambda$
spektral umfasster Bereich des Wanderwellenmodells	$\Delta \lambda_{max}$
Brechzahlschwankung im Halbleiter	Δn_{hl}
Ladungsträgerschwankung in der Sektion m	Δn_m
diskretisierter Zeitschritt	Δt
Auflösung des Wanderwellenmodells	$\Delta \nu$
Abweichung vom Bragg-Zentrum	$\delta = 2\pi n_m (1/\lambda - 1/\lambda_{Bragg})$
Sättigungsfaktor	ϵ
elektrische Feldkonstante	ϵ_0
Permittivitätszahl	ϵ_r
Quanteneffizienz	η
Füllfaktor	Γ
effektiver Füllfaktor für FGL	Γ_{res}
Ausbreitungskoeffizient	γ
Kopplungskoeffizient	$\kappa = i\pi \Delta n_{ac} / \lambda_{Bragg}$
Wellenlänge	λ
Reflexionswellenlänge des Gitters, Referenzwellenlänge	$\lambda_{Bragg}, \lambda_{ref}$
Phase des Lichtes beim Durchlauf durch ein Medium, Glas, Luft, Halbleiter	$\Phi, \Phi_{glas}, \Phi_{luft}, \Phi_{hl}$
Phasenverzögerung	Φ_{offset}
Leitfähigkeit	σ
Ladungsträgerlebensdauer	τ_s
Spontane Rekombination der Ladungsträger	τ_{sp}
Lebensdauer der Ladungsträger durch Augerrekombination	τ_{au}
Lebensdauer der Ladungsträger durch bimolekulare Rekombination	τ_{bi}

Fortsetzung auf der nächsten Seite

<i>Fortsetzung von der vorhergehenden Seite</i>	
Name	Bezeichnung
Photonenlebensdauer	τ_p
Phasenverzögerung beim Durchlauf einer Sektion m	$\Phi_m = e^{-i2\pi n_m l_m / \lambda_0}$
Schwingungsfrequenz des Lichtes	ω

Anhang D

Abkürzungsverzeichnis

AC	<u>A</u> lternating <u>C</u> urrent
CWDM	<u>c</u> oarse <u>W</u> DM
DBR	<u>D</u> istributed <u>B</u> ragg <u>R</u> eflector
DC	<u>D</u> irect <u>C</u> urrent
DWDM	<u>d</u> ense <u>W</u> DM
DEMUX	<u>D</u> emultiplex
DFB	<u>D</u> istributed <u>F</u> eedback
EDFA	<u>E</u> rbium <u>D</u> oped <u>F</u> ibre <u>A</u> mplifier
FBG	<u>F</u> aser- <u>B</u> ragg- <u>G</u> itter
FC/APC	<u>F</u> ace <u>C</u> ontacted / <u>A</u> ngled <u>P</u> olished <u>C</u> onnectors
FGL	<u>F</u> asergitterlaser
FP	<u>F</u> abry- <u>P</u> érot
FTTH	<u>f</u> iber- <u>t</u> o- <u>t</u> he- <u>h</u> ome
FTTPC	<u>f</u> iber- <u>t</u> o- <u>t</u> he- <u>d</u> esktop <u>P</u> C
LD	<u>L</u> aserdiode
MD	<u>M</u> onitordiode
MUX	<u>M</u> ultiplex
NRZ	<u>N</u> on- <u>R</u> eturn-to- <u>Z</u> ero
OSA	<u>O</u> ptical- <u>S</u> pectrum- <u>A</u> nalyzer
PBRs	<u>P</u> seudo <u>B</u> it <u>R</u> andom <u>S</u> equence
RZ	<u>R</u> eturn-to- <u>Z</u> ero
UV	<u>U</u> ltraviolet, in dieser Arbeit 244 nm oder 248 nm
WDM	<u>w</u> avelength <u>d</u> ivision <u>m</u> ultiplexing

Liste der wissenschaftlichen Veröffentlichungen und Vorträge

von Dipl. Phys. Martin Becker, Stand vom 8. November 2006.

Veröffentlichungen

BECKER, M. ; ROTHHARDT, M. ; ALTHAUS, H.-L. : Wavelength-Switchable Fiber Grating Laser With Active Wavelength Stabilization. In: *Optical Engineering* **45**, 034301 (März 2006)

GROBNIC, D. ; MIKHAILOV, S. J. ; SMELSER, C. W. ; BECKER, M. ; ROTHHARDT, M. : Femtosecond Laser Fabrication of Bragg Gratings in Borosilicate Ion-Exchange Waveguides. In: *IEEE Photonics Technology Letters* **18** (Juli 2006), Nr. 13, S. 1403-1405

Poster und Vorträge

BECKER, M. ; WEBER, M. ; FÜLLER, T. ; KORN, M. ; WAGNER, V. : E-Feld Einflüsse an ZnSe: Franz Keldysch Oszillationen. In: *Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik bei der DPG*. Münster, 22.03.-26.03.1999, HL12.98

BECKER, M. ; ROTHHARDT, M. ; MÜLLER, H.-R. : Faser-Bragg-Gitter stabilisierter Halbleiterlaser für die optische Telekommunikation. In: *101. Jahrestagung der DGaO*. Jena, 2001

BECKER, M. ; ROTHHARDT, M. ; MÜLLER, H.-R. ; ALTHAUS, H.-L. ; ALBRECHT, H. : Faser-Bragg-Gitter stabilisierter Halbleiterlaser für die optische Datenübertragung in DWDM-Systemen. In: *ITG-Diskussionssitzung „Messung und Modellierung optischer Nachrichtensysteme“ (MMONT'01)*. Günzburg, 2001

BECKER, M. ; ROTHHARDT, M. : Fibre Bragg grating stabilized external cavity semiconductor laser source with active wavelength control. In: *CREW Workshop & 182. PTB seminar and workshop on “Wavelength References for Optical Telecommunications”*. Braunschweig, 10.04.-11.04.2003

ROTHHARDT, M. ; CHOJETZKI, Ch. ; GRIMM, St. ; BECKER, M. ; MÜLLER, H.-R. : Interferometric Bragg grating inscription techniques. In: *CREW Workshop & 182. PTB seminar and*

workshop on "Wavelength References for Optical Telecommunications". Braunschweig, 10.04.-11.04.2003

MATUSEVICH, V. ; BECKER, M. ; ROTHHARDT, M. ; KIESSLING, A. ; MÜLLER, H.-R. ; KOWAR-SCHIK, R. : Measurement of the birefringence in a channel waveguide. In: *104. Jahrestagung der DGaO*. Münster, 10.06.-14.06.2003, S. 90

BECKER, M. ; ROTHHARDT, M. : Simulation direkt modulierbarer Faser-Gitter-Laser mit dem Wanderwellenmodell. In: *VDE-ITG Diskussionssitzung „Messung und Modellierung optischer Nachrichtensysteme“ (MMONT'05)*. Hamburg, 01.06.-03.06.2005

AICHELE, C. ; BECKER, M. ; GRIMM, S. ; KNAPPE, F. ; ROTHHARDT, M. : Eigenschaften dotierter SiO₂-Wellenleiterschichten für UV-Strukturierungsverfahren zur Realisierung passiver optischer Wellenleiterkomponenten. In: *VDE-ITG-Diskussionssitzung: Messung und Modellierung in der Optischen Nachrichtentechnik (MMONT'05)*. Hamburg, 1.6.-3.6.2005

Patente

ALTHAUS, H.-L. ; ALBRECHT, H. ; ROTHHARDT, R. ; BECKER, M. : *Optoelectronic Laser Module*. Schutzrecht US 2002/0196824 (26.12.2002) ; Schutzrecht WO 02/103867 (27.12.2002)

ALTHAUS, H.-L. ; ALBRECHT, H. ; ROTHHARDT, R. ; BECKER, M. : *Lasermodule für optische Übertragungssysteme und Verfahren zum Stabilisieren einer Ausgangswellenlänge eines Lasermoduls*. Schutzrecht DE 10237695 (11.03.2004) ; Schutzrecht US 2004/0033022 (19.02.2004)

Lebenslauf

Angaben zur Person

Name: Martin Becker
Geburtsdatum: 9. Mai 1969
Geburtsort: Ludwigshafen am Rhein
Familienstand: Ledig, zwei Kinder

Schulbildung

1976-1980 Grundsulzeit an der Dr. Albert Finck-Schule in Neustadt an der Weinstraße
1980-1989 Kurfürst-Ruprecht-Gymnasium in Neustadt an der Weinstraße
1989 Abitur

Akademische Laufbahn

1990-1998 Physikstudium an der Fakultät für Physik und Astronomie der Universität Würzburg
1993 Vordiplom in Physik an der Universität Würzburg
1993 Dreimonatiges Praktikum am Telematics Department der Universität von Campinas (UNICAMP) in Brasilien im Rahmen des Austauschprogramms IAESTE (DAAD)
1994-1995 Studium an der Universität Coimbra in Portugal im Rahmen des Austauschprogramms ERASMUS
1998 Abschluß des Physikstudiums als Diplomphysiker an der Universität Würzburg
1993-1996 Philosophiestudium an der Universität Würzburg
1996 Akademische Zwischenprüfung in Philosophie (Universität Würzburg)
1998 Lusitanicum an der Romanistik (Universität Würzburg)

Wehr- und Zivildienst

1989-1990 Zivildienst am Katholischen Altenzentrum in Landau (Pfalz)

Forschungstätigkeiten

- 1998-1999 Wissenschaftliche Hilfskraft an der Universität Würzburg auf dem Thema
Ramanspektroskopie an II-VI Halbleiterschichten
- 1999 Aufnahme der Forschungstätigkeiten am Institut für Physikalische Hoch-
technologie (IPHT) in Jena
- 1999-2002 Mitarbeit im Unterauftrag „2,5 GBit/s-Lasermodul mit Faser-Bragg-Gitter“
zum Vorhaben „Komponenten für WDM Übertragungssysteme (Transmit-
termodule, MUX, DEMUX)“ im Rahmen des BMBF Förderprogramms
„Innovative Kommunikationsnetze für die Wissensgesellschaft“ (KomNet)
in Zusammenarbeit mit der Infineon Technologies AG (Projekt Nr.
01BP818/6)
- 2001-2003 Mitarbeit im Projekt „Realisierung und Erprobung von Bragg-Gittern in
planaren optischen Wellenleiterstrukturen für Add-Drop-Multiplexer“ im
Rahmen des BMBF Förderprogramms „Innovative Kommunikationsnetze
für die Wissensgesellschaft“ (KomNet) in Zusammenarbeit mit der Infineon
Technologies AG (Projekt Nr. 01BP154)
- 2004-2005 Mitarbeit am EU-Projekt „Planar Technologies for Optical Networks - PLA-
TON“ (Projekt Nr. IST-2002-38168)
- 2004-2005 Mitarbeit am IPHT Innovationsprojekt 2004 „DNA Affinitätssensor auf der
Basis von Bragg-Gittern in planaren Wellenleitern“

Sprachkenntnisse

- Englisch: Fließend in Wort und Schrift
- Portugiesisch: Fließend in Wort und Schrift, Lusitanicum (1998)
- Spanisch: Fließend
- Französisch: Grundkenntnisse

EDV-Kenntnisse

Linux, Windows, Mathematica, LabView, LaTeX, Optica

Jena, den 8. November 2006



Martin Becker

Danksagung

Diese Arbeit hätte nicht entstehen können ohne das Umfeld, das diese umgeben hat, und dem ich zutiefst zu Dank verpflichtet fühle.

Dazu gehört besonders Prof. Dr. rer. nat. Hartmut Bartelt für die Übernahme der Betreuung der Arbeit, aber darüber hinaus wegen seines Beistands, der es überhaupt ermöglicht hat, politische und wirtschaftliche Tiefpunkte zu bewältigen.

Dafür hat auch Dr. Hans-Rainer Müller eingesetzt, der fachlich zur Seite stand und sich immer bemüht hat, Steine aus dem Weg zu räumen. Das gilt auch für seine Wahrnehmung, die über das Fachliche weit hinaus geht und der sich in schwierigen Zeiten immer eingesetzt hat.

Tiefster Dank geht an Manfred Rothhardt. Es war jahrelang ständiger Begleiter und rechte Hand. Seine ausgeprägten Führungs- und Kooperationsfähigkeiten haben immer die Motivation und Begeisterung wach gehalten, mit der wir unsere gemeinsamen Projekte bewältigt haben.

Gedankt sei auch Herrn Dr. Hans-Ludwig Althaus für dessen offene Zusammenarbeit und sein nie endendes Interesse für das Projekt. Das gilt auch für seine Kollegen, Dr. Borchert und Dr. Stegmüller, welche die Laserdioden und deren Daten bereitgestellt haben sowie Dr. Helmut Albrecht, der die Arbeiten mit bewundernswerter Begeisterungsfähigkeit verteidigt hat.

Ganz wichtig war das Umfeld der damaligen Doktoranden Christian Véron und Georg Sluyterman, die keine meiner Ideen kritiklos durchgehen ließen.

Anschließend geht ein Dank an Volker Hagemann, ohne dessen Struktur am IPHT, die er zusammen mit Manfred Rothhardt aufgebaut hat, diese Arbeit keinen Ausgangspunkt hätte.

Die Konfektionierung der Bragg-Gitter in Ferrulen hat Frau Christiane Michels gemacht.

Dank geht an Michael Teupser, der für unkonventionelle Ideen der Rechentechnik ein offenes Ohr gehabt hat und auch geholfen hat, diese umzusetzen.

Für diese Arbeit waren auch die externen Leute von Bedeutung, die durch Sympathie viel An- und Auftrieb gegeben haben. Dazu gehören Frau Dr. Gesine Grosche und Prof. Dr. Ernst Brinkmeyer.

Ohne Kritik läuft nichts, und konstruktivste Kritik kam von Jutta und Christian.

Dank geht an alle Freunde und Kollegen, die das Projekt unterstützt bzw. auch die Kraft dazu gegeben haben.

Diese Arbeit ist der Vergangenheit, Gegenwart und Zukunft gewidmet. Meinem verstorbenen Vater, meiner verbleibenden Familie und meinen Kindern Nélio und Félicie.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Es waren keine weiteren Personen an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- und Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach meinem besten Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 8. November 2006



Martin Becker