
Untersuchungen zur Rückkopplungsinterferometrie mit Quantenkaskadenlasern

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Jens von Staden aus Langen
April 2011 — Darmstadt — D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für angewandte Physik
AG Halbleiteroptik

Untersuchungen zur Rückkopplungsinterferometrie mit Quantenkaskadenlasern

genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Jens von Staden aus Langen

1. Gutachten: Prof. Dr. W. Elsässer
2. Gutachten: Prof. Dr. Th. Walther

Tag der Einreichung: 14.12.2010

Tag der Prüfung: 23.02.2011

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:ubn:de:tuda-tuprints.24797

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2479>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt.

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de

Inhaltsverzeichnis

I. Grundlagen	3
1. Einleitung	5
2. Halbleiterlaser: Grundlagen	9
2.1. Feldgleichungen	9
2.2. Gewinn und Brechungsindex	10
2.3. Ratengleichungen	15
2.4. Rauschen und Linienbreite	16
2.5. Lasertypen	19
3. Rückkopplungsinterferometrie	21
3.1. Einführung	21
3.2. Grundlagen und Lang Kobayashi Gleichungen	22
3.3. Experimenteller Aufbau	24
3.4. Rückkopplungsparameter C und Rückkopplungsinterferometrie-Signal	25
4. Quantenkaskadenlaser	29
4.1. Einführung	29
4.2. Funktionsweise des Quantenkaskadenlasers	30
4.2.1. Quantisierte Zustände	30
4.2.2. Intradbandübergänge	30
4.3. Spezifische Eigenschaften	32
4.3.1. Gewinnspektrum	33
4.3.2. Ratengleichungen	34
4.3.3. Rauschen und Linienbreite	35
4.3.4. QCL unter optischer Rückkopplung: Die Lang Kobayashi Gleichungen	37
4.3.5. Spektren und Kennlinien von Quantenkaskadenlasern (ohne Rückkopplung)	39
II. Experimenteller Teil	41
5. Bestimmung wichtiger Laserparameter	43
5.1. Versuchsaufbau	43
5.2. Der Laser als Detektor	44
5.3. Bestimmung des Alphaparameters	46
5.3.1. Einführung	46
5.3.2. Methode nach Hakki und Paoli	47
5.3.3. Rückkopplungsinterferometrie	47
5.3.3.1. Die Methode für den Bereich $C > 1$	48
5.3.3.2. Die Methode für den Bereich $C < 1$, Messungen am QCL	49
5.3.4. Diskussion der Ergebnisse	55
5.4. Rauschen und Linienbreite	59

5.4.1.	Intensitätsrauschen	60
5.4.2.	Linienbreite	60
5.4.2.1.	Die Rückkopplungsinterferometrische Methode	61
5.4.2.2.	Die Self-Homodyne Messmethode	63
5.4.2.3.	Die modifizierte Self-Homodyne Messmethode	68
5.4.2.4.	Messungen am Quantenkaskadenlaser	75
5.5.	Zusammenfassung	79
6.	Ein Ausblick auf das Rückkopplungsinterferometer in der Anwendung	81
6.1.	Multimoden-Rückkopplungsinterferometrie	81
6.2.	Langzeitstabilität von Absorptionsmessungen	82
6.3.	Messtechnische Anwendung an Papier	83
7.	Zusammenfassung	89
8.	Danksagung	93

Teil I.

Grundlagen



1 Einleitung

Ein großer Teil der modernen Messtechnik beruht auf optischen Methoden. Dabei ist Licht mit einer Wellenlänge im mittelinfraroten Spektralbereich (3-50 μm) aufgrund seiner speziellen Absorptions- und Transmissionseigenschaften unter anderem für die Bereiche Umwelttechnik, Medizintechnik und Datenkommunikation, aber auch militärische Bereiche und Sicherheitstechnik von besonderer Bedeutung.

So liegen die Hauptabsorptionslinien vieler Spurengase im mittelinfraroten Spektralbereich. Gleichzeitig gibt es hier auch zwei atmosphärische Fenster, in denen die Absorption durch Wasserdampf in der Luft sehr gering ist. Ein Ausschnitt aus den Absorptionsdatenbanken bei diesen Wellenlängen ist in der Abbildung 1.1 gezeigt. Dies resultiert in einer hervorragenden Signalstärke für spektroskopische Anwendungen. Durch eine Analyse dieser Spurengase lassen sich eine Reihe von Informationen gewinnen. Einige Beispiele dafür sind die Diagnose von Darmkrebs über die Atemluft [1], eine Überwachung des Abgasausstoßes von Fabriken [2], Kraftfahrzeugen oder Pipelines, chemische Analysen [3], das Aufspüren von Sprengstoffen zur Vermeidung von Terroranschlägen oder allgemeine Untersuchungen der Erdatmosphäre [4, 5, 6].

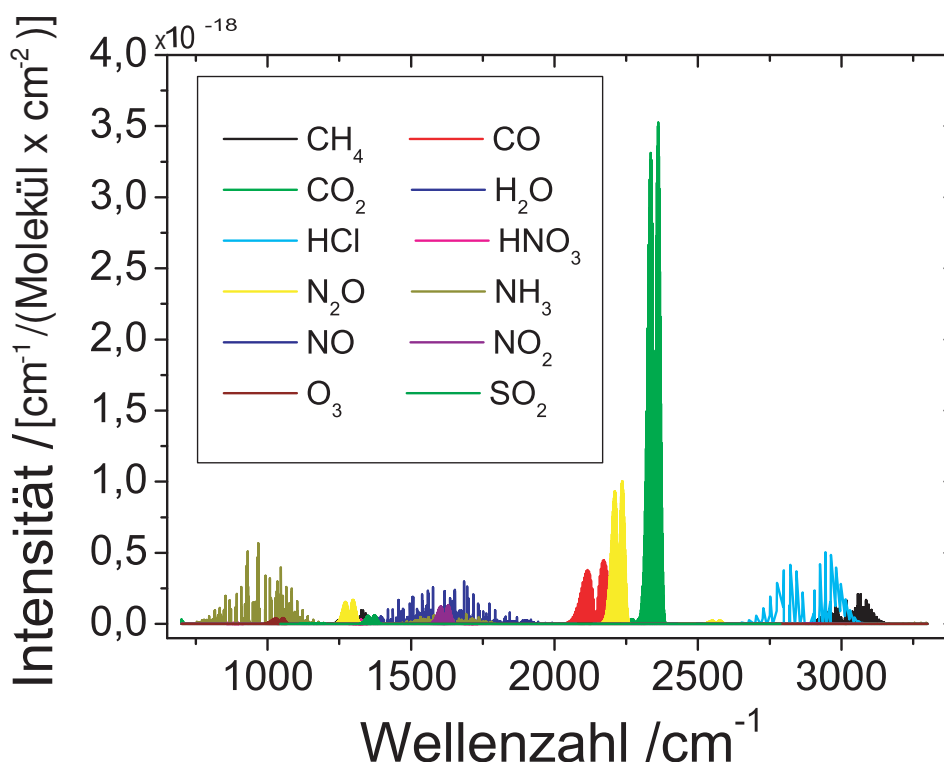


Abbildung 1.1.: Wichtige Absorptionslinien von Spurengasen im MIR Spektralbereich bei $T = 296\text{K}$. [7]

Andere Materialien sind für mittelinfrarote Strahlung transparent. Dies gilt insbesondere im Bereich des sehr langwelligen Lichts, der den Übergang zur Terahertzstrahlung bildet. Auf diese Weise kann die Kleidung terrorverdächtiger Individuen nach versteckten Waffen durchleuchtet werden oder es werden Defekte in Festkörpern aufgespürt, was z.B. bei der Überprüfung des Hitzeschildes von Raumfähren zur Anwendung gekommen ist [8].

Da auch die Sensoren hitzesuchender Raketen in diesem Wellenlängenbereich arbeiten, sind die Möglichkeiten der Blendung dieser Sensoren durch gerichtete mittelinfrarote Strahlung im Augenblick ein "heißes" Forschungsgebiet.

Neben der Spektroskopie ist auch die Interferometrie ein Gebiet, welches ein breites Spektrum an Möglichkeiten eröffnet. Das laserbasierte Rückkopplungsinterferometer bietet dabei einige einzigartige Eigenschaften. Da sich die Auflösungsbegrenzung von Interferometern zu kleineren Wellenlängen hin verbessert, erscheint der Schritt zu längeren Wellenlängen zunächst nicht gerade intuitiv. Dennoch können aber auch interferometrische Techniken von den Eigenschaften des mittelinfraroten Spektralbereichs profitieren. Denkbar wären hier die Verbesserung der Signalstärke bei Entfernungsmessungen durch geringere Absorption durch Wasser oder Partikel in der Luft, oder die reflektionsbasierte Detektion von Störstellen.

Die Hauptherausforderung bei dem Entwurf von Messaufbauten im mittelinfraroten Spektralbereich ist, dass es in diesem Wellenlängenbereich noch kaum leistungsstarke Strahlungsquellen und Detektoren gibt. Ebenso fehlen Standardkomponenten wie z.B. Isolatoren. Insbesondere die Auswahl durchstimmbarer Emittierer ist sehr beschränkt. Hier standen lange Zeit nur die Bleisalzlaser zur Verfügung, zu deren schwerwiegendsten Nachteilen eine zwingende Kühlung mit flüssigem Stickstoff und ein Memoryeffekt zählen. Seit der Erfindung der Quantenkaskadenlaser vor nunmehr 16 Jahren steht der Welt nun ein leistungsstarker Laser zur Verfügung. Dieser Laser hat sich in zahlreichen spektroskopischen Anwendungen bewährt. Die Vorteile des Quantenkaskadenlasers sollen nun mit der Technik der Rückkopplungsinterferometrie kombiniert werden. Dabei ist es interessant, den technischen Fortschritt der letzten Jahre im Auge zu behalten.

Die Erfindung des Lasers hat viele Bereiche des modernen Lebens revolutioniert [9]. Eine wichtige Rolle hat dabei der Halbleiterlaser gespielt, der sich aufgrund seiner kompakten und kostengünstigen Bauart in zahlreichen Anwendungen wiederfindet [10]. Der Quantenkaskaden-Halbleiterlaser (QCL) basiert auf einem Intradbandübergang im Leitungsband; durch den geringen Energieunterschied des Übergangs im Leitungsband emittiert dieser Laser im mittelinfraroten Spektralbereich. Dieses Prinzip wurde 1971 von R.F. Kazarinov und R.A.Suris vorgeschlagen [11]. Damals waren die technischen Möglichkeiten zu seiner Realisierung allerdings noch nicht gegeben. Erst nach der Erfindung und Beherrschung der Molekularstrahlepitaxie (MBE) und damit der Möglichkeit extrem dünne Schichten zu wachsen, sowie Fortschritten in der Bandlückenmodellierung wurde der Quantenkaskadenlaser 1994 dann von J. Faist und F. Capasso realisiert [12, 13]. Durch die damals noch schlechte Effizienz war ein Betrieb bei Raumtemperatur nicht möglich. Es wurde ein so hohes Maß an Wärme erzeugt, dass der Laser zerstört wurde bevor überhaupt die Laserschwelle erreicht wurde. Daher mussten diese Laser zunächst mit flüssigem Stickstoff auf 77K gekühlt und gepulst betrieben werden. Die erste Veröffentlichung, die einen Quantenkaskadenlaser bei Raumtemperatur zeigt, ist aus dem Jahr 1996. Kontinuierlicher Betrieb bei Raumtemperatur war ab 2002 möglich [14]. Ein einmodiger Betrieb des Lasers kann durch Aufbringen eines Gitters auf die Gewinnsektion erreicht werden. Der kommerzielle Vertrieb dieser Einzelmoden-Raumtemperatur-Dauerstrich-Quantenkaskadenlaser mit Ausgangsleistung um die 10mW zu erschwinglichen Preisen erfolgte erst in den letzten ein bis zwei Jahren. Heutzutage emittieren Laborsysteme bereits mit über 50% Effizienz [15] und erreichen Spitzenleistungen im Dauerstrichbetrieb von mehreren Watt bei Zimmertemperatur [16]. Quantenkaskadenlaser decken dabei einen breiten Bereich des optischen Spektrums ab. Zu langen Wellenlängen hin haben sie den Bereich der THz-Strahlung erreicht [17], zu kurzen Wellenlängen steht die Forschung kurz vor Erreichen der Telekomwellenlängen. Eine Verwendung von Quantenkaskadenlasern für rückkopplungsinterferometrische Messungen war bislang nicht erfolgt.

Erste Experimente, die den Rückkopplungseffekt für Messzwecke benutzten, erfolgten schon 1968 [18]. Das erste Rückkopplungsinterferometer wurde von Silvano Donati 1978 [19] entwickelt. Seitdem wurde eine Vielzahl von Anwendungen auf dem Gebiet der Metrologie daran erprobt. Es eignet sich zum Beispiel zum Messen von Vibrationen [20], Verschiebungen [21], Entfernungen [22] und Geschwindigkeiten [23]. Einige interessante praktische Anwendungen rückkopplungsinterferometrischer Messtechnik der

letzten Jahre sind z.B. tomographische Bildgebung [24, 25] oder die Bestimmung von Partikelgröße und -geschwindigkeit in Strömungen [26, 27].

Inhalt der vorliegenden Arbeit ist die erstmalige Kombination der Technik der Rückkopplungsinterferometrie mit den spektralen Eigenschaften der Quantenkaskadenlaser. Der Quantenkaskadenlaser basiert auf einem Funktionsprinzip, welches ihn fundamental von herkömmlichen Halbleiterlasern unterscheidet. Viele intrinsische Parameter, die Rückschlüsse auf die Physik und Mechanismen im Laser erlauben, sind dabei noch nicht vollends geklärt. Es ist daher eine ausführliche Charakterisierung dieser Laser notwendig, um für die Anwendung kontrollierte Bedingungen zu schaffen. Dabei waren die Halbleiterlasergrößen Linienbreite, Rauschen und Linienverbreiterungs- oder Alphaparameter von Interesse. Diese Größen lassen sich im mittelinfraroten Spektralbereich nur mit großen Schwierigkeiten bestimmen, so dass eine Reihe neuer Messmethoden entwickelt werden musste. Hierbei handelt es sich um Modifikationen und Weiterentwicklungen bewährter Messmethoden, die für die Verwendung mit Quantenkaskadenlasern angepasst worden sind. Die Entwicklung und Anwendung dieser neuen Methoden zur Bestimmung der Parameter bildet den Hauptteil dieser Arbeit.

In diesen Experimenten zeigt sich eine Abhängigkeit des Alphaparameters von der Temperatur und dem Injektionsstrom. Dieses Verhalten wird an mehreren Laserstrukturen beobachtet und auf eine spektrale Verstimmung des DFB-Gitters sowie das spezielle Ladungsträgerverhalten von Quantenkaskadenlasern zurückgeführt. Die ermittelten Alphawerte liegen dabei nahe bei Null. Für die Linienbreite wird eine theoretische Voraussage getroffen und diese mittels verschiedener experimenteller Methoden bestätigt. Quantenkaskadenlaser haben demnach für Halbleiterlaser vergleichsweise schmale Linienbreiten im 100kHz Bereich.

Eine Besonderheit der vorgestellten Messungen ist die erstmalige Verwendung eines Quantenkaskadenlasers simultan als Emitter und Detektor für rückkopplungsinterferometrische Experimente. Diese Methode hat sich insbesondere für die Messungen des Alphaparameters etabliert und ist im Folgenden von anderen Arbeitsgruppen übernommen worden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt. Zuerst werden einige Grundlagen der Halbleiterlaserphysik wiederholt. Dabei wird auf die Laserratengleichungen, die Physik des Gewinnmaterials und die Rauscheigenschaft eingegangen. Danach wird die Rückkopplungsinterferometrie in allen wichtigen Details beschrieben. Hierbei wird sowohl auf die grundlegenden Mechanismen im Laser als auch auf den experimentellen Aufbau eingegangen. Anschließend folgt eine Einführung in die Physik der Quantenkaskadenlaser. Schwerpunkt sind dabei die relevanten Unterschiede zu den Diodenlasern. Im experimentellen Teil der Arbeit werden dann die Messungen vorgestellt, mit denen Linienverbreiterungsfaktor, Rauschen und Linienbreite von Quantenkaskadenlasern bestimmt werden. Abschließend folgt ein Ausblick auf Experimente zur messtechnischen Anwendung der Rückkopplungsinterferometrie.

Am Ende der Arbeit sollte klar geworden sein, wie und vor allem dass Rückkopplungsinterferometrie am Quantenkaskadenlaser funktioniert. Ebenso, dass mit ihrer Hilfe die inhärente Physik des Lasers erfolgreich untersucht werden kann, und dies sowohl neue Einblicke in das Verhalten von Quantenkaskadenlasern unter Rückkopplung ermöglicht, als auch die Grundlage für messtechnische Anwendungen liefert.



2 Halbleiterlaser: Grundlagen

Halbleiterlaser finden aufgrund ihrer kompakten und kostengünstigen Bauweise und der hohen Quanteneffizienz in einer Vielzahl von Anwendungen Verwendung und sind aus dem heutigen Alltagsleben nicht mehr wegzudenken. Sie bilden als Sender und Verstärker die Grundlage der modernen Datenkommunikation, man findet sie in Laserpointern und in der Unterhaltungsindustrie z.B. in DVD und Blu-ray Laufwerken, sie werden aber auch in der Industrie zum Schweißen eingesetzt. Die den Halbleiterlasern nahe verwandten Leuchtdioden (LEDs, SLEDs und OLEDs) finden in der Displaytechnologie sowie als moderne Beleuchtungsmittel weit verbreitete Anwendung. Für Halbleiterlaser lassen sich aber auch exotischere Anwendungen finden. Chaotische Kommunikation, Optische Kohärenz Tomographie (OCT) und Terahertzzeugung sind vielversprechende neue Bereiche, die das Interesse an der Halbleiterlasertechnologie auch auf Dauer aufrecht erhalten werden.

Die Grundlagen von Halbleiterlasern sind mittlerweile Teil der Standardliteratur und werden in entsprechenden Lehrbüchern ausführlich behandelt [28, 29]. An dieser Stelle wird in Kürze der für das Verständnis dieser Arbeit notwendige Teil dargestellt. Das betrifft im Einzelnen:

- Der Zusammenhang zwischen Gewinnmaterial, Gewinn und Brechungsindexspektrum. Die Materialgrößen Gewinn und Brechungsindex sowie deren Abhängigkeiten von der Ladungsträgerdichte bestimmen dabei alle die charakteristischen Lasereigenschaften, die die Kopplung von Amplitude und Phase im Halbleiterlaser beinhalten.
- Die Ratengleichungen als Grundlage für die Dynamik von Halbleiterlasern. Hieraus lässt sich das Verhalten des Lasers unter Rückkopplung ableiten und die Funktionsweise des Rückkopplungsinterferometers beschreiben.
- Das Rauschen und die Linienbreite des Lasers. Das Auflösungsvermögen des Rückkopplungsinterferometers wird spektral durch die Linienbreite und in der Sensitivität durch das Rauschen limitiert.

Die in dieser Arbeit verwendeten Quantenkaskaden-Halbleiterlaser sind ein relativ junges Mitglied der Halbleiterlaser-Familie. Ihr Funktionsprinzip als Intradbandlaser definiert die Quantenkaskadenlaser spektral für den mittel- bis ferninfraroten Bereich. Daher werden sie hauptsächlich für Spektroskopie in der Medizin- und Umwelttechnik, der Telekommunikation und in der Sicherheitstechnik verwendet. Quantenkaskadenlaser weisen in den oben beschriebenen Punkten fundamentale Unterschiede zu anderen Halbleiterlasern auf. Eine Beschreibung der Funktionsweise von Quantenkaskadenlasern mit Schwerpunkt auf den wichtigen Unterschieden zum Halbleiterlaser findet sich später.

2.1 Feldgleichungen

In einem Laser kommt es zu einer Verstärkung des Lichts durch eine Wechselwirkung zwischen dessen elektrischem Feld und Materie, dem Gewinnmaterial. Zur Beschreibung dieser Wechselwirkung bietet sich eine halbklassische Vorgehensweise an. Das Lichtfeld wird dabei klassisch über die Maxwellgleichungen beschrieben, die Prozesse im Gewinnmaterial mithilfe quantenmechanischer Überlegungen. Für eine ebene elektromagnetische Welle lässt sich aus den Maxwellgleichungen mit den Konstanten Lichtgeschwindigkeit c und Permittivität im Vakuum ϵ_0 die Wellengleichung

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P} \quad (2.1)$$

ableiten. Ein elektrisches Feld \mathbf{E} induziert im Gewinnmaterial Dipolmomente. Diese ergeben aufsummiert die makroskopische Polarisation \mathbf{P} , welche im Gegenzug ein elektrisches Feld \mathbf{E}' erzeugt. Für eine selbst-konsistente Lösung muss dieses dann identisch sein mit dem ursprünglichen Feld $\mathbf{E} = \mathbf{E}'$. Die Vorgänge im Gewinnmaterial, also die Induktion der Dipolmomente sowie die erzeugte Ladungsträgerinversion werden quantenmechanisch modelliert. Im Folgenden wird dargestellt, wie Gewinn und Brechungsindex vom Zusammenhang zwischen elektrischem Feld und Polarisation abhängen, sowie ein elementarer Ausdruck für das Gewinnspektrum angegeben.

2.2 Gewinn und Brechungsindex

Wir betrachten zunächst eine ebene Welle mit der reellen Amplitude $E(z)$, die sich in Richtung z ausbreitet. Diese wird dann nach der Zeit t durch

$$\mathbf{E}(z, t) = \frac{1}{2} \hat{x} E(z) e^{i[kz - \omega t - \phi(z)]} + c.c. \quad (2.2)$$

beschrieben. Hierbei ist ω die Frequenz, ϕ die Phase, und k die Wellenzahl. Der Einheitsvektor in Elongationsrichtung ist \hat{x} . Im Medium wird dann eine Polarisation

$$\mathbf{P}(z, t) = \frac{1}{2} \hat{x} P(z) e^{i[kz - \omega t - \phi(z)]} + c.c. \quad (2.3)$$

mit der komplexen Amplitude $P(z)$ induziert. Die Polarisation spiegelt die optischen Eigenschaften des Halbleitermaterials wider. Die komplexe Suszeptibilität $\chi = \chi' + i\chi''$ des Materials repräsentiert diesen Zusammenhang zwischen elektrischem Feld und Polarisation. Die jeweiligen Amplituden hängen über die Permittivität ϵ und die komplexe Suszeptibilität zusammen:

$$P(z) = \epsilon \chi(z) E(z) \quad (2.4)$$

Aus der Suszeptibilität lassen sich das Gewinnspektrum und der Brechungsindex ableiten. Die beiden Gleichungen für $\mathbf{E}(z, t)$ und $\mathbf{P}(z, t)$ werden nun auf die Wellengleichung 2.1 angewandt. Man kann davon ausgehen, dass Feldamplitude E und Phase ϕ sich innerhalb einer Wellenlänge kaum ändern. Durch diese *slowly varying envelope approximation* können zweifache Ableitungen vernachlässigt werden. Man erhält dann

$$-2ik \frac{dE}{dz} + k^2 E - 2kE \frac{d\phi}{dz} - \mu_0 \epsilon \omega^2 E = \mu_0 \omega^2 P \quad (2.5)$$

mit der Permittivität des Mediums ϵ und der Permeabilität im Vakuum μ_0 . Als sinnvoll erweist sich hier eine Aufspaltung in Real- und Imaginärteil. Ausgedrückt über die Suszeptibilität ergeben sich nach Anwendung von Gleichung 2.4 die beiden Beziehungen:

$$\frac{dE(z)}{dz} = -\frac{k}{2} \chi''(z) E(z) \quad (2.6)$$

$$\frac{d\phi(z)}{dz} = -\frac{k}{2} \chi'(z) \quad (2.7)$$

Damit können der Gewinn G und der ladungsträgerinduzierte Anteil des Brechungsindex δn mit der Suszeptibilität in Verbindung gebracht werden. Der Gewinn ist definiert als

$$\frac{dE}{dz} = \frac{1}{2} G E \quad (2.8)$$

und für die Wellenzahl k aus Gleichung 2.2 gilt mit dem Brechungsindex n

$$k - \frac{d\phi}{dz} = (n + \delta n)k_0 \quad (2.9)$$

wobei k_0 die Wellenzahl im Vakuum ist. Für Brechungsindex und Gewinn gelten demnach die folgenden beiden Beziehungen:

$$\frac{\delta n}{n} = \frac{\chi'}{2} \quad (2.10)$$

$$G = -k\chi'' \quad (2.11)$$

Für beide lässt sich also ein Zusammenhang mit der Suszeptibilität des Materials ableiten.

Die Kramers-Kronig-Transformation [30, 31] setzt Realteil und Imaginärteil einer komplexen Funktion, wie in diesem Fall der Suszeptibilität, in Relation. Ist also das Gewinnspektrum bekannt, so kann daraus das Spektrum für den Brechungsindex berechnet werden. Für ein symmetrisches Gewinnspektrum wie es z.B. von Gaslasern bekannt ist, liegen Gewinnmaximum und Nulldurchgang des Brechungsindex an derselben Stelle, was in Abbildung 2.1 verdeutlicht wird.

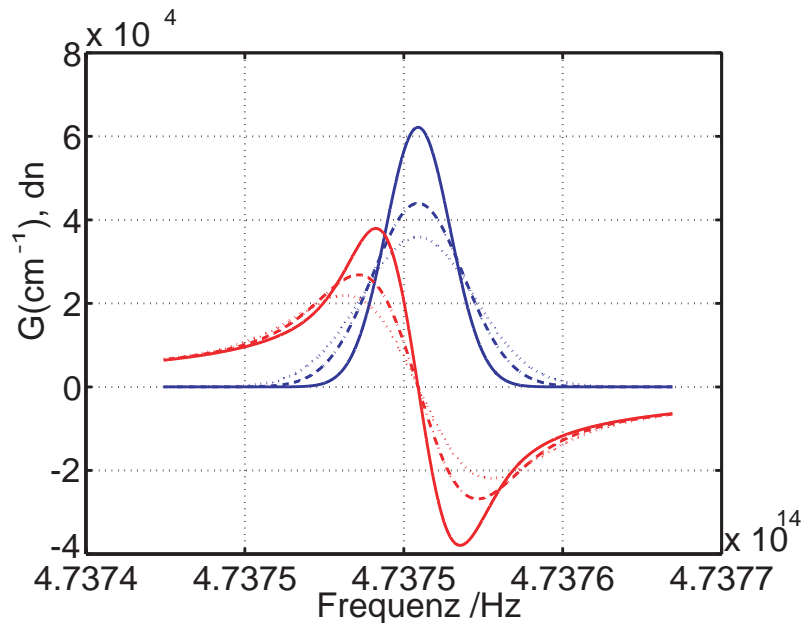


Abbildung 2.1.: Symmetrische Gewinnspektren für drei unterschiedlichen Amplituden (blau) und die korrespondierenden Brechungsindexspektren (rot), wie sie z.B. für Gaslaser typisch sind.

Ein Halbleiterlaser zeigt eine für ihn charakteristische Abweichung von diesem Bild. Das Gewinnspektrum eines Halbleiterlasers bestimmt sich über die Suszeptibilität konkret durch eine quantenmechanische Formulierung der Polarisation. Eine volle quantenmechanische Formulierung liegt allerdings außerhalb des Rahmens dieser Arbeit und kann entsprechenden Lehrbüchern entnommen werden. Um ein Gefühl dafür zu vermitteln, wie Gewinn und Brechungsindexspektren bei Halbleiterlasern aussehen, werden hier Ausdrücke angegeben, welche sich aus einfachen Annahmen ableiten lassen. Durch eine verfeinerte Modellierung kann die Polarisation dann mit steigender Präzision, aber auch Komplexität, bestimmt werden. Eine erste Näherung liefert die Theorie der freien Ladungsträger. Hierbei geht man davon aus, dass die Coulombkräfte zwischen den Ladungsträgern hauptsächlich eine Relaxation der Verteilungen in Leitungs- und Valenzband verursachen. Die makroskopische Polarisation wird in diesem Bild über eine Dipolwechselwirkung im Volumen V mit dem Dipolmatrixelement μ_k beschrieben.

$$P = \frac{1}{V} \sum_k (\mu_k a_k^\dagger b_{-k}^\dagger + \mu_k^* b_{-k} a_k) \quad (2.12)$$

Die Übergänge der Ladungsträger zwischen Leitungs- und Valenzband werden hier durch die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren für Elektronen (a_k^\dagger bzw. a_k) und Löcher (b_k^\dagger bzw. b_k) beschrieben. Es ergibt sich entsprechend der Herleitung in der Literatur [29] der folgende Ausdruck für die Suszeptibilität

$$\chi(z) = -\frac{i}{\hbar\omega\epsilon V} \sum_k |\mu_k|^2 [f_{ek}(t) + f_{hk}(t) - 1] \frac{\gamma_D^2}{\gamma_D^2 + (\omega_k - \omega)^2} \left(1 - i \frac{\omega_k - \omega}{\gamma_D}\right) \quad (2.13)$$

Hier ist γ_D die Zerfallsrate des Dipols und \hbar das Plancksche Wirkungsquantum. Die Fermi-Dirac-Verteilungen für die Elektronen f_{ek} und Löcher f_{hk} sind abhängig von der Zahl der Ladungsträger N im Medium

$$N = \frac{1}{V} \sum_k f_{ek} = \frac{1}{V} \sum_k f_{hk} \quad (2.14)$$

Mit den Gleichungen 2.10 und 2.11 folgt dann für das Gewinnspektrum

$$G = \frac{\nu}{\epsilon_0 n c \hbar \gamma_D V} \sum_k |\mu_k|^2 [f_{ek}(t) + f_{hk}(t) - 1] \frac{\gamma_D^2}{\gamma_D^2 + (\omega_k - \omega)^2} \quad (2.15)$$

und für den Brechungsindex

$$\delta n = \frac{1}{2\epsilon_0 n \hbar \gamma_D V} \sum_k |\mu_k|^2 [f_{ek}(t) + f_{hk}(t) - 1] \frac{\gamma_D^2}{\gamma_D^2 + (\omega_k - \omega)^2} \cdot \frac{\omega_k - \nu}{\gamma_D} \quad (2.16)$$

In den Gleichungen 2.13-2.16 ist die explizite Abhängigkeit der Suszeptibilität χ und damit auch des Gewinns G und des Brechungsindex δn von der Dichte der Ladungsträger N gezeigt. Eine Darstellung des Gewinnspektrums unterhalb der Schwelle gemäß 2.15 mit für den Betrieb typischen Parametern findet sich in Abbildung 2.2. Es sind mehrere Kurven für unterschiedliche Ladungsträgerdichten aufgetragen.

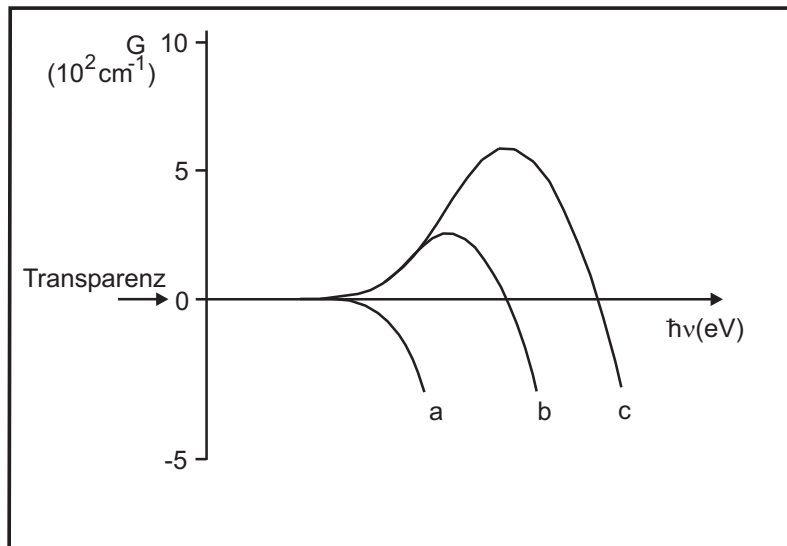


Abbildung 2.2.: Typisches Gewinnspektrum für Halbleiterlaser. Gezeigt sind drei Kurven für unterschiedliche Ladungsträgerdichten. Man beachte die Asymmetrie des Spektrums. a) $N = 10^{18} \text{cm}^{-3}$, b) $N = 2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$, c) $N = 3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$

Für niedrige Ladungsträgerdichten absorbiert das Halbleitermaterial über das ganze Spektrum, mit steigender Ladungsträgerdichte verstärkt das Gewinnmaterial in einem begrenzten Bereich des Spektrums. Dieser Bereich, das Gewinnspektrum, wird auf der niederfrequenten Seite durch die Energiedifferenz der Bandlücke und auf der hochfrequenten Seite durch die Lage der Fermienergie begrenzt.

Die Asymmetrie des Gewinnspektrums ist eine direkte Folge der Natur des Übergangs zwischen Energiebändern und ergibt sich aus der Zustandsdichte $D(\epsilon)$ und der Fermienergie $f(\epsilon)$. Abbildung 2.3 zeigt Leitungs- und Valenzband im Impulsraum. Die eingezeichneten schraffierten Flächen zeigen die mit Elektronen bzw. Löchern besetzten Zustände. Die kleinste durch das Halbleitermaterial verstärkte Energie entspricht gerade dem Energieunterschied der Scheitelpunkte der Bandkanten. Die größte verstärkte Energie entspricht der Differenz der Fermienergie der Bänder. Die linke Flanke des Gewinnspektrums wird also durch den Anstieg der Zustandsdichte bestimmt, die rechte, abfallende Flanke des Gewinnspektrums durch das Abnehmen der Zahl der besetzten Zustände. Beides wird durch die unterschiedlichen Massen von Elektronen m_e und schweren und leichten Löchern m_{hh} und m_{lh} beeinflusst und zeigt sich damit auch anschaulich in einer unterschiedlichen Krümmung der Bandkanten [32, 33]. Das dem Gewinn-

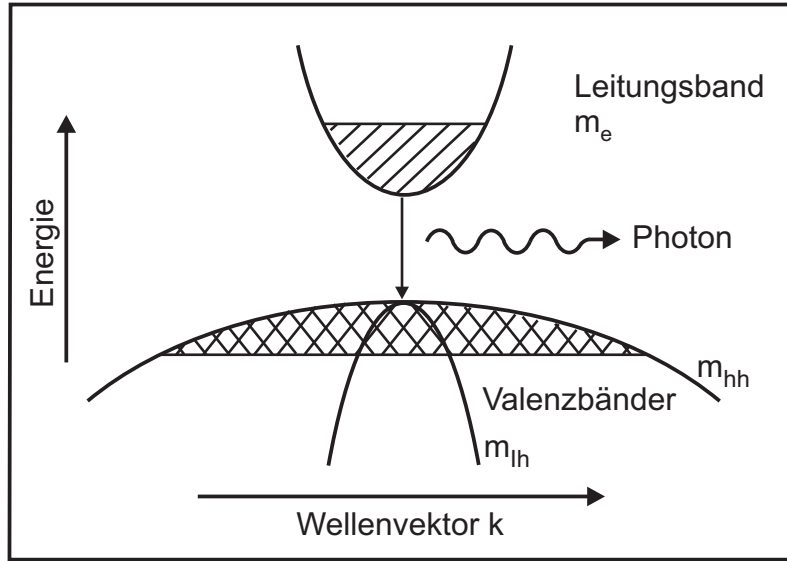


Abbildung 2.3.: Leitungsband und Valenzbänder im k -Raum. Aufgrund der unterschiedlichen Massen der Elektronen m_e und Löcher m_{lh} und m_{hh} sind die Bänder unterschiedlich gekrümmt.

spektrum korrespondierende Brechungsindexspektrum kann entweder aus Gleichung 2.16 direkt abgelesen oder über die Kramers-Kronig-Relation aus dem Gewinnspektrum erhalten werden. In Abbildung 2.4 sind Gewinn- und Brechungsindexspektren des Halbleiterlasers für drei Ladungsträgerdichten gezeigt. Eine Asymmetrie im Gewinn geht ebenso mit einer Verformung des Brechungsindexspektrums einher. Dies bewirkt, dass das Maximum des Gewinns nicht mehr mit dem Nulldurchgang im Brechungsindex zusammenfällt. Das bedeutet, dass die Änderung des Brechungsindex mit der Ladungsträgerdichte an der Laserfrequenz von Null verschieden ist. Dadurch werden in beachtlichem Maße die Eigenschaften des Halbleiterlasers beeinflusst. Der so genannte Alphaparameter beschreibt das Verhältnis der Änderungen von Gewinn und Brechungsindex mit der Ladungsträgerdichte und ist, wie sich später zeigen wird, unter anderem ein Maß für die Kopplung von Amplitude und Phase im Halbleiterlaser:

$$\alpha = \frac{\partial \chi' / \partial N}{\partial \chi'' / \partial N} = -\frac{K}{n} \frac{\partial (\delta n) / \partial N}{\partial g / \partial N} \quad (2.17)$$

Der Alphaparameter wurde bereits 1967 erstmals von Haug und Haken definiert [34]. Haken argumentierte, dass der Beitrag der Ladungsträger zum Brechungsindex für Gaslaser mit symmetrischem Gewinnspektrum vernachlässigbar, und dass der Alphaparameter in diesem Fall immer Null sei. Den Halbleiterlaser mit seinem asymmetrischen Gewinnspektrum hatte er dabei nicht gesondert betrachtet. Für diesen lässt sich der Alphaparameter z.B. für die Spektren aus Abbildung 2.4 berechnen. Dies ist im zweiten Graph in Abbildung 2.4 aufgetragen. Die große Bedeutung für die Halbleiterlaserphysik erkannte erstmals Charles Henry 1982 [35]. Er beschrieb eine Verbreiterung der Linienbreite nach Schawlow und

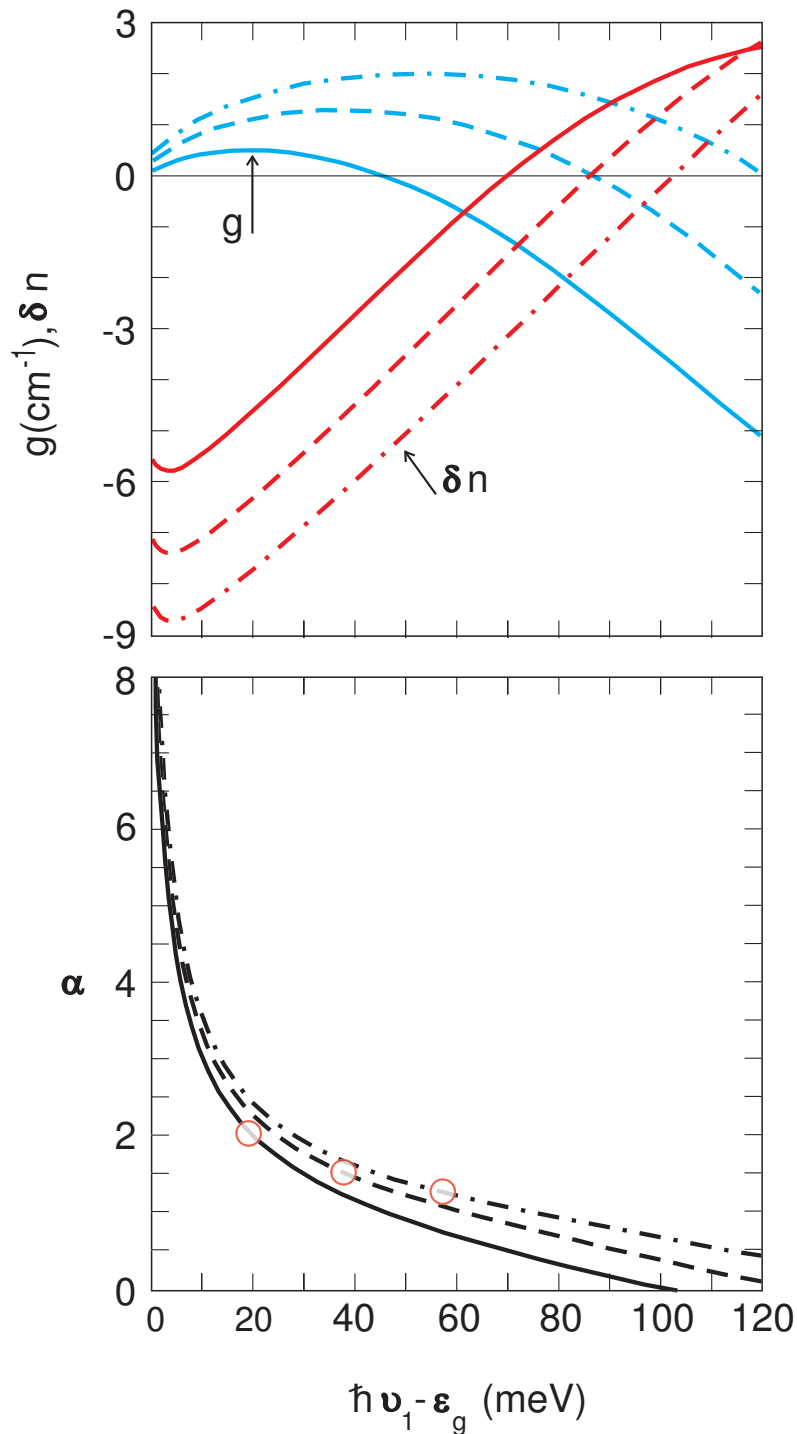


Abbildung 2.4.: Oben: Gewinnspektren eines Halbleiterlasers für verschiedene Ladungsträgerdichten ($N = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ jeweils für durchgehende, gestrichelte und punktgestrichelte Kurven) und die über die Kramers-Kronig-Relationen damit korrespondierenden Brechungsindexspektren. Unten: Die aus den Spektren oben durch Quotientenbildung der Differentiation nach den Ladungsträgerzahlen abgeleiteten Alphawerte [29]). Die roten Kreise zeigen die Position des Maximums der Gewinnkurve.

Townes [36] durch einen Beitrag des Intensitätsrauschens über die Amplituden-Phasen-Kopplung, die über den Alphaparameter vermittelt wird. Nach Henrys Veröffentlichung wird der Parameter Henrys Alpha oder nur Alphaparameter genannt. Gebräuchlich ist auch der Ausdruck Linienverbreiterungsfaktor. Heutzutage hat man die Relevanz des Alphaparameters für viele für Halbleiterlaser typische Phänomene erkannt [37]. Der Parameter beeinflusst z.B. das Verhalten des Lasers unter Rückkopplung, seine Tendenz chaotisch zu reagieren, sowie den Chirp, also die Farbverstimmung während eines Pulses.

Nachdem nun der Gewinn und der Brechungsindex des Halbleiterlasers mit seiner Suszeptibilität in Zusammenhang gebracht und der Alphaparameter definiert worden ist, sollen nun die dynamischen Eigenschaften des Lasers betrachtet werden.

2.3 Ratengleichungen

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente zur Rückkopplungsinterferometrie wird Licht mit zeitlich variabler Phase in den Laser zurückgekoppelt. Die Antwort des Lasers auf diese Rückkopplung wird dann als Messsignal aufgezeichnet. Interessiert man sich dafür, was für Prozesse im Laser geschehen, so muss man sich stets die Fragen stellen, wie die elektrische Feldverteilung aussieht, wie die Ladungsträger verteilt sind und wie diese beiden miteinander wechselwirken. Die zeitliche Änderung der einzelnen Parameter des Lasers, also seine Dynamik, wird durch Ratengleichungen beschrieben. Diese lassen sich aus der Feldgleichung 2.1 ableiten und werden hier im Folgenden kurz motiviert. Die relevanten zeitabhängigen Größen im Laser sind, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, das elektrische Feld \mathbf{E} und die makroskopische Polarisierung \mathbf{P} . Dazu kommt noch die zeitabhängige Ladungsträgerzahl N .

Das elektrische Feld \mathbf{E} wird bestimmt durch die Resonanzfrequenz des Laserresonators ω_E und die Zerfallsrate des optischen Feldes im Resonator γ_E , die makroskopische Polarisierung \mathbf{P} durch ihre Zerfallsrate γ_P und die Frequenz des optischen Übergangs ω_p . Die Ladungsträgerinversion N ist abhängig vom Spannungsabfall über dem Laser, welcher aus dem Pumpkoeffizienten J resultiert, und der Zerfallsrate der Ladungsträgerinversion γ_N .

Im Spezialfall des Halbleiterlasers kann die zeitliche Änderung der Polarisierung vernachlässigt werden. Im Laser kommt es zu Elektron-Elektron Stößen, welche die kohärente Kopplung der Zustände des Leitungsbandes mit denen des Valenzbandes zerstört. Dies führt zu einer starken Dämpfung der Polarisationsoszillationen im Halbleitermaterial. Die damit verknüpfte Zerfallsrate γ_P ist im Resultat deutlich höher als die beiden anderen Zerfallsraten. Man kann also annehmen, dass die Polarisierung instantan auf Änderungen der anderen beiden Größen reagiert und ihre Zeitableitung vernachlässigbar wird. Durch diese adiabatische Elimination kann daher das System auf zwei Gleichungen reduziert werden. Für die Laserdynamik bedeutet dies, dass ein solcher Laser von sich aus nicht mehr über genügend Freiheitsgrade verfügt, um chaotisches Verhalten zu zeigen. Durch externe Einflussnahme, z.B. Modulation des Pumpstromes oder externe Rückkopplung, können solche Effekte jedoch erzeugt werden. Es kommt aber z.B. zu einer Oszillation der Energie zwischen Ladungsträgerinversion und optischem Feld, den so genannten Relaxationsoszillationen. Ein Laser bei dem eine zweite Zerfallsrate, z.B. γ_E , ebenfalls sehr hoch wäre, könnte sogar auf nur eine Ratengleichung reduziert werden und hätte dann nur noch zeitunabhängige Lösungen; ein solcher Laser würde dann keine Relaxationsoszillationen mehr zeigen. Die durch die adiabatische Elimination erhaltene Gleichung für das elektrische Feld aus Gleichung 2.2 bzw. 2.5 lautet jetzt:

$$\dot{\mathbf{E}}(t) = \frac{i\bar{\mu}}{\mu_g}(\omega_0 - \Omega)\mathbf{E}(t) + \frac{1}{2}(G - \gamma_{ph})(1 - i\alpha)\mathbf{E}(t) \quad (2.18)$$

Hierbei ist ω_0 die Laserfrequenz, γ_{ph} die Photonenzerfallsrate und G ist der Gewinn. Zur Resonanzfrequenz der Kavität Ω gehört eine Mode mit Index $\bar{\mu}$ und Gruppenindex μ_g . Die Gleichung wird nun wieder nach Real- und Imaginärteil zerlegt. Es ergibt sich:

$$\dot{E}(t) = \frac{1}{2}(G - \gamma_{ph})E(t) \quad (2.19)$$

$$\dot{\phi}(t) = -\frac{\bar{\mu}}{\mu_g}(\omega_0 - \Omega) + \frac{1}{2}\alpha(G - \gamma_{ph}) \quad (2.20)$$

Üblicherweise drückt man die Ratengleichung der Feldamplitude E aber über die Photonenzahl aus und erweitert den Term noch um die Rate der Spontanemission R_{sp} um dadurch erzeugte Photonen zu berücksichtigen.

$$\dot{P}(t) = (G - \gamma_{ph})P(t) + R_{sp} \quad (2.21)$$

Man beachte an dieser Stelle, dass die Phase des elektrischen Feldes über den Alphaparameter an die Amplitude gekoppelt ist. Änderungen im Lasergewinn ziehen also auch immer Änderungen der Laserfrequenz mit sich.

Die Ladungsträgerzahl N ist abhängig vom Injektionsstrom I und der Rekombination durch spontane und stimulierte Emission. Die Ratengleichung hierfür lautet also:

$$\dot{N} = \frac{I}{q} - \gamma_e N - GP \quad (2.22)$$

Unterhalb der Schwelle steigt die Ladungsträgerzahl mit dem Injektionsstrom an. Aus der stationären Bedingung $\dot{N} = 0$ leitet sich ab, dass die Ladungsträgerzahl oberhalb der Laserschwelle I_{th} konstant bleibt. Hier sättigt der Gewinn und gleicht gerade die Verluste aus. Man kann sagen, die zusätzlichen Ladungsträger werden direkt in optische Leistung umgewandelt. Man spricht hier auch von einem *clamping* der Ladungsträgerdichte. Abbildung 2.5 zeigt die Photonenzahldichte und die Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit des Injektionsstromes.

Mit diesen Gleichungen stehen nun die Mittel zur Verfügung, um die dynamischen Prozesse im Halbleiterlaser beschreiben zu können. Später wird diesen Gleichungen noch ein Term hinzugefügt, um die zeitverzögerte externe optische Rückkopplung zu berücksichtigen. Dort werden dann auch die resultierenden Effekte im Detail beschrieben. Es wird sich zeigen, dass auch die Rückkopplungseigenschaften von der Amplituden-Phasen-Kopplung des elektrischen Feldes über den Alphaparameter abhängen.

2.4 Rauschen und Linienbreite

Amplituden- und Phasenrauschen sind limitierende Faktoren für das Auflösungsvermögen des Lasers. Hier sollen kurz die Ursachen dieser Rauschfaktoren diskutiert werden und die resultierenden Größen, das Relative Intensitätsrauschen RIN und die Linienbreite vorgestellt werden.

Es wird hierfür angenommen, der Laser emittiere ideal auf einer Mode. Diese Situation lässt sich im Phasendiagramm für das elektrische Feld $\mathbf{E}(t)$ darstellen. In Abbildung 2.6 ist der elektrische Feldvektor (\mathbf{E}) eingezeichnet. Im Laser kommt es auch zu Spontanemission. Diese erzeugt elektrische Felder ΔE unterschiedlicher Phasen, welche sich zu dem ursprünglichen E -Feld addieren. Diese sind ebenfalls in der Abbildung zu sehen. Sie sind im Mittel Null, erzeugen aber Fluktuationen in Amplitude und Phase des Gesamtfeldes und erzeugen damit einen veränderten Feldvektor (\mathbf{E}'). Dieses Rauschen lässt sich modellieren indem Langevin'sche Rauschterme $F_P(t)$ und $F_\phi(t)$ zu den Ratengleichungen für Photonenzahl und Phase addiert, und diese dann durch eine Kleinsignalanalyse ausgewertet werden. Die Ladungsträgerzahl ist ebenfalls rauschbehaftet, allerdings nicht durch Spontanemission sondern durch Schrotrauschen; hier wird ebenfalls ein Rauschterm $F_N(t)$ addiert.

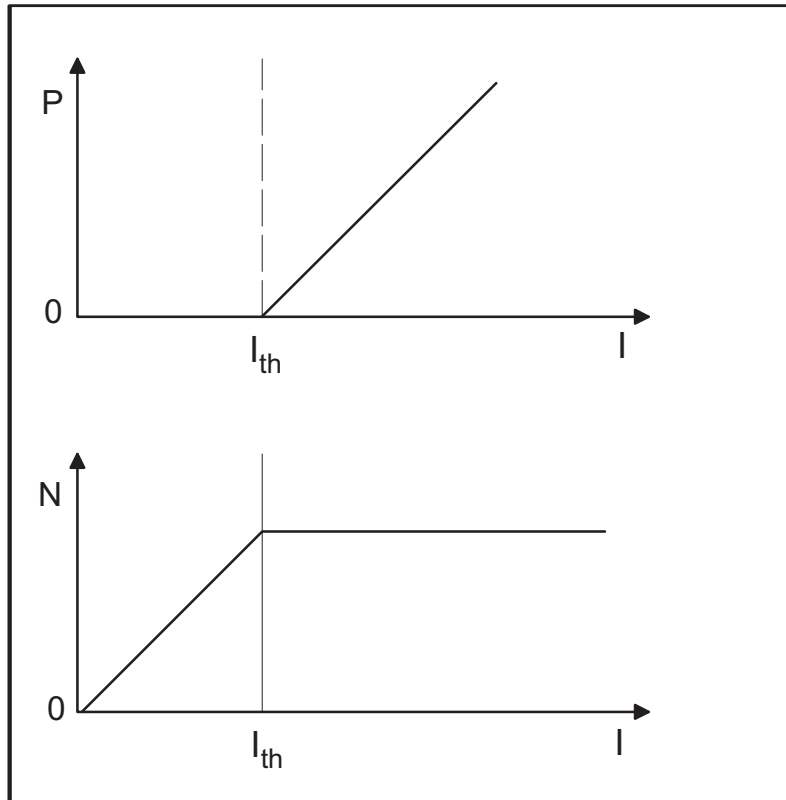


Abbildung 2.5.: "Clamping" der Ladungsträgerdichte.

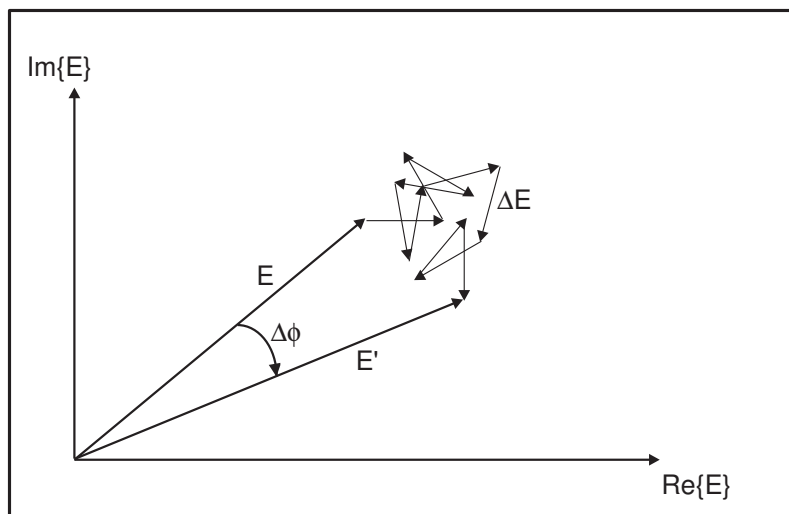


Abbildung 2.6.: Phasendiagramm des Elektrischen Feldes.

Grundsätzlich unterscheidet man nun zwischen dem Intensitätsrauschen, also Fluktuationen der Ausgangsleistung, und dem Phasenrauschen, welches die Linienbreite des Lasers vergrößert. Die spektrale Rauschleistungsdichte

$$S_p(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \delta P(t+\tau) \delta P(t) \rangle e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (2.23)$$

des Intensitätsrauschens ist abhängig von der detektierten Leistung. Daher hat sich zur Rauschcharakterisierung eine leistungsnormierte Größe durchgesetzt, das so genannte *Relative Intensity Noise*:

$$\text{RIN}(\omega) = \frac{S_p(\omega)}{P^2} \quad (2.24)$$

Aus der Langevin'schen Analyse ergibt sich für das RIN:

$$\text{RIN}(\omega) = \frac{2R_{sp}[(\Gamma_N^2 + \omega) + G_N^2 P^2(1 + \gamma e^{\frac{N}{R_{sp}}} P)]}{P[\Omega_R^2 - \omega^2] + (2\omega\Gamma_R)^2} \quad (2.25)$$

Dieses ist stark abhängig von den eingangs kurz erwähnten Relaxationsoszillationen. Hier oszilliert die Energie zwischen dem photonischen Feld und Elektron-Loch-Paaren im Gewinnmaterial mit einer Frequenz Ω_R . Weitere relevante Größen sind hier die Zerfallsrate Γ_R dieser Oszillation und die Gewinnrate $G_N = \partial G / \partial N$. Das RIN hat also im Bereich der Relaxationsoszillationsfrequenz sein Maximum. Für kleine Frequenzen $\omega \ll \Omega_R$ lässt sich oben ableiten, dass das RIN mit der Leistung ein Skalierungsverhalten von $\text{RIN} \propto P^{-3}$ zeigt.

Für das Phasenrauschen lässt sich analog eine Rauschleistungsdichte formulieren. Daraus kann für das Phasenrauschen näherungsweise folgender Ausdruck abgeleitet werden:

$$S_\phi(\omega) \cong \frac{R_{sp}}{2P} \left(1 + \frac{\alpha^2 \Omega_R^4}{[\Omega_R^2 - \omega^2]^2 + (2\omega\Gamma_R)^2} \right) \quad (2.26)$$

Die Linienbreite ist die spektrale Breite der Laserlinie im Leistungsspektrum. Das Leistungsspektrum kann über die Feldautokorrelationsfunktion bestimmt werden. Diese ist nämlich gerade die Fouriertransformierte des Leistungsspektrums (Wiener-Khintchine-Theorem).

$$S_E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle E^*(t+\tau) E(t) \rangle e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (2.27)$$

Die Fluktuationen des Gewinns können aufgrund des Gewinnclampings beim Halbleiterlaser vernachlässigt werden. So erhält man nach Einsetzen des Feldes $E(t) = \sqrt{P} \cdot \exp[-i(\omega_0 t + \phi + \delta\phi)]$ den Ausdruck

$$S_E(\omega) = P \int_{-\infty}^{\infty} \langle e^{i\Delta\phi} \rangle e^{-i(\omega - \omega_0)\tau} d\tau \quad (2.28)$$

Hierbei sind die $\delta\phi$ die Kleinsignal-Phasenfluktuationen und $\Delta\phi = \delta\phi(t+\tau) - \delta\phi(t)$ die Differenz der Phasenfluktuationen. Nimmt man an, dass letztere gaußförmig verteilt sind, gilt die Beziehung:

$$\langle e^{i\Delta\phi} \rangle = e^{-\frac{1}{2} \langle (\Delta\phi)^2 \rangle}$$

Die Rauschgröße $\langle (\Delta\phi)^2 \rangle$ hängt mit den Differenzfluktuationen $\Delta\phi$ zusammen und kann als $\langle (\Delta\phi)^2 \rangle = \tau S_\phi(0)$ bestimmt werden. Aus diesem Ausdruck leitet sich eine einfache Beziehung für die Linienbreite Δf im Halbleiterlaser ab:

$$\Delta f = \frac{R_{sp}}{4\pi P} \cdot (1 + \alpha^2) \quad (2.29)$$

$$= \Delta f_{ST} \cdot (1 + \alpha^2) \quad (2.30)$$

Dabei ist Δf_{ST} der bekannte Ausdruck für die Linienbreite, der von Schawlow und Townes hergeleitet wurde. Im Halbleiterlaser kommt es zu einer zusätzlichen Verbreiterung der Linie, da der Beitrag der Ladungsträgerfluktuationen nicht vernachlässigt werden kann. Fluktuationen der Ladungsträger erzeugen Fluktuationen im Gewinn. Dies beeinflusst, wie in Gleichung 2.20 gezeigt, aber auch die Phase. Genau diese Eigenschaft wird durch den Alphaparameter beschrieben.

Zusätzlich zu den intrinsischen Eigenschaften des Gewinnmaterials haben auch die realisierten Bauformen Einfluss auf das Verhalten des Halbleiterlasers. Im nächsten Abschnitt wird kurz auf einige dieser Strukturen eingegangen.

2.5 Lasertypen

Halbleiterlaser bestehen aus gewachsenen Kristallstrukturen und durchlaufen einen komplexen Herstellungsprozess. Die mittlerweile gute Kontrolle dieses Prozesses ermöglicht eine Vielzahl neuer Möglichkeiten. Zunächst konnten durch die Auswahl und Kombination unterschiedlicher Halbleitermaterialien und deren Dotierung mit Fremdatomen die Leistungsmerkmale der Volumen-Halbleiterlaser stark verbessert werden. Durch Änderungen im Wachstumsprozess können aber auch ganz neue Strukturen entwickelt werden. An dieser Stelle erfolgt eine kurze Übersicht über Lasertypen, die im Weiteren von Interesse sein werden.

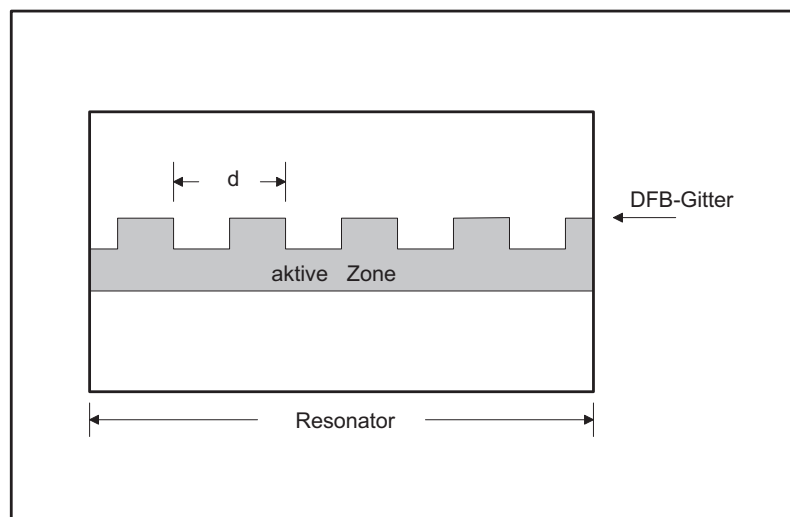


Abbildung 2.7.: Distributed FeedBack Gitter auf der aktiven Zone eines Halbleiterlasers.

DFB-Laser: Das Gewinnspektrum eines Kantenemitters unterstützt oft eine Vielzahl longitudinaler Moden. Für viele Anwendungen möchte man einen Laser, der nur eine einzige Wellenlänge emittiert. Eine häufig verwendete Möglichkeit bereits im Laser eine einzelne Mode zu selektieren, ist die Aufbringung eines Gitters auf die aktive Zone, wie in Abbildung 2.7 gezeigt. Dieses Gitter erzeugt eine über das ganze Lasermedium verteilte (Distributed) optische Rückkopplung (FeedBack) einer ausgewählten Wellenlänge. Diese wird bereits beim Herstellungsprozess festgelegt und ist für die voraussichtlichen Betriebsbedingungen wie z.B. Pumpstrom und Temperatur am Gewinnspektrum optimiert. Die in dieser Arbeit verwendeten Laser verfügen fast alle über ein solches DFB-Gitter.

Quantenfilmlaser: Der Quantenfilmlaser besteht aus einer nur wenige Atomlagen dicken Schicht eines Halbleitermaterials, welches zwischen Schichten eines anderen Halbleitermaterials mit größerer Bandlücke eingeschlossen ist. Das Leitungsband erfährt dann eine Diskontinuität, die an einen Brunnen erinnert, weshalb der Laser im Englischen auch *quantum well laser* heißt. Die Bewegungsfreiheit der Ladungsträger wird so auf eine Ebene reduziert. Auf diese Weise entstehen im Quantenfilm quantisierte Energiezustände. Quantisierte Zustände wie im Quantenfilmlaser spielen

eine wichtige Rolle für das Verständnis des Quantenkaskadenlasers, weshalb später noch genauer auf sie eingegangen wird.

Quantenkaskadenlaser: Das Funktionsprinzip des Quantenkaskadenlasers beruht auf der Idee eines Laserübergangs zwischen zwei Energieniveaus in Quantenfilmen. Dieser Laserübergang erfolgt dann im Leitungsband des Lasers. Da die Ladungsträger deshalb im Leitungsband verbleiben, ist eine kaskadierte Struktur möglich, bei der einzelne Elektronen mehrere Photonen erzeugen.

Um die Funktionsweise des Quantenkaskadenlasers und die Unterschiede in der relevanten Laserphysik verständlich zu machen, wird in Kapitel 4 zunächst eine kleine Einführung in den Quantenfilmlaser gegeben. Aus dessen Funktionsprinzip wird dann die Idee des Quantenkaskadenlasers herausgearbeitet. Schließlich wird verdeutlicht, in welchen wesentlichen Punkten sich die Physik dieses Lasertyps von den in diesem Kapitel erläuterten Prinzipien unterscheidet. Dies soll sowohl die Notwendigkeit der durchgeführten Messungen zur Charakterisierung des Quantenkaskadenlasers in Hinblick auf die messtechnische Anwendung motivieren als auch verdeutlichen, dass diese Messungen an sich einen interessanten Beitrag zum besseren Verständnis der Physik dieses neuartigen Lasertyps darstellen.

Viele der in dieser Arbeit vorgestellten Messmethoden zur Lasercharakterisierung beruhen auf externer optischer Rückkopplung. Gleiches trifft auf das Rückkopplungsinterferometer zu, welches für messtechnische Anwendungen mit dem Quantenkaskadenlaser kombiniert wird. Der Effekt der optischen Rückkopplung und die Funktionsweise dieses Rückkopplungsinterferometers sind daher im nächsten Abschnitt beschrieben.

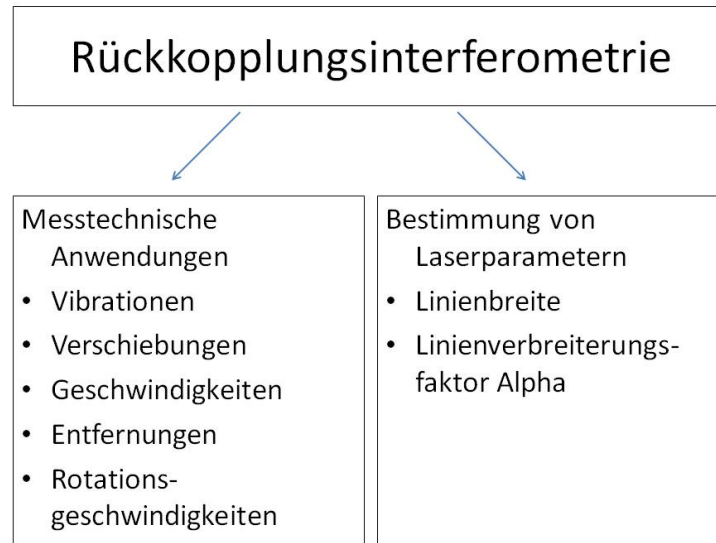


Abbildung 3.1.: Anwendungsgebiete der Rückkopplungsinterferometrie

3 Rückkopplungsinterferometrie

3.1 Einführung

Interferometer, beispielsweise in der Bauform von Michelson (siehe Abbildung 3.2), finden vielfältige Anwendung in der präzisen Bestimmung von Verschiebungen, Vibrationen, Abständen und Geschwindigkeiten. Das Grundprinzip hierbei ist die Aufteilung und spätere Wiederüberlagerung des Lichtstrahls. Gemessen wird die Phasenbeziehung der beiden Strahlen. Dies geschieht durch Analyse des resultierenden Interferenzsignals, d.h. im einfachsten Fall als Intensitätsvariation auf einem Detektor. Der wesentliche Unterschied eines rückkopplungsinterferometrischen (RI) Aufbaus ist, dass hier das Licht in den Laser zurückreflektiert wird. Es kommt zu einer interferometrischen Überlagerung zwischen dem in der Kavität erzeugten und dem zurückgekoppelten Licht. Abhängig von der Phasenrelation des eingekoppelten Lichts ändert sich daher die Ausgangsleistung des Lasers [18, 19]. Es handelt sich hierbei also um ein Lasersystem unter externer optischer Rückkopplung, allerdings in einem Bereich sehr schwacher Rückkopplung. Aus der zeitlichen Änderung der Leistung können Informationen z.B. über die Verschiebung des rückkoppelnden Reflektors gewonnen werden [38, 39]. Dem Signal sind aber auch Informationen über den Laser selbst aufgeprägt [40, 41]. Eine kurze Übersicht über die Anwendungsgebiete der Rückkopplungsinterferometrie ist in Abbildung 3.1 gegeben.

Das Rückkopplungsinterferometer überzeugt durch seinen unkomplizierten und daher kostengünstigen Aufbau. Es ermöglicht sowohl interferometrische Messmethoden, die mit den spektralen Eigenschaften des Quantenkaskadenlasers kombiniert werden können, als auch neue Herangehensweisen an die Lasercharakterisierung, welche hier ebenfalls an Quantenkaskadenlasern durchgeführt werden. In diesem Kapitel wird die Funktionsweise dieses Interferometers, welche auf schwacher kohärenter optischer Rückkopplung beruht, näher beschrieben. Dazu werden die veränderten Laserratengleichungen für Laser unter externer optischer Rückkopplung hergeleitet. Danach wird das Interferometer selbst vorgestellt und gezeigt, dass sich die Effekte am Rückkopplungsinterferometer phänomenologisch durch die Rückkopplungsstärke

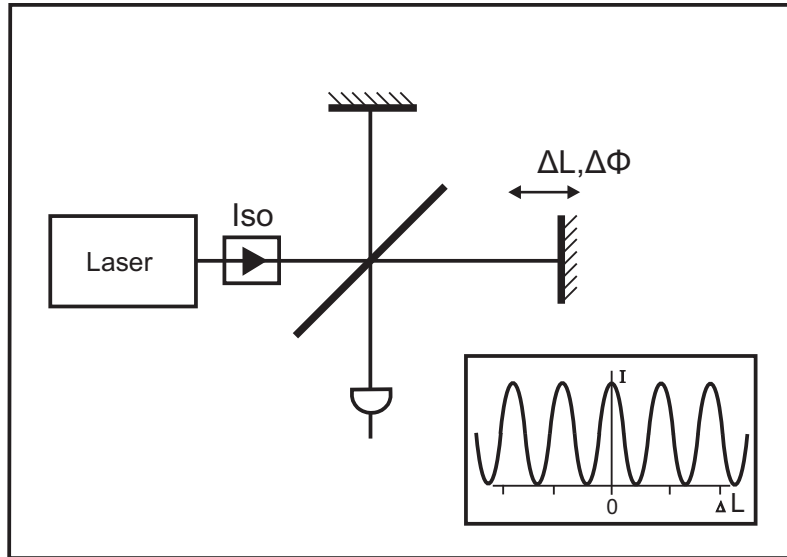


Abbildung 3.2.: Michelson Interferometer.

klassifizieren lassen. Schließlich wird das resultierende rückkopplungsinterferometrische (RI) Messsignal im Detail analysiert. Konkrete Messmethoden für die Bestimmung von Linienbreite und Alphaparameter sowie Untersuchungen zur messtechnischen Anwendung des Interferometers finden sich dann im experimentellen Teil der Arbeit wieder.

3.2 Grundlagen und Lang Kobayashi Gleichungen

Das Prinzip der zeitverzögerten externen Rückkopplung ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Laserlicht wird auf ein Target gebündelt und von dort zurück in die Kavität reflektiert.

Das System besteht aus dem Laserresonator mit einer internen Resonatorlänge L_{int} und dem externen Resonator mit einer Länge L_{ext} . Damit verknüpft sind die beiden inversen Umlauffrequenzen τ_{int} und τ_{ext} . Das rückgekoppelte Licht der Frequenz ω_0 ist also um einen Betrag phasenverschoben der $\Theta = \omega_0 \tau_{ext}$ entspricht.

Um die Rategleichungen zu erhalten, die das Verhalten von Diodenlasern unter externer optischer Rückkopplung beschreiben, die gemeinhin als Lang Kobayashi Gleichungen [42] bekannt sind, muss die oben hergeleitete Gleichung für das elektrische Feld E (2.18) um einen Term erweitert werden:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}E &= \frac{i\bar{\mu}}{\mu_g}(\omega_0 - \Omega)E(t) + \frac{1}{2}(G - \gamma)(1 - i\alpha)E(t) \\ &+ \frac{1 - R_{int}}{\tau_{int}} \sqrt{\frac{f_{ext}}{R_{int}}} \cdot E(t - \tau) \cdot e^{i\omega_0 \tau_{ext}} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Hierbei wird die Rückkopplung durch die Reflektivitäten der Facette R_{int} und den zurückgekoppelten Anteil der optischen Leistung f_{ext} bestimmt.

Die Änderung der Phase des elektromagnetischen Feldes beträgt dann

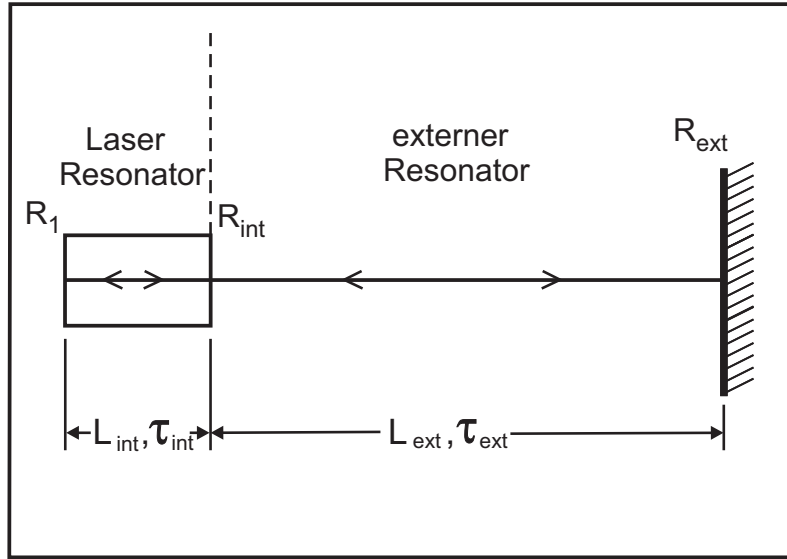


Abbildung 3.3.: Prinzipbild externe Rückkopplung

$$\begin{aligned} \dot{\phi} &= \frac{\bar{\mu}}{\mu_g}(\omega_0 - \Omega) + \frac{1}{2}\alpha(G - \gamma) - \frac{1 - R_{int}}{\tau_{int}} \sqrt{\frac{f_{ext}}{R_{int}}} \\ &\times \sqrt{\frac{P(t - \tau_{ext})}{P(t)}} \sin[\omega_0 \tau_{ext} + \phi(t) - \phi(t - \tau_{ext})] \end{aligned} \quad (3.2)$$

und ist mit der Photonenzahl gekoppelt, für deren Änderung gilt:

$$\begin{aligned} \dot{P} &= (G - \gamma)P(t) + R_{sp} + 2 \cdot \frac{1 - R_{int}}{\tau_{int}} \sqrt{\frac{f_{ext}}{R_{int}}} \\ &\times \sqrt{P(t)P(t - \tau_{ext})} \cos[\omega_0 \tau_{ext} + \phi(t) - \phi(t - \tau_{ext})] \end{aligned} \quad (3.3)$$

Die Gleichung für die Ladungsträgerzahl \dot{N} zeigt keine explizite Änderung durch die Rückkopplung und entspricht daher Gleichung 2.22. Eine Änderung der Ladungsträgerzahl erfolgt nur implizit über die Photonenzahl.

Aus den Gleichungen für P , N und ϕ lassen sich die Gleichgewichtsbedingungen ableiten, indem man die Derivate gleich Null setzt. Es ergibt sich, dass durch die Rückkopplung sowohl der Gewinn G als auch die Laserfrequenz ω von der Phasenverschiebung $\Theta = \omega_0 \tau_{ext}$ durch den externen Resonator abhängig werden. Der Unterschied zu den Werten ohne Rückkopplung ist dann

$$\Delta G = -2 \cdot \frac{1 - R_{int}}{\tau_{int}} \sqrt{\frac{f_{ext}}{R_{int}}} \cdot \cos \Theta \quad (3.4)$$

$$\Delta \omega = \frac{1 - R_{int}}{\tau_{int}} \sqrt{\frac{f_{ext}}{R_{int}}} \cdot (\sin \Theta + \alpha \cos \Theta) \quad (3.5)$$

Durch den Gewinn wird auch die emittierte Leistung P abhängig von der Phase des zurückgekoppelten Lichtes. Für die optische Leistung lässt sich mit Hilfe von Gleichung 2.22 folgende Beziehung angeben:

$$P = \frac{(I - I_{th})}{q(\Delta G + \gamma)} \quad (3.6)$$

Diese Gleichung legt nahe, dass sich die Ausgangsleistung des Halbleiterlasers periodisch ändert, wenn man die Phase des zurückgekoppelten Lichtes kontinuierlich ändert. Dies kann zum Beispiel durch Änderung der externen Resonatorlänge oder auch der effektiven internen Resonatorlänge geschehen. Lang und Kobayashi haben die Änderung der Ausgangsleistung experimentell untersucht. Dabei haben sie die interne Resonatorbedingung durch Änderung des Pumpstromes variiert. Abbildung 3.4 zeigt das

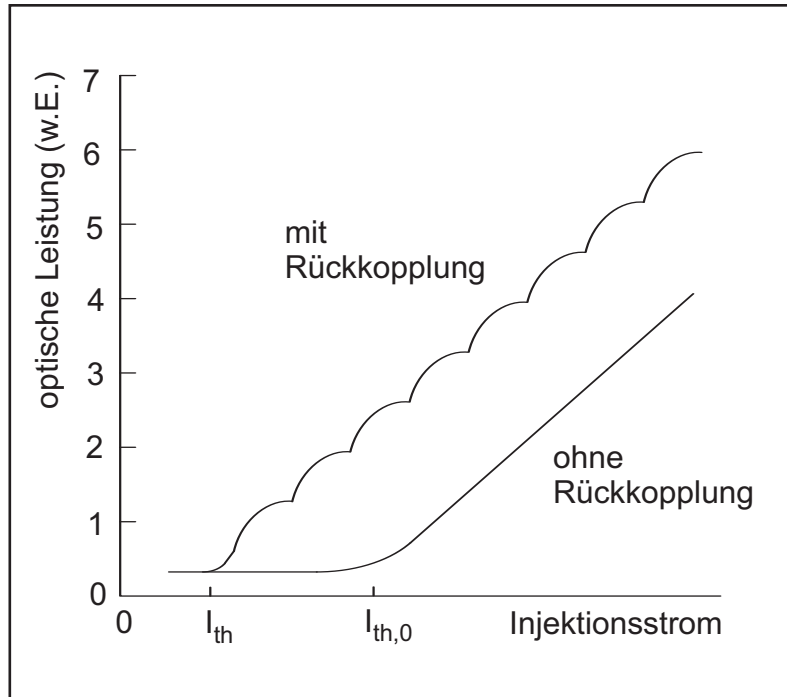


Abbildung 3.4.: Änderung der Ausgangsleistung bei steigendem Injektionsstrom und der damit verbundenen Phasenänderung [42].

charakteristische Verhalten einer P-I Kennlinie unter optischer Rückkopplung. Die Abbildung zeigt eine Schwellstromreduktion durch die Rückkopplung sowie eine periodische Variation der Ausgangsleistung mit steigendem Pumpstrom. Die Ursache für diese Variation wird deutlich, wenn man ΔG über $\Delta\omega$ mit Θ als Parameter aufträgt, wie in Abbildung 3.5 gezeigt. Mit Änderung der Phase wandern die möglichen Lasermoden im $\Delta\omega$ - ΔG -Raum auf einer Ellipse entlang.

Die nächsten Abschnitte befassen sich genauer mit der Anwendung dieses Prinzips im Rückkopplungsinterferometer, sowie dem Einfluss unterschiedlicher Rückkopplung auf die Ausgangsleistung. Schließlich wird das typische RI Signal im Detail beschrieben.

Eine wichtige Einschränkung der Lang-Kobayashi-Theorie ist, dass diese nur für den Einmodenbetrieb gilt. Für die in dieser Arbeit verwendeten Lasersysteme wird der Einmodenbetrieb in der Regel durch DFB-Gitter erreicht.

3.3 Experimenteller Aufbau

Dass die Ausgangsleistung des Halbleiterlasers so empfindlich von der Phase des zurückgekoppelten Lichts abhängt, bildet die Grundlage des Rückkopplungsinterferometers (RI). Für jede Verschiebung des externen Spiegels um eine halbe Wellenlänge durchläuft die emittierte Leistung, analog zum Interferenzsignal auf dem Detektor beim Michelsonaufbau (vgl. Inset in Abbildung 3.2), sowohl ihr Maximum als auch ihr Minimum. Tatsächlich kann man den Effekt im Halbleiterlaser auch als Interferenz betrachten. In der richtigen Phasenlage kommt es zu konstruktiver Überlagerung zwischen dem Licht in der Kavität und dem zurückgekoppelten Licht. Die erhöhte Feldamplitude beeinflusst die Schwellbedingung, was zu einer

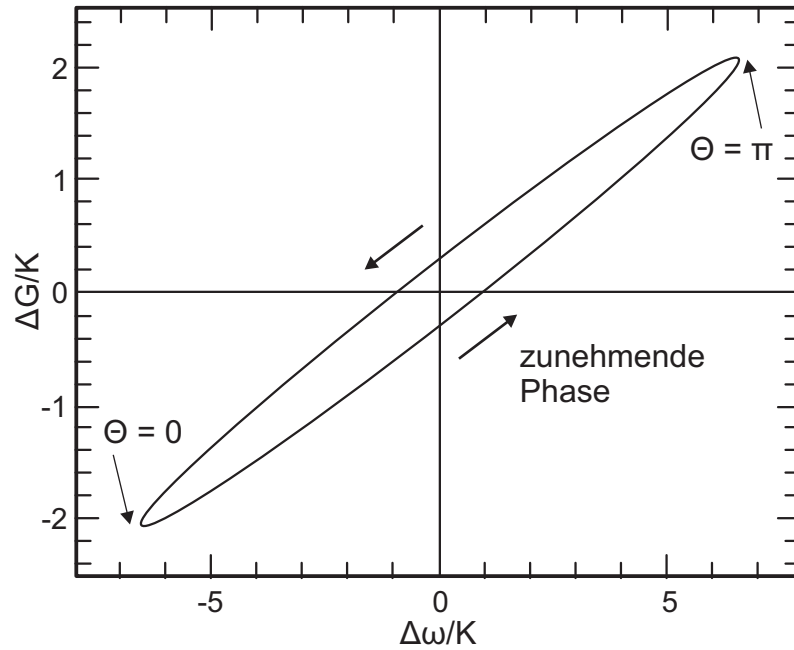


Abbildung 3.5.: Lösungen der Lang-Kobayashi-Gleichungen. Die Moden liegen auf einer Ellipse.

erhöhten Ausgangsleistung führt. Betrachtet man nun den Rückkoppelspiegel als das zu untersuchende Objekt, so wird deutlich, dass Verschiebungen dieses Objektes mit interferometrischer Genauigkeit bestimmt werden können. Praktische Bedeutung erlangt dies durch die Tatsache, dass der RI Effekt auch bei sehr schwacher Rückkopplung auftritt. Es ist daher ausreichend, wenn das Objekt das Licht diffus in Richtung Laser zurück streut. Verschiebungen des Objekts können nun durch Zählen der Minima und Maxima des phasenabhängigen Intensitätssignals gemessen werden. Der Intensitätsverlauf einer vollen Phasenverschiebung um 2π , also eine Intensitätsvariation von Minima zu Minima, soll im weiteren als Interferenzpeak bezeichnet werden. Ein entscheidender Unterschied zu anderen Interferometertypen ist, dass es zu einer vom Alphaparameter abhängigen Asymmetrie dieser Interferenzpeaks in Bezug auf die Phasenlage kommt. Dadurch kann festgestellt werden, ob die Ellipse aus Abbildung 3.5 im oder gegen den Uhrzeigersinn durchfahren wird, d.h. ob sich das Objekt auf den Laser zu oder davon weg bewegt [21]. Neben Verschiebungen [43, 44] lassen sich mit diesem Interferometer z.B. Vibrationen [20, 45], Geschwindigkeiten [18, 23], und Entfernungen [22, 46, 47] bestimmen. Auch die Messung der Neigung des Rückkoppelobjektes ist möglich [48].

Das Messprinzip ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Der Laserstrahl trifft auf ein Objekt, welches ihn mit variabler Phasendifferenz Θ in den Laser zurück koppelt. Die Bewegungen des reflektierenden Objekts können mit diesem Aufbau gemessen werden. Für die weiteren Überlegungen in diesem Kapitel soll der Fall betrachtet werden, in dem das Objekt mit konstanter Frequenz oszilliert. Dies ermöglicht eine Analyse des RI Signals unter kontrollierten Bedingungen.

3.4 Rückkopplungsparameter C und Rückkopplungsinterferometrie-Signal

Das Verhalten des Lasers in Bezug auf seine Frequenz und Ausgangsleistung entspricht den Gleichungen 3.4-3.6. Dieses Verhalten ist qualitativ abhängig von der Anzahl der Lösungen von Gleichung 3.5. Nützlich ist hierbei der Rückkopplungsparameter C . Dieser wird zum ersten Mal im Detail von Acket, Lenstra *et al.* untersucht [49, 50, 51] und von ihnen definiert als:

$$C = \frac{1 - R_{int}}{\tau_{int}} \sqrt{\frac{f_{ext}}{R_{int}}} \tau_{ext} \sqrt{1 + \alpha^2} \quad (3.7)$$

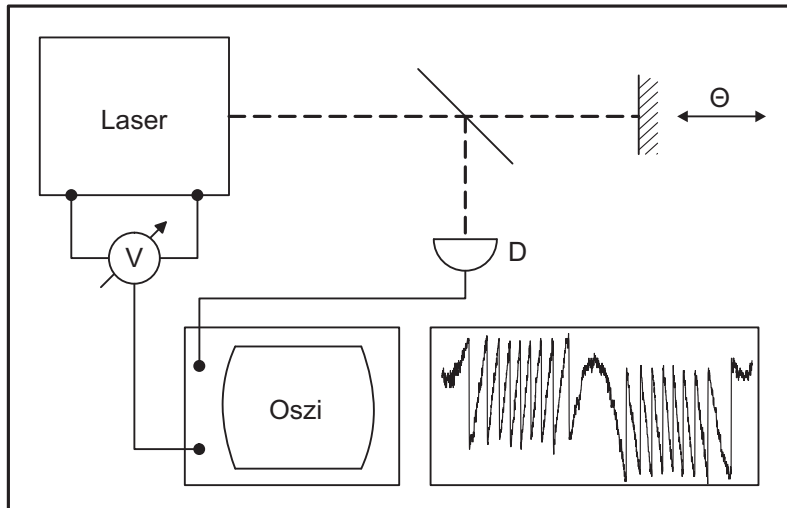


Abbildung 3.6.: Prinzip des Rückkopplungsinterferometers. Der Laserstrahl trifft auf ein Target und wird von dort diffus und mit variabler Phasendifferenz Θ in den Laser zurückreflektiert. Die dadurch erzeugte Variation der Ausgangsleistung kann entweder im optisch mit einem Detektor D, oder im Falle des Halbleiterlasers auch als Spannungsabfall über dem Laser gemessen werden. Die Auswertung erfolgt an einem Oszilloskop. Das Inset zeigt ein typisches RI Signal welches mit Hilfe des Laserdetektors aufgezeichnet worden ist.

C ist dabei abhängig von der Rückkopplungsstärke f_{ext} , aber auch von der Entfernung zum Rückkoppelobjekt und ebenso vom Alphaparameter. Die Relevanz des Rückkopplungsparameters zeigt sich darin, dass sich die optische Rückkopplung durch ihn in charakteristische Bereiche unterteilen lässt. Es ergibt sich genau eine Lösung für Gleichung 3.5 falls $C < 1$ gilt. Für höhere Rückkopplungsparameter ergeben sich mehrere Lösungen der Frequenzgleichung. Für die Phase $\Theta = \omega_0 \tau_{ext}$ existieren dann bei gleicher Resonatorlänge mehrere stabile Lösungen für die Laserfrequenz ω_0 , die externen Resonatormoden. Dies hat auch entscheidenden Einfluss auf das Verhalten der Ausgangsleistung des Lasers, welche die Messgröße der gezeigten Experimente sein wird. Abbildung 3.7 zeigt den berechneten Verlauf der Ausgangsleistung

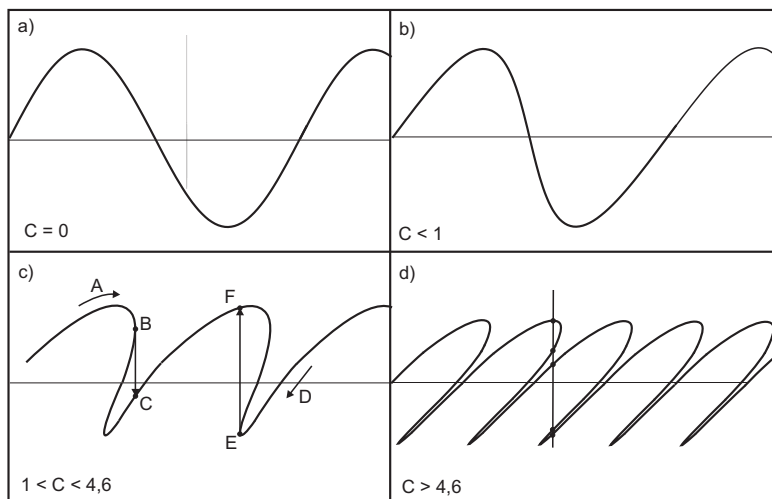


Abbildung 3.7.: Einteilung in verschiedene Regimes in Abhängigkeit des Rückkopplungsparameters C . Aufgetragen ist der theoretische Verlauf der Ausgangsleistung als Funktion der Rückkopplungsphase.

in Abhängigkeit der Rückkopplungsphase für unterschiedliche C -Parameter. In der Leistungscharakteristik des Lasers zeigen sich diese Mehrfachlösungen als Hystereseeffekte. Dieses Verhalten ist in Abbildung 3.7(c) aufgetragen. Für steigende Phasenänderungen läuft der Laser Pfad A entlang bis zum Punkt B der

Kurve. Von hier springt die Ausgangsleistung zu Punkt C. Geht man den umgekehrten Weg, verringert also die Phase, so sinkt die Ausgangsleistung entlang Pfad D bis zum Punkt E und springt dann zum Punkt F. Für Werte von C größer als 4,6 hat die Funktion bereits fünf Lösungen. Der Laser arbeitet hier nicht mehr stabil und geht zu chaotischem Verhalten über. Für den Betrieb als Rückkopplungsinterferometer ist daher darauf zu achten den Rückkopplungsparameter in einem Bereich von $C < 4,6$ zu halten. Die Analyse der zeitabhängigen Ausgangsleistung erfolgt dann mithilfe eines Oszilloskops.

Das durch den oben beschriebenen Aufbau erzielte Messsignal am Oszilloskop ist in Abbildung 3.8

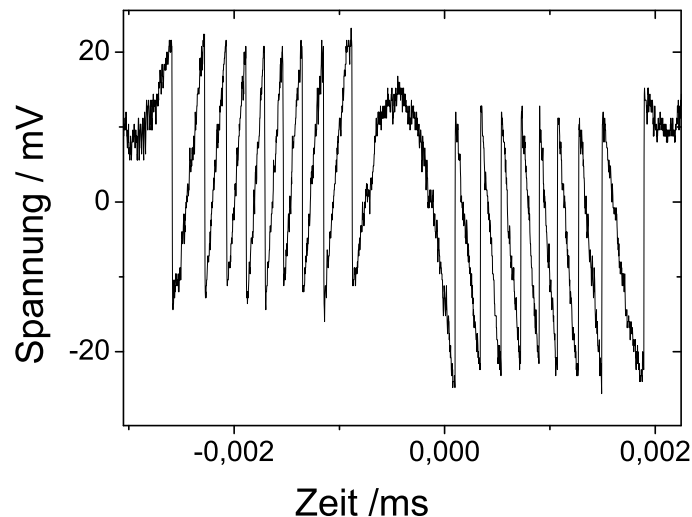


Abbildung 3.8.: Typisches RI Signal: Die zeitabhängige Ausgangsleistung des Lasers, gemessen als Photospannung an einem Detektor.

dargestellt. Gezeigt ist eine einzelne Oszillationsperiode des Reflektors. Der linke Teil des Signals wird durch einen sich entfernenden Reflektor verursacht. Der Umkehrpunkt ist in der Mitte des Signals; die rechte Seite zeigt das Signal eines sich annähernden Reflektors. Das Interferometer arbeitet hier in einem Bereich von $1 < C < 4,6$ und zeigt ein typisches Ergebnis einer solchen Messung. Man kann deutlich die Hysteresesprünge erkennen, ebenso den Offset zwischen der linken und rechten Hälfte des Signals. Dies rührt daher, dass bei steigender Phase das Maximum und bei sinkender Phase das Minimum der Leistung in Abbildung 3.7(c) durchfahren wird. In dieser Zeitserie, die im Folgenden RI Signal oder RI Spur genannt wird, sind eine Reihe von Informationen über das System enthalten:

- Die Periodendauer des kompletten Signals spiegelt die Oszillationsfrequenz des Reflektors wider.
- Aus der Zahl der Peaks kann die Schwingungsamplitude des Reflektors abgelesen werden. Es entsteht jeweils ein Peak für eine Verschiebung um eine halbe Laserwellenlänge.
- Die Zahl der Peaks pro Zeitintervall ergibt die momentane Geschwindigkeit des Reflektors. Im Signal in Abbildung 3.8 erkennt man, dass der Abstand der Peaks über die ganze Periode relativ konstant bleibt. Der Reflektor wurde hier mit einer Dreiecksspannung angesteuert. Eine Sinusspannung ergäbe eine ungleichmäßigere Verteilung. Die Geschwindigkeit ist hier unter Zuhilfenahme der Zeitachse als Verschiebung pro Zeit durch die Zahl der Peaks pro Zeiteinheit gegeben. Mit dem gleichen Aufbau ist es auch möglich die Geschwindigkeit des Objektes über die Laser-Doppler-Velocimetrie zu bestimmen, falls ein elektrischer Spektralapparat (ESA) verwendet wird.
- Die Neigung der Interferenzpeaks ist abhängig vom Rückkoppelparameter C , aber insbesondere auch vom Alphaparameter. Durch eine Analyse der Form der Interferenzpeaks können diese beiden Größen abgeleitet werden.

- Abbildung 3.8 zeigt eine Einzelschussmessung des Oszilloskops. Aus der Dynamik des Signals lassen sich allerdings weitere Informationen ableiten. Die Position der Peaks auf der Zeitachse spiegelt so z.B. die Phasenlage wider. Wandern die Peaks seitwärts, ändert sich das Verhältnis der effektiven Resonatorlängen von externem und internem Resonator. In der Regel wird dies durch Temperaturschwankungen des Lasers verursacht. Man kann also sehr genau die dadurch bedingte Änderung der Resonatorlänge messen. Im Grunde können aber auch Brechungsindexänderungen dafür verantwortlich sein. Dies ermöglicht Messungen der optischen Eigenschaften z.B. von Gasen im externen Resonator oder auch interner Laserparameter wie die Ladungsträgereinflüsse auf den Brechungsindex.
- Zusätzlich ist die Position der Peaks hochfrequenten Fluktuationen unterworfen. Diese haben ihren Ursprung, neben mechanischen Instabilitäten, im Phasenrauschen des Lasers und können daher zur Bestimmung der Linienbreite genutzt werden. Diese Messmethode wird später eingehend beschrieben.
- Die Amplitude des Signals ist unter anderem abhängig von der Resonatorlänge der L_{int} , der Entfernung zum Reflektor L_{ext} aber auch vom Anteil des zurückgekoppelten Lichts f_{ext} im externen Resonator. Bei Detektion durch eine Monitorphotodiode mit Effizienz η_{pd} gilt für die Signalamplitude im Bereich $C \leq 1$:

$$S_l = \eta_{pd} \frac{q}{h\nu} P_0 \frac{2\tau_p \sqrt{f_{ext}} (1 - R_{int}) \frac{I}{I_{th}} - \frac{N_0}{N_{th}}}{\tau_{int} \sqrt{R_{int}} \frac{I}{I_{th}} - 1} \quad (3.8)$$

Dabei ist τ_p die Lebensdauer der Photonen und N_0 die Ladungsträgerzahl, bei der Transparenz erreicht wird [38].

- In Abbildung 3.8 liegen die Maxima und Minima auf einer horizontalen Geraden. Abweichungen in der Steigung dieser Gerade deuten darauf hin, dass die Reflektorebene nicht senkrecht zur Strahlrichtung steht.

Gerade der Alphaparameter hat durch seinen Einfluss auf den Rückkopplungsparameter und die allgemeinen Eigenschaften von Lasern unter Rückkopplung eine große Bedeutung für das Interferometer. Hiermit ist nun die Möglichkeit gegeben, diesen Parameter unter Betriebsbedingungen zu vermessen. Andere Methoden erlauben nur Messungen unterhalb der Schwelle. Die folgende Lasercharakterisierung erfolgt an einem Aufbau, wie er für spätere Messaufgaben verwendet werden soll. Dies geschieht zunächst unter kontrollierten Rückkoppelbedingungen, was den Hauptteil des nächsten Abschnittes ausmacht. Später kann dann unter Kenntnis der so ermittelten Laserparameter der Laser für Messaufgaben verwendet werden.

Das hier vorgestellte Rückkopplungsinterferometer soll nun mit Quantenkaskadenlasern verwendet werden. Diese Laser unterscheiden sich in ihrer inhärenten Physik von herkömmlichen Halbleiterlasern. Es folgt eine Einführung in die Funktionsweise der Quantenkaskadenlaser, die die wichtigen Unterschiede dieses Lasertyps in Bezug auf die bisher diskutierten Eigenschaften aufzeigt. Dies sind konkret das Gewinnspektrum, die Ratengleichungen, das Rauschverhalten und das Verhalten unter optischer Rückkopplung.

Quantenkaskadenlaser

- Spektroskopische Anwendungen
 - Tumordiagnose durch Atemluftanalyse
 - Kontrolle von Umweltgiften in Abgasen
 - Früherkennung von Brandstellen
- Militärische Anwendungen
 - Blenden von hitzesuchenden Raketen
 - Wärmebildkameras
 - Als THz Quelle zur Bildgebung
- Freistrahldatenkommunikation

Abbildung 4.1.: Einige Anwendungsgebiete von Quantenkaskadenlasern

4 Quantenkaskadenlaser

4.1 Einführung

1971 hatten Kazarinov und Suris die Grundidee für den Quantenkaskadenlaser [11]. Sie beruht auf einem strahlenden Übergang zwischen den diskreten Energieniveaus in Quantenfilmen. Bis erstmals ein funktionstüchtiger Laser demonstriert wurde vergingen noch einmal über zwanzig Jahre. Dies lag zum einen an dem ausgeklügelten Laserdesign, welches nötig ist, um Besetzungsinversion im Laser zu erreichen, sowie an den beschränkten Möglichkeiten des Kristallwachstums. Erst durch Entwicklung der Molekularstrahlepitaxie (MBE) konnten die benötigten dünnen Schichten mit ausreichender Präzision reproduzierbar gewachsen werden [13]. Was den Quantenkaskadenlaser so interessant macht, ist dass er durch sein Laserdesign zentrale Wellenlängen in einem Bereich von ca. 2,5-120 μm erreicht. Um diese zentrale Wellenlänge ist er dann durch Änderung der Betriebsparameter abstimmbare. Die erreichbaren Ausgangsleistungen liegen dabei für Raumtemperaturbetrieb heute schon bei 3,4W im Dauerstrichbetrieb [16]. Dass diese Emissionswellenlängen mit der erreichbaren Leistung im mittel- bis ferninfraroten Spektralbereich liegen, prädestiniert den Quantenkaskadenlaser für spektroskopische Anwendungen, da sich in diesem Bereich fundamentale Absorptionslinien vieler Moleküle befinden [52]. Einige seiner Anwendungsgebiete sind noch einmal in Abbildung 4.1 zusammengefasst.

Durch sein Funktionsprinzip, welches sich in der inhärenten Physik fundamental vom Dioden-Kantenemitter unterscheidet, ist zu erwarten, dass er in Hinblick auf seine darauf beruhenden makroskopischen optischen Eigenschaften ebenfalls ein neuartiges Verhalten zeigt. Die relevanten Halbleiterlasereigenschaften, die Rückkopplungs-Eigenschaften, das Rauschverhalten und die Linienbreite wurden im vorangegangenen Kapitel vorgestellt. Im Folgenden soll nun erläutert werden, in welcher Weise sich diese beim Quantenkaskadenlaser unterscheiden. Die in dieser Arbeit durchgeführte Charakterisierung des Lasers erfolgt dann in Hinblick auf diese Eigenschaften.

4.2 Funktionsweise des Quantenkaskadenlasers

4.2.1 Quantisierte Zustände

Wie zuvor beschrieben, basiert der Quantenkaskadenlaser auf optischen Übergängen in Quantenfilmen. Es ist daher nahe liegend zunächst kurz auf diese einzugehen. Ein Quantenfilm entsteht, indem man eine nur wenige Atomlagen dünne Schicht eines Halbleitermaterials mit einer kleinen Energiebandlücke zwischen zwei Schichten mit größerer Energiebandlücke wächst. Leitungs- und Valenzband erfahren dann eine Diskontinuität, wie sie in Abbildung 4.2 gezeigt ist. Durch die geringe Dicke der Schicht, die sich

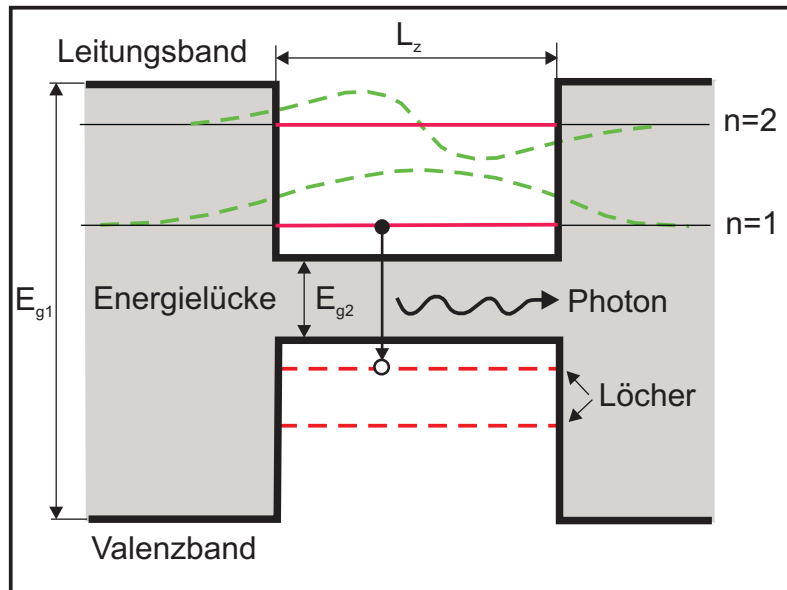


Abbildung 4.2.: Banddiagramm eines Quantenfilmlasers. Im Potentialtopf existieren diskrete Energieniveaus für Elektronen und Löcher. Die Wellenfunktion der Elektronen ist ebenfalls eingezeichnet (grün).

in der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge befindet, ist die Bewegungsfreiheit der Ladungsträger in dieser Richtung eingeschränkt. Es entstehen quantisierte Energieniveaus im Potentialtopf. Die optisch aktiven Übergänge in einem solchen Quantenfilmlaser finden dann zwischen den diskreten Energieniveaus der Potentialtöpfe in Leitungs- und Valenzband statt. Die genaue Lage dieser Niveaus und damit die emittierte Wellenlänge lassen sich über die Breite des Quantenfilms beim Wachstum des Lasers einstellen. Im Valenzband entstehen aufgrund der unterschiedlichen effektiven Massen sowohl Energieniveaus für die leichten als auch für die schweren Löcher.

Anstelle eines solchen *Interbandübergang* zwischen Leitungs- und Valenzband basiert der Quantenkaskadenlaser auf einem *Intrabandübergang*¹, indem der optische Übergang zwischen den Energieniveaus *innerhalb* des Potentialtopfes im Leitungsband stattfindet.

4.2.2 Intrabandübergänge

Das Grundprinzip des Quantenkaskadenlasers ist der optische Übergang innerhalb des Leitungsbandes, also vom oberen Niveau des Potentialtopfes im Leitungsband in Abbildung 4.2 zum unteren Niveau des gleichen Potentialtopfes. Eine Eigenschaft dieses unipolaren Übergangs ist es, dass das Elektron nach der Emission des Photons dennoch im Leitungsband verbleibt. Dies ermöglicht eine kaskadierte Struktur mehrerer solcher Potentialtöpfe. Dieses Prinzip der Kaskadierung ist in Abbildung 4.3 für zwei Töpfe

¹ oder auch Intersubbandübergang

dargestellt. Aufgrund der endlichen Tiefe der Potentialtöpfe sind die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der gebundenen Zustände, wie in Abbildung 4.2 gezeigt, nicht auf den Quantenfilm beschränkt, sondern reichen darüber hinaus. Liegen jetzt zwei solcher Quantenfilme dicht beieinander, so kommt es zu einem Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten und es besteht die Möglichkeit, dass Ladungsträger von einem Potentialtopf in den nächsten tunneln. Das Elektron befindet sich also zunächst in Niveau N_3 des linken Topfes, relaxiert unter Emission eines Photons auf das Niveau N_2 des linken Potentialtopfes. Von hier tunnelt es auf das obere Niveau N_3 des rechten Potentialtopfes und kann nun ein weiteres Photon emittieren. Der hier gezeigte gekippte Verlauf der Leitungsbandkante wird durch die angelegte Betriebs-

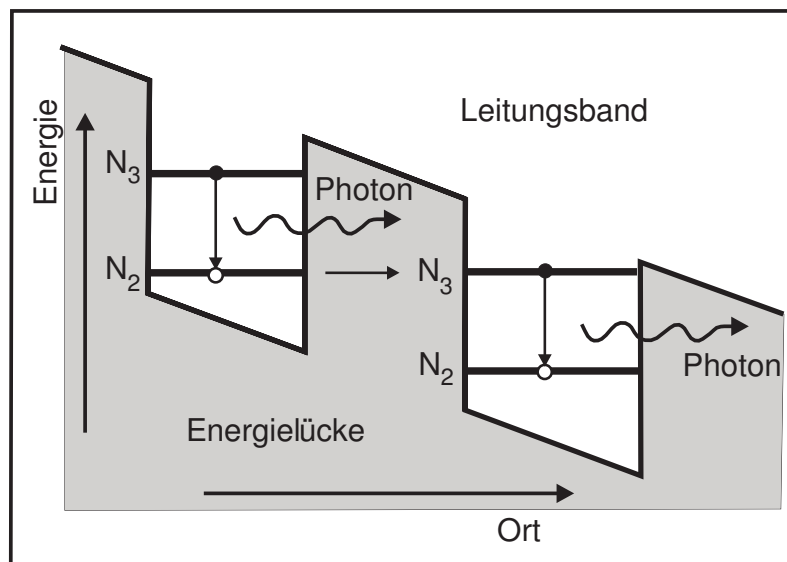


Abbildung 4.3.: Banddiagramm des Funktionsprinzips des Quantenkaskadenlasers. Gezeigt sind zwei Potentialtöpfe. Nachdem im ersten Potentialtopf ein optischer Übergang zwischen Niveau N_3 nach N_2 geschehen ist, tunnelt das Elektron vom Niveau N_2 des ersten Potentialtopfes auf das Niveau N_3 des zweiten Potentialtopfes wo ein zweiter optischer Übergang geschehen kann.

spannung verursacht. Dabei wird der Quantenkaskadenlaser so konstruiert, dass die Energieniveaus der beiden Quantenfilme unter einer elektrischen Vorspannung des Bandes übereinstimmen. Das Valenzband ist in Abbildung 4.3 nicht eingezeichnet, da es sich hier um einen reinen Intradbandübergang innerhalb des Leitungsbandes handelt.

Eine der Schwierigkeiten beim Entwurf von Quantenkaskaden-Laserstrukturen ist das Erreichen der Besetzungsinversion. Diese ist wie beim Gaslaser nicht durch das gezeigte System mit zwei Niveaus pro Topf zu erzielen. Man benötigt ein drittes Niveau N_1 , welches über Phononen an das Niveau N_2 gekoppelt ist, und in das die Ladungsträger schnell relaxieren können. Außerdem ist der angedeutete tunnelnde Injektionsprozess viel zu unwahrscheinlich um den Laserbetrieb zu ermöglichen. Konkret ist das Leitungsband eines Quantenkaskadenlasers in Abbildung 4.4 gezeigt. Man sieht wieder zwei Verstärkungsstufen. Eine solche besteht aus einem aktiven Bereich und einem Injektor. Im aktiven Bereich sind dabei die drei Laserniveaus realisiert. Es ist zu beachten, dass die drei Niveaus nicht durch in einem einzelnen Potentialtopf realisiert sind, sondern durch drei Töpfe. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Elektronen in diesen Töpfe überlappen, so dass sich die Niveaus eigentlich über alle drei Töpfe erstrecken und die Elektronen über diesen Bereich "verschmieren". Anstelle des einfachen Tunnelns in Abbildung 4.3 wird im Quantenkaskadenlaser eine komplizierte Injektorstruktur benötigt. Dieser Injektor besteht wiederum aus einer großen Zahl dicht beieinander liegender Potentialtöpfe, dem so genannten Übergitter oder *superlattice*. Auf diese Weise verbreitern die diskreten Energieniveaus wiederum zu einem Energieband, dem so genannten Miniband. Dieses stellt dann ein Sub-Band innerhalb des Leitungsbandes dar. Es erfüllt im Prinzip zwei Aufgaben. Zum einen koppelt es energetisch an beide unteren Niveaus N_2 und N_1 im Laser und begünstigt deren Entvölkerung. Zum anderen dient es als Injektor für die kaskadierte

Struktur des Lasers². Da die Ladungsträger auch nach dem Laserübergang im Leitungsband verbleiben, können mehrere dieser Laserübergänge hintereinander geschaltet werden. Auf diese Weise ist es möglich,

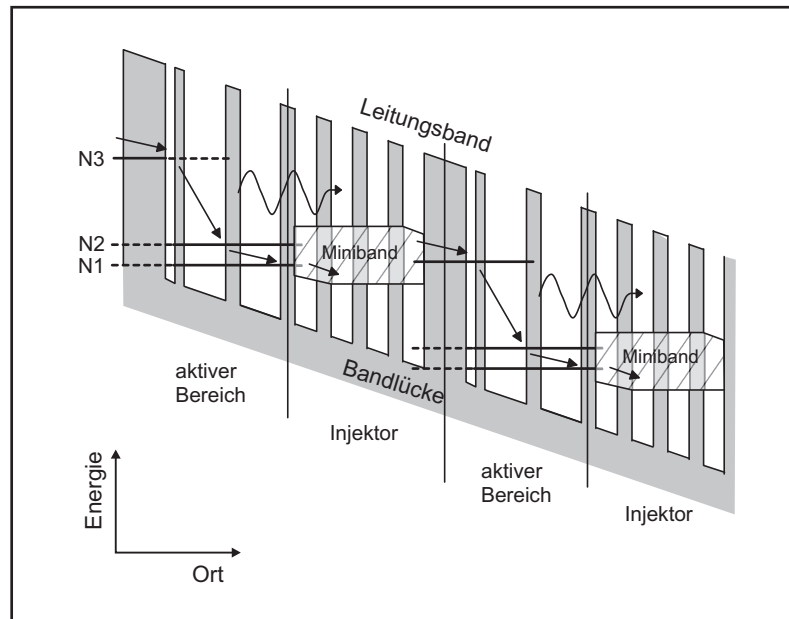


Abbildung 4.4.: Typisches Leitungsband eines Quantenkaskadenlasers. Kaskadierte Struktur aus Injektoren und aktiven Zonen. Injektoren bestehen aus Subbändern die durch Übergitter realisiert werden.

mit jedem Elektron eine Vielzahl von Photonen zu erzeugen. Dadurch können hohe Quanteneffizienzen erreicht werden. In der Anfangszeit der Quantenkaskadenlaser war dies notwendig, da der Laser aufgrund der komplexen Struktur hohe Verluste durch Spontanemission aufwies. Das Erreichen von Raumtemperaturbetrieb erst im gepulsten und dann im Dauerstrichbetrieb waren Meilensteine in der Laserentwicklung [54, 55, 56, 57, 58]. So lag die Wallplug-Effizienz, also die erzielte optische Ausgangsleistung pro elektrischer Leistung, zu Anfang im niedrigen Prozentbereich. Heutzutage sind erste Demonstrationen von Quantenkaskadenlasern mit Effizienzen größer 50% veröffentlicht worden [15, 59, 60].

Die Herstellung von Quantenkaskadenlasern ist sehr aufwändig, da diese aus über 100 Verstärkungsstufen bestehen können. Der Laser besteht dann aus mehreren hundert Halbleiterschichten. Diese müssen mit hoher Präzision gewachsen werden. Zur Verbesserung von Eigenschaften wie Raumtemperaturbetrieb, gesteigerten Ausgangsleistungen und Effizienzen gibt es eine Reihe von Konzepten, durch die die Laser von dem vorgestellten relativ generellen Prinzip abweichen können. So wurde in der Vergangenheit beispielsweise an Konzepten geforscht, bei denen der optische Übergang im Laser zwischen zwei Minibändern im Leitungsband stattfindet [61, 62, 63, 64, 65, 66, 67]. Einmodige Laserstrukturen werden durch Aufbringen von DFB-Gittern erreicht [68, 69]. Die hier verwendeten Laser entsprechen aber dem oben vorgestellten Funktionsprinzip und dessen Einfluss auf die in Abschnitt 2 vorgestellten Parameter soll im Folgenden diskutiert werden.

4.3 Spezifische Eigenschaften

Quantenkaskadenlaser stellen eine relativ junge Art von Halbleiterlasern dar. Die theoretische Modellierung dieser Laser hat daher erst vor kurzem begonnen. In den letzten Jahren sind eine ganze Reihe von Veröffentlichungen erschienen, die das Ziel haben, die physikalischen Vorgänge im Quantenkaska-

² Obwohl die große Zahl der Quantenkaskadenlaser über einen solchen Injektor verfügt, sind auch Realisierungen ohne Injektor möglich [53].

denlaser adäquat theoretisch zu beschreiben [70, 71, 72, 73, 74, 75]. Auch wenn einige Modelle sehr gute Voraussagen für die experimentellen Ergebnisse liefern, so kann hier noch lange nicht von etablierten Standardmodellen gesprochen werden.

4.3.1 Gewinnspektrum

Der optische Übergang in einem Dioden-Halbleiterlaser geschieht zwischen dem Leitungs- und dem Valenzband. Die dabei beteiligten Elektronen und Löcher haben unterschiedliche effektive Massen und die Leitungsbandkanten im Impulsraum sind unterschiedlich gekrümmt (vgl. Abb. 2.3). In einem Quantenkaskadenlaser ist das nicht so. Hier geschieht der optische Übergang nur innerhalb des Leitungsbandes, zwischen rein elektronischen Bändern. Diese Bänder haben in erster Näherung, wie in Abbildung 4.5

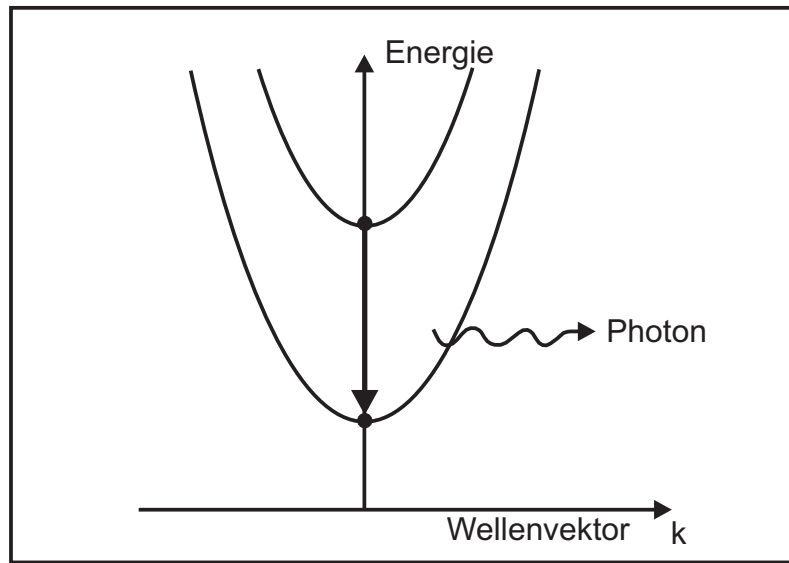


Abbildung 4.5.: Parabolische Subbänder der gleichen Masse und Krümmung.

gezeigt, die gleiche Krümmung. Die Energiedifferenz des Übergangs ist daher unabhängig vom Impuls. Es ergibt sich ähnlich einem Gaslaser ein Übergang bei einer scharf begrenzten Wellenlänge. Daraus folgt, dass das Gewinnspektrum von Quantenkaskadenlasern wieder symmetrisch ist. Dies wurde bereits experimentell bestätigt [76]. Es lässt sich für den Gewinn folgende Beziehung angeben:

$$G(\omega) = \frac{e^2 E_{32} |z_{32}|^2}{2\hbar c \epsilon_0 n_{eff} L_p} \frac{\gamma_{32}}{(E_3 - E_2 - \hbar\omega)^2 + \gamma_{32}^2/4} (N_3 - N_2) \quad (4.1)$$

Hier ist E_{32} die Energiedifferenz der Subbänder, z_{32} das Übergangsmatrixelement der Subbänder, L_p die Periodenlänge des Lasers, E_i die Energien der Laserniveaus und γ_{32} die Halbwertsbreite einer angenommenen lorentzförmigen Verbreiterung.

Es gilt in Bezug auf den Alphaparameter durch das symmetrische Gewinnspektrum im Prinzip wieder die gleiche Überlegung wie für Gaslaser, nämlich dass der ladungsträgerinduzierte Anteil des Brechungsindex an der spektralen Position des Maximums des Gewinnspektrums verschwindet. Aus diesen Überlegungen resultiert für Quantenkaskadenlaser theoretisch ein Alphaparameter von Null.

4.3.2 Ratengleichungen

In Bezug auf die Ratengleichungen von Quantenkaskadenlasern ist die Ladungsträgerdichte für die beiden Laserniveaus N_3 und N_2 für jede einzelne Verstärkungsstufe j gesondert zu betrachten (Vgl. Gleichung 2.22). Die Photonenzahl dichte ändert sich demnach auch in Abhängigkeit von der Zahl der Verstärkungsstufen [77, 78]:

$$\dot{N}_3^j = \frac{I^j}{q} - \gamma_{32}N_3^j - \gamma_{31}N_3^j - G^jP \quad (4.2)$$

$$\dot{N}_2^j = \gamma_{32}N_3^j - \gamma_{21}N_2^j + G^jP \quad (4.3)$$

$$\dot{P}^j = G^jP - \gamma_{ph}P^j + R_{sp} \quad (4.4)$$

Hierbei bezeichnet der Index j den Wert in der jeweiligen Verstärkungsstufe. Die Rate der Spontanemission ist in diesem Falle $R_{sp} = \beta N_3^j \gamma_3$ mit dem Spontanemissionsfaktor β . Die Gesamtphotonenzahl im Laser ist wieder P . In einem idealen Laser ohne Verluste mit identischen Verstärkungsstufen können die Indizes j der Gleichungen für die Ladungsträgerzahlen weggelassen werden. Die Photonenzahl ergibt sich dann aus der Summation über die Zahl der Verstärkungsstufen Z .

$$\dot{P} = (ZG - \gamma_{ph})P + Z\beta\gamma_3N_3 \quad (4.5)$$

Aus den geänderten Ratengleichungen für Quantenkaskadenlaser kann man für die Ladungsträgerdichten der beiden Laserniveaus N_3 und N_2 herleiten, dass es hier nicht wie für Halbleiterlaser üblich zum Gewinnclamping an der Laserschwelle kommt. Bei Quantenkaskadenlasern steigen die Ladungsträgerzahlen auch oberhalb der Schwelle weiter an, lediglich ihre Differenz $N_3 - N_2$ bleibt dann konstant. Dies ist in Abbildung 4.6 dargestellt.

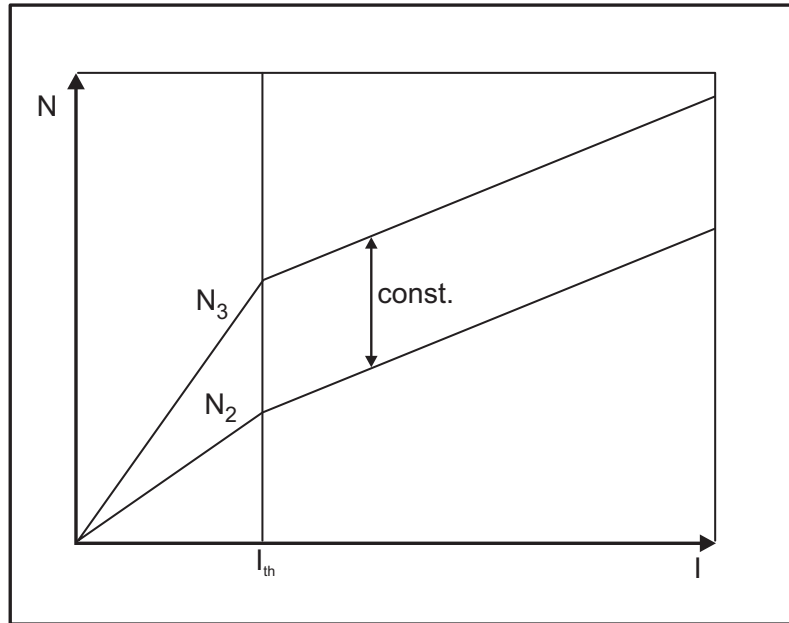


Abbildung 4.6.: Kein Clamping der Ladungsträgerzahl bei Quantenkaskadenlasern.

Aus den Ratengleichungen für Quantenkaskadenlasern kann nun wieder das Rauschverhalten und das Verhalten unter Rückkopplung bestimmt werden. Dazu werden im nächsten Abschnitt wieder Langevin'sche Rauschterme angefügt und im darauf folgenden Abschnitt aus den unmodifizierten Ratengleichungen die Lang Kobayashi Gleichungen für Quantenkaskadenlaser hergeleitet.

4.3.3 Rauschen und Linienbreite

Experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass das relative Intensitätsrauschen RIN von Quantenkaskadenlasern ein anderes Skalierungsverhalten zeigt, als man es von Diodenlasern gewohnt ist. Diese Ergebnisse lassen sich mithilfe der oben beschriebenen Ratengleichungen herleiten [77, 78, 79]. Dazu werden ähnlich zu der Herleitung in Abschnitt 2.4 Langevin'sche Rauschterme zu den Ratengleichungen des Quantenkaskadenlasers addiert und diese dann mittels Kleinsignalanalyse gelöst. Zum Rauschverhalten tragen die Ladungsträgerzahlen sämtlicher Laserniveaus bei. Das Intensitätsrauschen lässt sich durch die relevanten Rauschterme ausdrücken:

$$RIN = R_{PP} + R_{33} + R_{22} + R_{P3} + R_{P2} + R_{32} \quad (4.6)$$

Dabei ist R_{PP} der Beitrag durch Spontanemission, R_{33} und R_{22} der Anteil durch nichtstrahlende Verluste, R_{P3} und R_{P2} sind Rauschbeiträge durch Photonen-Elektronen-Wechselwirkungen und R_{32} wird durch spontane Übergänge zwischen den Laserniveaus verursacht. Die konkrete Form dieser Rauschterme wird durch die große Zahl der Rauschquellen, bedingt durch die Übergänge zwischen den einzelnen Ladungsträgerzahlen und dem photonischen Feld, durch einen sehr langen Ausdruck beschrieben. Eine ausführliche Beschreibung liegt außerhalb des Rahmens dieser Arbeit und kann der Literatur entnommen werden [77]. Alle diese Rauschterme sind unter anderem abhängig von der Zahl der Verstärkungsstufen Z . Diese beeinflusst daher auch das Skalierungsverhalten der Leistungsabhängigkeit des RIN in der Form $P^{-\gamma}$. Während wir in Abschnitt 2.4 gesehen haben, dass für Dioden-Interband-Halbleiterlaser ungefähr $\gamma = 3$ gilt, hängt γ beim Quantenkaskadenlaser von der Zahl der Verstärkungsstufen ab. Der Bereich von γ reicht von 2,69 für eine bis 1,84 für hundert Verstärkungsstufen. Für die häufig verwendeten 25 Verstärkungsstufen wird $\gamma = 1,97$. Aus dem obigen Rauschmodell ergibt sich dann, dass für diese niedrige Anzahl von Verstärkungsstufen die Spontanemission die ausschlaggebende Rauschquelle ist, dass aber mit steigender Zahl der Verstärkungsstufen die nicht-strahlenden Verluste zunehmend dominieren.

Die Berechnung der Linienbreite basiert auf dem gleichen Rauschmodell von T. Gensty, ist aber bisher von ihm unveröffentlicht. Es soll hier, ohne das Rauschmodell in voller Länge darzustellen, ein Ausdruck für die Linienbreite angegeben werden, und dieser dann im experimentellen Zusammenhang diskutiert werden.

Zum Berechnen der Linienbreite wird die Ratengleichung für die Phase des elektrischen Feldes benötigt. Diese ergibt sich analog zu Gleichung 2.20 aus Gleichung 4.5 [80]:

$$\dot{\phi}(t) = -\frac{\bar{\mu}}{\mu_g}(\omega_0 - \Omega) + \frac{1}{2}\alpha(ZG - \gamma_{ph}) \quad (4.7)$$

Durch das in Abschnitt 2.4 beschriebene Verfahren kann in diesem Fall die Rauschgröße $\langle(\Delta\phi)^2\rangle$ für Quantenkaskadenlaser bestimmt werden:

$$\langle(\Delta\phi)^2\rangle = \frac{Z}{P}(\beta\gamma_3N_3 + gN_3P)(1 + \alpha^2)t + F_r(t) \quad (4.8)$$

Dabei resultiert der erste Term in der ersten Klammer aus Beiträgen durch Spontanemission. Der dritte Term $F_r(t)$ leitet sich aus den Relaxationseigenschaften des Lasers ab und ist gegeben durch:

$$F_r(t) = \text{Re}\left\{2i \sum_k \frac{\epsilon_k f_z(\omega_k)[1 - e^{i\omega_k t}]}{\omega_k^2 \prod_{j \neq k} (\omega_k - \omega_j)}\right\} \quad (4.9)$$

Die Funktion beschreibt die Summation über die sechs Wurzeln der Funktion $|\vec{H}(\omega)|^2$ aus [77], die wie dort beschrieben zur Auswertung der Kleinsignalgleichungen benötigt wird. Dabei laufen die Indizes k, j

Parameter	Symbol	Wert
Resonatorlänge	L	$1000\mu\text{m}$
Wellenlänge	λ	$5,45\mu\text{m}$
Zahl der Kaskaden	Z	25
Schwellstrom	I_{th}	115mA
Brechungsindex	n_g	3,2
Gewinnparameter	g	$5,76 \times 10^4 \text{s}^{-1}$
Spontanemissionsfaktor	β	1×10^{-6}
Elektronenlebensdauer	τ_e	$1,48\text{ps}$
Photonenlebensdauer	τ_p	$4,28\text{ps}$
Übergangszeit $3 \rightarrow 2$	τ_{32}	$3,70\text{ps}$
Übergangszeit $3 \rightarrow 1$	τ_{31}	$2,48\text{ps}$
Übergangszeit $2 \rightarrow 1$	τ_{21}	$0,18\text{ps}$

Tabelle 4.1.: Typische Laserparameter für Quantenkaskadenlaser bei kryogenen Temperaturen.

jeweils von 1 bis 6. Es ist $\epsilon_k = 1$ falls der Imaginärteil von ω_k größer gleich Null ist, sonst Null. Die Funktion $f_Z(\omega_k)$ ist abhängig von der Zahl der Verstärkungsstufen und gegeben durch:

$$f_Z(\omega_k) = \frac{1}{4} \alpha^2 Z^2 g^2 [2Z(\beta\gamma_3 N_3 + gN_3 P) G^2 (4\omega_k^2 + (\gamma_{31} + \gamma_{21})^2)] \quad (4.10)$$

$$+ 2(\gamma_3 N_3 + gN_3 P)(\omega_k^4 + \omega_k^2(\gamma_{21} - \gamma_{32})^2) \quad (4.11)$$

$$+ 2(\gamma_{32} N_3 + gN_3 P)(\omega_k^4 + \gamma_3^2 \omega_k^2) \quad (4.12)$$

$$+ (\gamma_{32} N_3 + gN_2 P + gN_3 P)(2\omega_k^4 + \gamma_3 \omega_k^2(\gamma_{21} - \gamma_{32})) \quad (4.13)$$

Mit für Quantenkaskadenlaser typischen Zahlenwerten (siehe Tabelle 4.1) ergeben sich nach diesem Modell Linienbreiten in der Größenordnung von 20-40 kHz. Eine Modellierung auf Basis einer Lorentzlinie ist in Abbildung 4.7 gezeigt [80].

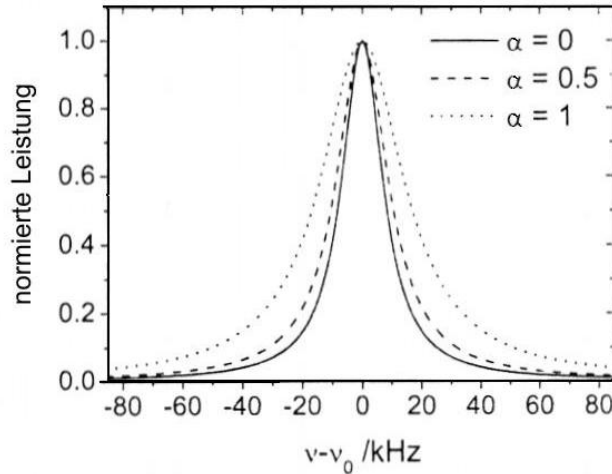


Abbildung 4.7.: Das normierte Leistungsspektrum der Laserlinie als Funktion der Frequenzverstimmung. Geht man von einem lorentzförmigen Gewinnspektrum aus ergeben sich Linienbreiten abhängig vom Alphaparameter in der Größenordnung von 40kHz [80].

Eine alternative Herleitung der Linienbreite findet sich in der Literatur [78]. Um zu entscheiden, welche theoretische Beschreibung die Prozesse im Laser am genauesten beschreibt, ist die experimentelle

Bestimmung der Linienbreite unbedingt notwendig. Experimente zur Linienbreite sind am Quantenkaskadenlaser eine Herausforderung und werden in Abschnitt 5.4.2 beschrieben. Dort werden unter anderem auch Messungen vorgestellt, die mit der RI Methode durchgeführt wurden. Hierbei wird nicht das Leistungsspektrum gemessen, sondern direkt die durch den Laser verursachten Phasenfluktuationen im Interferometer.

4.3.4 QCL unter optischer Rückkopplung: Die Lang Kobayashi Gleichungen

Für Quantenkaskadenlaser erfolgt die Berechnung der Lang-Kobayashi-Gleichungen analog zu Abschnitt 3.2 durch Verwenden der hergeleiteten Ratengleichungen (ohne die Langevin'schen Rauschterme 4.4). Es wird wieder durch Hinzufügen eines Terms die externe optische Rückkopplung berücksichtigt. Die modifizierten Gleichungen lauten dann:

$$\dot{P} = (ZG - \gamma_{ph})P + Z\beta\gamma_3 N_3 + 2 \cdot \frac{1 - R_{int}}{\tau_{int}} \sqrt{\frac{f_{ext}}{R_{int}}} \quad (4.14)$$

$$\times \sqrt{P(t)P(t - \tau_{ext})} \cos[\omega_0 \tau_{ext} + \phi(t) - \phi(t - \tau_{ext})] \quad (4.15)$$

$$\dot{\phi} = \frac{\bar{\mu}}{\mu_g} (\omega_0 - \Omega) + \frac{1}{2} \alpha (ZG - \gamma_{ph}) - \frac{1 - R_{int}}{\tau_{int}} \sqrt{\frac{f_{ext}}{R_{int}}} \quad (4.16)$$

$$\times \sqrt{\frac{P(t - \tau_{ext})}{P(t)}} \sin[\omega_0 \tau_{ext} + \phi(t) - \phi(t - \tau_{ext})]$$

Die Gleichung für die Ladungsträger unterliegt wieder keiner Änderung. Hieraus berechnen sich die Abweichungen der Größen G und ω zum Fall ohne Rückkopplung zu:

$$\Delta \tilde{G} = -\frac{2}{Z} \cdot \frac{1 - R_{int}}{\tau_{int}} \sqrt{\frac{f_{ext}}{R_{int}}} \cdot \cos \Theta \quad (4.17)$$

$$\Delta \tilde{\omega} = \frac{1 - R_{int}}{\tau_{int}} \sqrt{\frac{f_{ext}}{R_{int}}} \cdot (\sin \Theta + \alpha \cos \Theta) \quad (4.18)$$

Damit gilt für die optische Leistung:

$$\tilde{P} = \frac{(I - I_{th})}{q(\Delta \tilde{G} + \gamma/Z)} \quad (4.19)$$

Vergleicht man diese Gleichungen mit denen für Interband-Halbleiterlaser, so erkennt man, dass die Ellipse der Fixpunktlösungen aus Abbildung 3.5 in ΔG -Richtung um den Faktor Z gestaucht ist: $\Delta \tilde{G} = \frac{1}{Z} \Delta G$. Das Verhalten der Laserfrequenz wird offensichtlich nicht durch die Verstärkungsstufen beeinflusst. Die optische Ausgangsleistung ist proportional zur Zahl der Verstärkungsstufen $\tilde{P} = Z \cdot P$, was zu einer größeren Ausgangsleistung des Signals führt.

Basierend auf den hier zusammengefassten Lasergrundlagen sollen Quantenkaskadenlaser charakterisiert werden. Die Experimente wurden an drei verschiedenen Strukturen durchgeführt, den Lasern QCL Thales 4242 und 4248 (baugleich), QCL-II3930-III-06-13 DFB und QCL 24-IV-25. Einige Leistungsmerkmale dieser Laser sind im nächsten Abschnitt zusammengestellt.

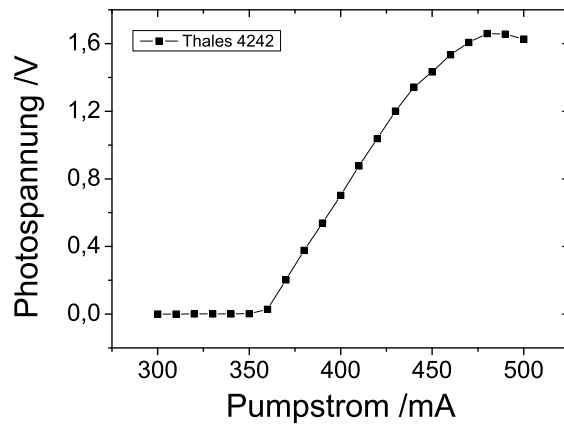


Abbildung 4.8.: QCL Thales 4242: Leistungskennlinie, T=10°C.

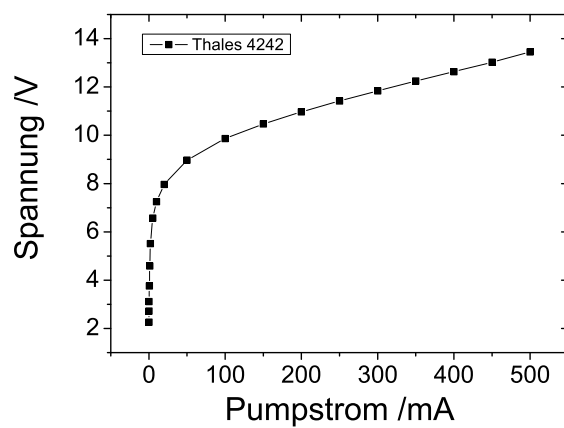


Abbildung 4.9.: QCL Thales 4242: Spannungskennlinie, T=10°C.

4.3.5 Spektren und Kennlinien von Quantenkaskadenlasern (ohne Rückkopplung)

Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen typische Messkurven von Ausgangsleistung und Spannung über dem Pumpstrom. Die Kennlinien gehören zum Laser QCL Thales 4242, der auch in späteren Messungen Verwendung findet. Die Spannungskennlinie zeigt die für Quantenkaskadenlaser typische hohe Betriebsspannung, die aus der hohen Zahl von Verstärkungsstufen resultiert. Ebenso erkennt man, dass die Spannung nicht sättigt, sondern auch oberhalb der Schwelle linear ansteigt. Dies liegt am fehlenden Ladungsträgerclamping im Quantenkaskadenlaser. Aus der Leistungskennlinie liest man einen vergleichsweise hohen Wert für den Schwellstrom ab. Dies resultiert aus der hohen Zahl nicht-strahlender Verluste im Laser. Dies führt zu einem im Vergleich zum Schwellstrom nur sehr kleinen Strombereich für den Betrieb des Lasers. Bereits 100mA oberhalb der Schwelle kommt es zu einem Einknicken der Kennlinie. Dieser „Roll-over“ hat nicht nur thermische Gründe, wie es vom Diodenlaser bekannt ist, sondern hängt mit der zunehmenden Verspannung des Leitungsbandes zusammen. Die Anpassung des Injektors an die Laserniveaus ist dann nicht mehr optimal.

Für diesen Laser wurde auch die Abhängigkeit der Emissions-Wellenlänge von Injektionsstrom und Temperatur gemessen. Diese Daten sind zusammen mit denen seines Zwillingslasers QCL Thales 4248 in Abbildung 4.10 aufgetragen. Es ist ein linearer Anstieg der Wellenlänge mit der Temperatur und dem

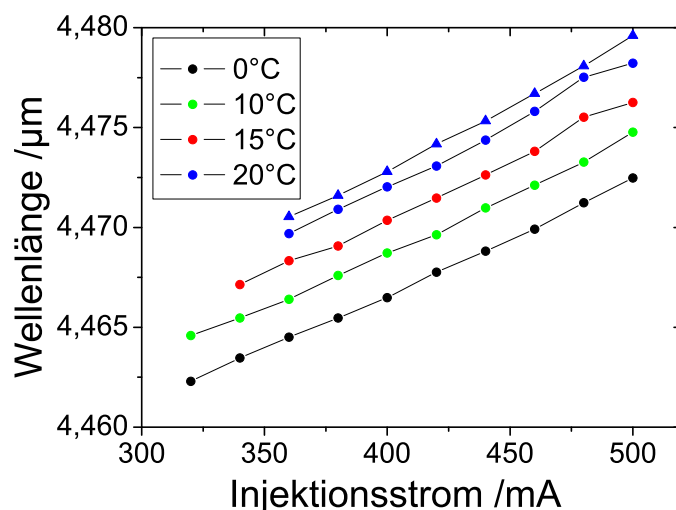


Abbildung 4.10.: QCL Thales 4248: Die Emissionswellenlängen in Abhängigkeit vom Injektionsstrom und der Temperatur. Der Graph mit den Dreiecken (Δ) zeigt Messwerte am Laser QCL Thales 4242 bei 20°C.

Injektionsstrom zu erkennen. Ebenso erkennt man einen kleinen Unterschied in den emittierten Wellenlängen der beiden baugleichen Laser bei gleichen Betriebsbedingungen.

Für den ebenfalls verwendeten Laser QCL-II3930-III-06-13 DFB zeigen die Abbildungen 4.11 und 4.12 temperaturabhängige Leistungskennlinien sowie einige optische Spektren in Abhängigkeit vom Injektionsstrom. Es zeigt sich, dass ein Dauerstrichbetrieb bei diesem Laser fast noch bei Raumtemperatur möglich ist, und dass die Leistung nahezu linear mit der Temperatur skaliert. Die spektrale Ansicht zeigt, dass der Laser noch auf einer Seitenmode emittiert. Bereits knapp oberhalb der Schwelle ist die Seitenmodenunterdrückung besser als 20dB und damit gut genug für RI Experimente.

Nachdem nun der Quantenkaskadenlaser ausführlich vorgestellt worden ist, kann im nächsten Kapitel mit der weitergehenden Lasercharakterisierung begonnen werden. Die dabei verwendeten Messmethoden und die dazugehörigen Experimente werden dort eingehend beschrieben. Die Bestimmung des Alphaparameters, des Intensitätsrauschens und der Linienbreite bilden dabei den Kern dieser Arbeit.

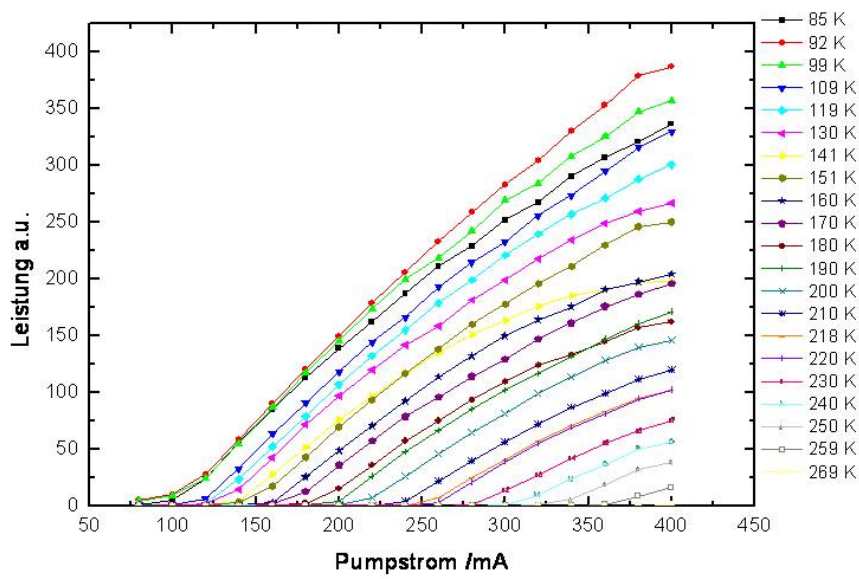


Abbildung 4.11.: QCL-II3930-III-06-13 DFB: Temperaturabhängige Leistungskennlinien.

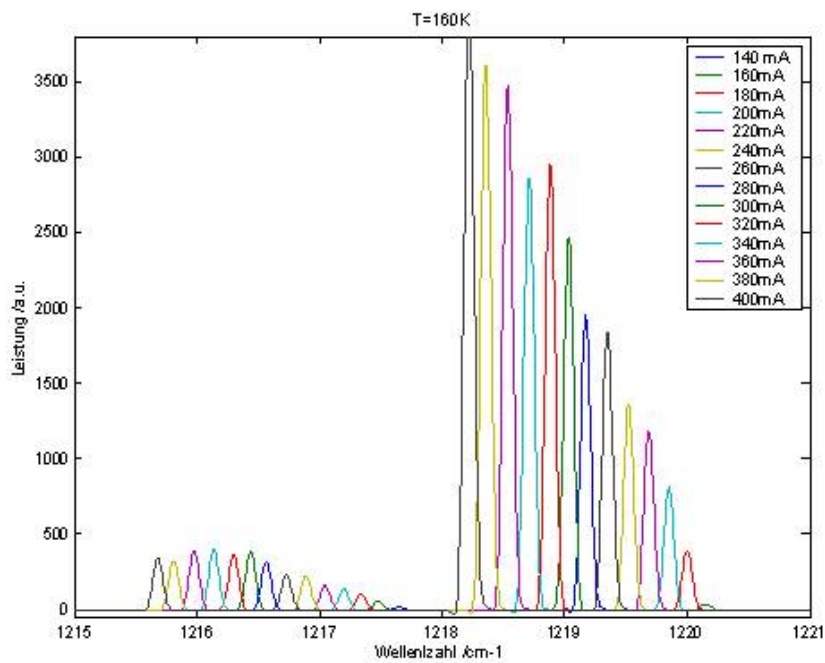


Abbildung 4.12.: QCL-II3930-III-06-13 DFB: Optische Spektren in Abhängigkeit vom Pumpstrom bei einer Temperatur von 160K.

Teil II.

Experimenteller Teil



5 Bestimmung wichtiger Laserparameter

Einer der großen Vorteile der Rückkopplungsinterferometrie ist, dass sie sowohl interferometrische Messungen ermöglicht, als auch Messungen intrinsischer Laserparameter. Für die interferometrischen Messungen ist es notwendig, die Rückkopplungseigenschaften des Lasers zu kennen. Diese Charakterisierung kann aber wiederum durch rückkopplungsinterferometrische Methoden erreicht werden, indem ein vordefiniertes Messsystem verwendet wird. Die beiden parallelen Möglichkeiten der Rückkopplungsinterferometrie sind in Abbildung 5.1 gezeigt. Um den Quantenkaskadenlaser also als Sensor für rückkopplungsinterferometrische Experimente verwenden zu können, müssen zunächst dessen Rückkopplungseigenschaften charakterisiert werden. Dies ist Inhalt dieses Kapitels. Dann kann der Laser für interferometrische Anwendungen genutzt werden. Diese folgen im Anschluss in Kapitel 6.

Hier wird also zunächst der vordefinierte Messaufbau vorgestellt. Damit kann dann der Laser charakterisiert werden. Das Verhalten unter Rückkopplung wird maßgeblich durch den Alphaparameter bestimmt. Zunächst wird dieser also durch Rückkopplungsinterferometrie in Abhängigkeit von Temperatur und Pumpstrom bestimmt. Zusätzlich folgen noch Messungen zum Intensitätsrauschen und schließlich wird der Abschnitt dann mit Betrachtungen zur Linienbreite abgerundet. Hierbei werden verschiedene Messmethoden zur Bestimmung der Linienbreite dargestellt und deren Vorteile und Begrenzungen diskutiert.

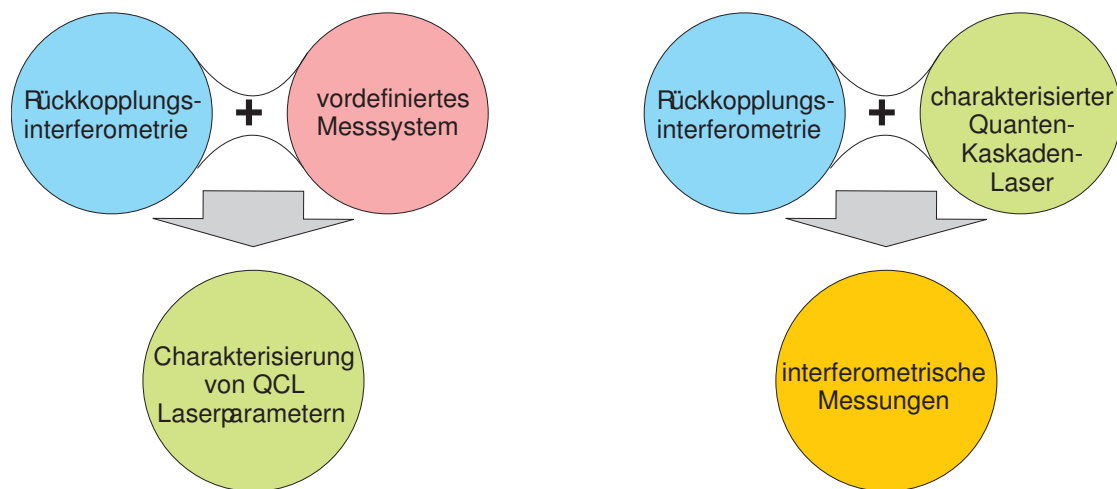


Abbildung 5.1.: Schema der Möglichkeiten der Rückkopplungsinterferometrie 1.: Halbleiterlaserparameter können charakterisiert werden. 2.: Mit den gewonnenen Informationen können interferometrische Messungen durchgeführt werden.

5.1 Versuchsaufbau

Mit dem im Folgenden beschriebenen Aufbau soll erstmals ein rückkopplungsinterferometrisches Signal mit einem Quantenkaskadenlaser erzeugt werden. Die Versuchsanordnung, mit der der Großteil der Messungen zur Rückkopplungsinterferometrie angefertigt wurde, ist in Abbildung 5.2 gezeigt. Kernstück ist dabei der Laser, der im Falle der verwendeten Quantenkaskadenlaser jeweils in einem mit flüssigem Stickstoff gefüllten Kryostaten gehalten ist (nicht in der Abbildung gezeigt). Durch Bariumfluorid-Fenster war eine Auskopplung des Lichts beider Facetten aus dem Kryostaten möglich. Auf diese Weise konnte

eine minimale stabilisierte Betriebstemperatur von ca. 82K erreicht werden. Die emittierte Strahlung wurde dann mittels einer Zinkselenidlinse F_2 auf den Reflektor M fokussiert. In einer Versuchsreihe wurden verschiedene Reflektortypen untersucht, um die optimale Art der Rückkopplung zu ermitteln. Neben gerichteter Rückkopplung durch einen Goldspiegel wurden dabei auch diffus streuende Materialien verwendet. Dazu wurden matte Aluminiumscheiben angefertigt, die entweder blank, beklebt mit Papier oder bestrichen mit TipEx® benutzt wurden. Das stabilste Ergebnis lieferte eine 3M Reflektorfolie basierend auf einer Art mikroskopischer Retroreflektoren. Der Reflektor wurde direkt auf einem Piezoaktuator befestigt. Hiermit konnte der Abstand des Reflektors zum Laser variiert werden, was die benötigte Phasenmodulation erzeugte. Der maximale Verfahrweg des Piezos beträgt $90\mu\text{m}$. Mit dieser Strecke werden bei für Quantenkaskadenlaser typischen Wellenlängen noch mindestens zehn Interferenzpeaks erzeugt. In der Regel wurde der Piezo mit einer Dreiecksspannung und einer Frequenz von 52Hz betrieben. Zur Aufnahme des interferometrischen Signals wurde das Licht der Rückfacette mit einem photovoltaischen QuecksilberCadmiumTelurid(HgCdTe)-Halbleiterchip D detektiert. Der optische Aufbau erforderte an dieser Stelle besondere Sorgfalt, da diese Detektionsmethode sehr anfällig gegen störende Interferenzeffekte ist. Um Streulicht auf dem Detektor zu vermeiden, wurde ein Pinhole P eingefügt. Eine alternative Möglichkeit der Detektion ist, den Laser gleichzeitig als Emittor und als Detektor zu benutzen. Diese Methode wird im nächsten Abschnitt beschrieben und deren Vor- und Nachteile diskutiert. In beiden Fällen wird das Signal in der Zeitdomäne mit einem Oszilloskop betrachtet.

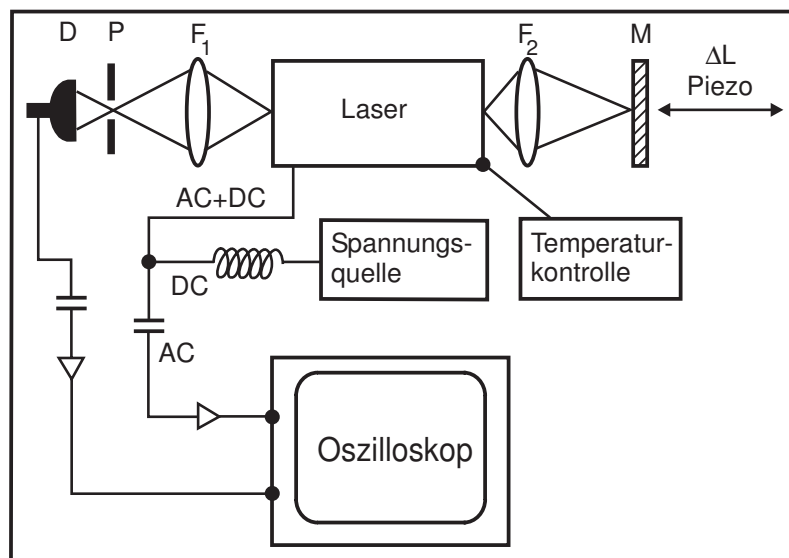


Abbildung 5.2.: Das Rückkopplungsinterferometer. Laserlicht wird über die Linse F_2 auf den Reflektor M fokussiert. Eine optische Detektion ist z.B. mit dem Licht aus der zweiten Facette möglich. Ebenso kann der Spannungsabfall über dem Laser zur Detektion genutzt werden.

5.2 Der Laser als Detektor

Anstelle der optischen Detektion wird im Großteil der gezeigten Experimente der Laser selbst als Detektor verwendet. Da es im Halbleiterlaser immer eine Kopplung von elektrischem und photonischem Feld gibt, kann dieser ebenso als Detektor betrieben werden. Während im normalen Betrieb eine Spannung angelegt und durch Rekombination Strahlung emittiert wird, wird im umgekehrten Fall Strahlung der entsprechenden Wellenlänge absorbiert. Dabei werden unter Absorption von Photonen in der Verarmungszone Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Diese werden dann räumlich getrennt, indem sie aufgrund der in der Verarmungszone herrschenden Diffusionsspannung in unterschiedliche Richtungen driften. Dies verringert die Diffusionsspannung, was in dem Spannungsabfall über dem Halbleiterchip detektiert wer-

den kann [81, 82, 83]. Experimente zur Rückkopplungsinterferometrie haben gezeigt, dass diese Art der Detektion auch möglich ist, wenn der Laser gleichzeitig als Emitter verwendet wird [23]. Neuere Experimente haben gezeigt, dass auch Quantenkaskadenlaser trotz ihrer kaskadierten Struktur und dem Intradbandübergang als Detektor verwendet werden können [84]. In dieser Arbeit wird nun das Konzept des Emitter-Detektors für Rückkopplungsexperimente auf Quantenkaskadenlaser übertragen. Die hier vorgestellten Experimente zeigen erstmals RI Spuren, die am Quantenkaskadenlaser als Spannungsabfall über dem Laser gemessen werden. Hierfür werden die Spannungsmodulationen über ein Bias-T abgespalten. Diese passive elektrische Komponente verfügt über drei Ausgänge. Über eine Spule lässt der DC-Ausgang nur Gleichspannungsanteile passieren. Der AC-Ausgang ist mit einem Kondensator verbunden und lässt nur Wechselspannungsanteile passieren. Am dritten Ausgang ergibt sich nun eine Überlagerung der AC- und DC-Anteile. Für das Experiment wird der Laser mit einer Konstantspannungsquelle durch das Bias-T gepumpt. Der DC-Ausgang ist dabei mit der Spannungsquelle verbunden. Die Spule verhindert eine Beeinflussung der Quelle durch das Experiment. Der Laser wird mit dem kombinierten AC/DC-Konnektor verbunden. Die Spannungsvariationen, die dem Stromkreis durch die Rückkopplung aufgeprägt werden und die Träger der interferometrischen Information sind, werden am AC-Ausgang des Bias-T abgegriffen und verstärkt. Dazu wurde eine Operationsverstärkerschaltung entworfen. Das verstärkte Signal konnte dann am Oszilloskop analysiert werden. Abbildung 5.3 zeigt zweimal dieselbe RI Spur, einmal optisch mit einem HgCdTe-Detektor aufgenommen, und einmal elektrisch als Spannungsabfall über dem Laser gemessen. An dieser Stelle wird erstmals ein Quantenkaskadenlaser

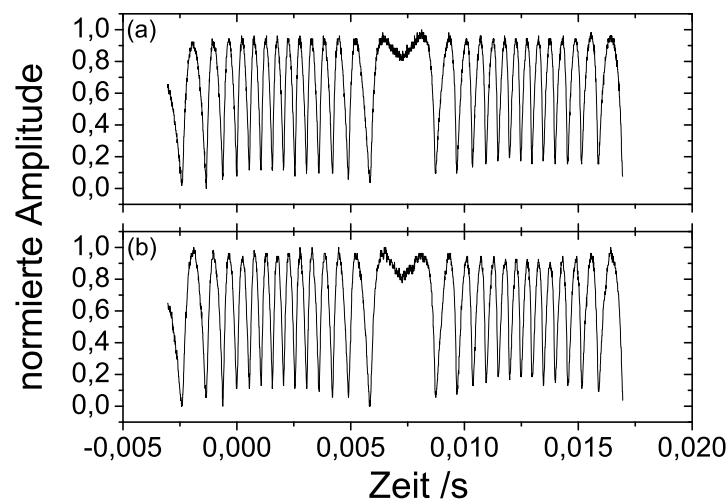


Abbildung 5.3.: Vergleich zwischen dem optisch mit einem Detektor (a) und dem elektrisch über den Laser (b) aufgenommenen Signal.

als Laserdetektor für RI Experimente verwendet. Die exzellente Übereinstimmung der Signale, auch in Hinblick auf die Form der einzelnen Interferenzpeaks, ist für die weiterführenden Experimente von besonderer Bedeutung. Es zeigt sich, dass der Laserdetektor hervorragende Ergebnisse erzielt. Darüber hinaus zeigt sich, dass der elektrische Detektionsaufbau weniger anfällig gegenüber optischen Störungen wie Streulicht ist, hingegen empfindlicher auf elektromagnetische Störungen reagiert. Der eigentlich ausschlaggebende Vorteil des Laserdetektoraufbaus für spätere Anwendungen ist allerdings, dass sich der optische Aufbau wesentlich vereinfacht. Der Versuchsaufbau vereinfacht sich um eine Kollimationsoptik und den Detektor. Zur Detektion des RI Signals wird in gekapselten Lasern oft eine Monitorphotodiode benutzt. Diese einfache Lösung ist bei Quantenkaskadenlasern noch nicht möglich, da diese noch nicht als kostengünstige gekapselte Strukturen mit integrierten Monitorphotodioden erhältlich sind. Für die mit dem Laserdetektor durchgeführten Messungen des Alphaparameters wurde ausschließlich eine rausch-

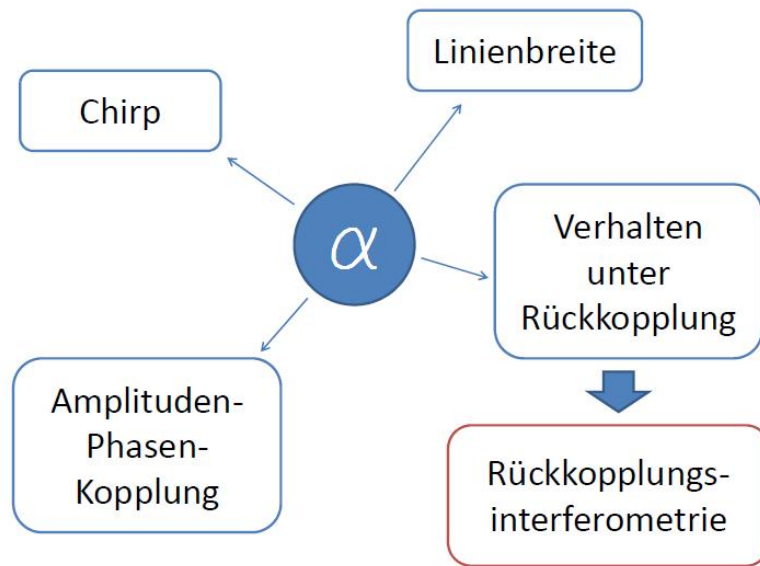


Abbildung 5.4.: Übersicht Alpha Parameter.

arme völlig passive Konstantspannungs-Batteriequelle verwendet, da nur diese die eigentliche Form der Interferenzpeaks erhält. Für Messungen bei denen die Form der Interferenzpeaks nicht ausschlaggebend ist, konnte eine kommerzielle Konstantstromquelle verwendet werden. Diese liefert zwar ein zeitlich stabileres Signal und ist weniger anfällig gegen externe elektromagnetische Störungen. Hingegen beeinflusst die Konstantstromquelle mit ihrem internen Regelkreis in dem Bestreben den Laserstrom konstant zu halten, das RI Signal. Es kommt zu leichten Verformungen der Spur sowie Digitalisierungseffekten auf dem Signal.

Durch den Laserdetektor steht nun ein unkomplizierter, justagefreier und kostengünstiger Detektionsaufbau zur Verfügung, der die nun folgende Lasercharakterisierung erleichtert. Um den Aufbau für messtechnische Anwendungen benutzen zu können, stellt sich also zunächst die Frage, wie sich der Laser im Rückkopplungsinterferometer, also unter schwacher optischer Rückkopplung, verhält. Dies wird, wie bereits in Abschnitt 2 gezeigt, maßgeblich durch den Alphaparameter beeinflusst. Deshalb wird im nächsten Abschnitt die experimentelle Bestimmung des Alphaparameters eingehend behandelt.

5.3 Bestimmung des Alphaparameters

5.3.1 Einführung

Wie bereits in der theoretischen Einführung beschrieben, ist der Linienverbreiterungsfaktor oder Alphaparameter eine Größe, die im Halbleiterlaser eine Vielzahl von charakteristischen Eigenschaften beeinflusst [37]. Die wichtigsten sind noch einmal in Abbildung 5.4 zusammengefasst. Es handelt sich um die Linienbreite, den Chirp, die Amplituden-Phasen-Kopplung und das Verhalten unter Rückkopplung. Der Alphaparameter beeinflusst damit direkt die Eigenschaften des Rückkopplungsinterferometers und seine Bestimmung ist daher unabdingbar für das Verständnis des Lasers im Betrieb.

Eine weit verbreitete Methode zur Bestimmung des Alphaparameters ist die Methode nach Hakki und Paoli [85, 86], die sich als Standardmethode etabliert hat. Diese wird im nächsten Abschnitt kurz näher

beschrieben, um ihre Limitierungen und die Vorteile der hier beschriebenen alternativen Herangehensweise aufzuzeigen. Da sie im Sichtbaren hervorragend funktioniert, dient sie hier ebenso zur Ermittlung von Referenzwerten. Es hat sich herausgestellt, dass sie für Quantenkaskadenlaser einige Nachteile birgt. Daher wurde hier die Herangehensweise mittels Rückkopplungsinterferometrie auf Quantenkaskadenlaser übertragen, die in den darauf folgenden Abschnitten detailliert beschrieben ist. Weitere Methoden zur Ermittlung des Alphaparameters sind z.B. Hochfrequenz-Modulation [87], Analyse des optischen Spektrums [88, 89, 90], sowie eine Reihe anderer Methoden [37, 91, 92].

5.3.2 Methode nach Hakki und Paoli

Bei der Methode nach Hakki und Paoli wird der Alphaparameter aus dem optischen Spektrum abgeleitet. Man misst das optische Spektrum des Lasers unter der Schwelle und ermittelt daraus das Gewinnspektrum und das Brechungsindexspektrum. Unterhalb der Schwelle ist noch keine Mode dominant und man erhält als Spektrum eine Faltung aus Gewinnkurve und den brechungsindexabhängigen Resonatormoden. Aus der maximalen Leistung der einzelnen Moden eines Spektrums wird dazu das Gewinnspektrum ermittelt. Es werden mehrere Spektren bei unterschiedlichen Pumpströmen, also bei unterschiedlichen Ladungsträgerdichten, aufgenommen. Die Änderung des Gewinnspektrums mit der Ladungsträgerdichte ergibt sich dann aus dem Vergleich der einzelnen Spektren untereinander. Als zweiter Teil muss die Änderung des Brechungsindex mit der Ladungsträgerdichte betrachtet werden. Diese ermittelt sich aus der spektralen Verschiebung der Moden bei unterschiedlichen Pumpströmen. Leider wird diese Verschiebung nicht allein durch die Ladungsträgerdichte beeinflusst. Der Brechungsindex ist in erheblichem Maße durch die Gitterkonstante des Kristallgitters definiert, und diese ändert sich bei steigendem Pumpstrom durch die deutlich erhöhte Temperatur im Laser. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, betrachtet man in der Regel das Verhalten des Lasers über der Schwelle. Man nutzt hierbei aus, dass die Ladungsträgerdichte oberhalb der Schwelle konstant bleibt. Dieses *clamping* wurde bereits in Kapitel 2 beschrieben und führt dazu, dass die Modenverschiebung nur noch durch die Temperatur beeinflusst wird. Man kann die Modenverschiebung unter der Schwelle also um diesen Wert korrigieren. Ein Nachteil dieser Methode ist, dass man nicht sicher sein kann, dass der Temperatureinfluss oberhalb und unterhalb der Schwelle der gleiche ist. Außerdem wird der Temperatureinfluss auf das Gewinnspektrum vernachlässigt. Eine reine Messung oberhalb der Schwelle ist ausgeschlossen, da man dann nicht auf das Gewinnspektrum zurückschließen kann. Das macht Messungen bei Betriebsbedingungen unmöglich. Die Messmethode stellt auch hohe Anforderungen an den Messaufbau. Zusätzlich zu einer ausreichenden Detektivität benötigt das Spektrometer noch eine sehr hohe spektrale Auflösung. Die Hauptschwierigkeit der Messung am Quantenkaskadenlaser ist jedoch das fehlende *clamping* an der Schwelle, was eine Temperaturkorrektur unmöglich macht. Messungen des Alphaparameters mittels der Methode von Hakki und Paoli finden sich in der Literatur [93, 94, 76, 95], wobei die oben genannten Kritikpunkte jedoch bestehen bleiben. Um diese zu umgehen, wird eine neue Herangehensweise auf Quantenkaskadenlaser übertragen, welche auf der Rückkopplungsinterferometrie beruht und zusätzlich den Vorteil hat, den Alphaparameter auch bei "echten" Betriebsbedingungen, also oberhalb der Schwelle, messen zu können.

5.3.3 Rückkopplungsinterferometrie

Das Messprinzip, welches den hier vorgestellten Experimenten zugrunde liegt, beruht auf der Lang-Kobayashi-Theorie für Laser unter externer optischer Rückkopplung und wurde 2004 an der Universität Pavia entwickelt [96, 97, 98]. Wie wir bereits oben gesehen haben, hängt das RI Signal, also die zeitabhängige Ausgangsleistung, von der Phase des zurückgekoppelten Lichts ab und kann durch die Gleichungen 3.5 und 3.6 beschrieben werden. Die Ausgangsleistung ist dann linear abhängig von der Funktion $F(\phi) = \cos[(\omega + \Delta\omega)\tau_{ext}]$. Hierbei ist die *Form* der Funktion $F(\phi)$ abhängig von dem Rück-

kopplungsparameter C sowie von dem Alphaparameter α . Durch eine Analyse des RI Signals kann der Alphaparameter bestimmt werden. Um dies zu illustrieren, sind in Abbildung 5.5 (a)-(c) drei berechnete

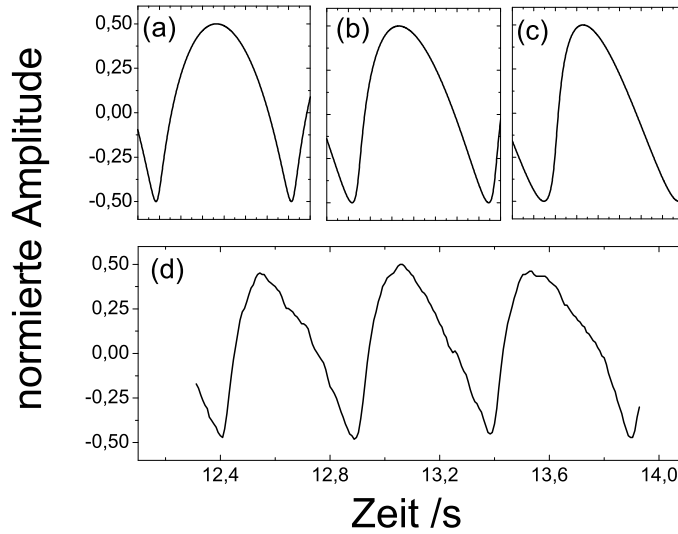


Abbildung 5.5.: Berechnete RI Signale für unterschiedliche Alphaparameter unter Annahme eines Wertes für $\alpha = 0,5$ (a), $\alpha = 1$ (b) und $\alpha = 2,75$ (c) (jeweils $C = 0,6$) sowie eine gemessene Kurve (d), für die ein Vergleich $\alpha \approx 1$ ergibt.

Interferenzsignale für unterschiedliche Alphaparameter aufgetragen. Im Vergleich dazu zeigt Abbildung 5.5 (d) ein gemessenes RI Signal. Mit zunehmendem Alphaparameter werden die Interferenzsignale asymmetrischer. Ein Vergleich zwischen dem gemessenen Signal und den drei berechneten Peaks zeigt, dass der hier gemessene Alphaparameter ungefähr 1 beträgt. Durch eine genauere, weitergehende Analyse der Asymmetrie kann der genaue Wert des Alphaparameters dann ermittelt werden.

5.3.3.1 Die Methode für den Bereich $C > 1$

Die Art und Weise, auf die die RI Spur ausgewertet werden kann, ist abhängig vom Rückkopplungsparameter C . Wie bereits oben erwähnt, lassen sich die Bereiche unterschiedlich starker Rückkopplung über den C -Parameter definieren. In einem Bereich von $1 < C < 4,6$ ist die Lösung der Lang-Kobayashi-Gleichungen dreiwertig und es kommt zu den oben beschriebenen Hysteresesprüngen. Diese lassen sich bei einer rechnergestützten Datenanalyse mit geringem Aufwand und hoher Präzision bestimmen. Für die Bestimmung des Alphaparameters wird daher in der Regel darauf geachtet, dass Rückkopplungsinterferometer in einem Bereich $C > 1$ zu betreiben. Ein theoretischer Plot der Funktion $F(\phi)$ für diesen Fall ($C = 2$, $\alpha = 3$) ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Die angegebenen Phasenwerte ϕ_1 und ϕ_4 entsprechen dabei den Nulldurchgängen der Funktion, die Hysteresesprünge von X nach X' und von Y nach Y' finden an den Punkten ϕ_2 und ϕ_3 statt. Durch Lösen der Phasengleichung für die Funktion $F(\phi)$ lassen sich für die Phasenintervalle ϕ_{13} und ϕ_{24} folgende analytische Ausdrücke finden:

$$\phi_{13} = \sqrt{C^2 - 1} + \frac{C}{\sqrt{1 + \alpha^2}} + \arccos\left(-\frac{1}{C}\right) - \arctan(\alpha) - \frac{\pi}{2} \quad (5.1)$$

$$\phi_{24} = \sqrt{C^2 - 1} - \frac{C}{\sqrt{1 + \alpha^2}} + \arccos\left(-\frac{1}{C}\right) + \arctan(\alpha) - \frac{\pi}{2} \quad (5.2)$$

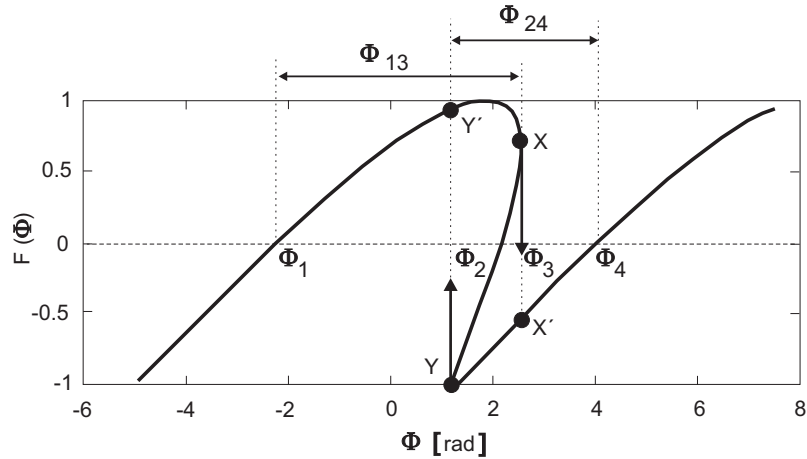


Abbildung 5.6.: Die Funktion $F(\phi)$ für $C > 1$. Eingezeichnet sind die Phasenintervalle zwischen Nulldurchgang und Hysteresesprung.

Diese Phasenbeziehungen lassen sich sehr einfach als Zeitintervalle aus der RI Spur ablesen. Mit $X_i = \phi_i/2\pi$ ergeben sich die Intervalle $X_{13} = t_{13}/T_1$ als Quotient aus dem Zeitintervall t_{13} zwischen Nulldurchgang und Hysteresesprung am Maximum und der Periodendauer T_1 sowie $X_{24} = t_{24}/T_2$ als Quotient aus dem Zeitintervall t_{24} zwischen Nulldurchgang und Hysteresesprung am Minimum und der Periodendauer T_2 . T_1 und T_2 bezeichnen dabei jeweils die volle Periodendauer in der linken bzw. rechten Hälfte des Signals. Zur Verdeutlichung sind diese Zeitintervalle noch einmal in Abbildung 5.7 eingezeichnet. Um während der Auswertung die richtigen Intervalle identifizieren zu können, ist vor der Auswertung eine etwaige Invertierung des Signals durch den Verstärker zu berücksichtigen und besonders darauf zu achten, dass die beiden Hälften der RI Spur nicht vertauscht werden. Die linke Hälfte in Abbildung 5.7 mit der Periodendauer T_1 entspricht einer Bewegung des Spiegels weg vom Laser, die rechte Hälfte zeigt entsprechend das Signal bei einer Annäherung. Hat man die Phasenintervalle experimentell bestimmt, erhält man die Werte für Alpha und C entweder analytisch durch Lösen der Gleichungen 5.1 und 5.2 oder aber durch Auftragung in einem Konturplot. Letzteres ist in Abbildung 5.8 dargestellt. In dieser Auftragung sind Konturlinien verschiedener Alpha- und C-Parameter eingetragen, die analytisch aus den Phasengleichungen bestimmt worden sind. Experimentell vermisst man jetzt die Intervalle X_{13} und X_{24} bei mehreren Rückkopplungsstärken. Die Messwerte sollten dann alle entlang einer Konturlinie konstanten Alphaparameters, aber bei unterschiedlichen C-Parametern liegen. Werte für eine Messung an einem Nicht-QCL-Standard-Halbleiterlaser (Modell HL8325G) sind in Abbildung 5.8 eingezeichnet.

Wie man sieht, kann durch diese Methode der Alphaparameter auch ohne großen Rechenaufwand bestimmt werden. Die ermittelten Werte für Alpha liegen alle im Bereich $\alpha = 6 \pm 1$ und sind damit in guter Übereinstimmung mit Werten, die an diesem Laser durch die Hakki Paoli Methode erzielt werden konnten. Tragfähigkeit und Gültigkeit dieser Messmethode wurden ebenso in einer Round Robin Aktion evaluiert. Dazu wurde der Alphaparameter des gleichen Lasers mittels verschiedener Methoden vermessen. Die mit der RI Methode ermittelten Werte stimmen gut mit den anderen erzielten Ergebnissen überein. Nachdem diese Methode erfolgreich mit unserem Aufbau getestet werden konnte, soll nun der Alphaparameter von Quantenkaskadenlasern vermessen werden. Aufgrund der unterschiedlichen Physik dieses neuartigen Lasertyps wird diese Methode nun erweitert, um den speziellen Anforderungen des Quantenkaskadenlasers gerecht zu werden. Dies wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

5.3.3.2 Die Methode für den Bereich $C < 1$, Messungen am QCL

Bereits erste Messungen von RI Spuren am Quantenkaskadenlaser und deren Analyse zeigen, dass sich die Signalformen bei hohen Rückkopplungsparametern vom erwarteten Verlauf unterscheiden. Der Grund

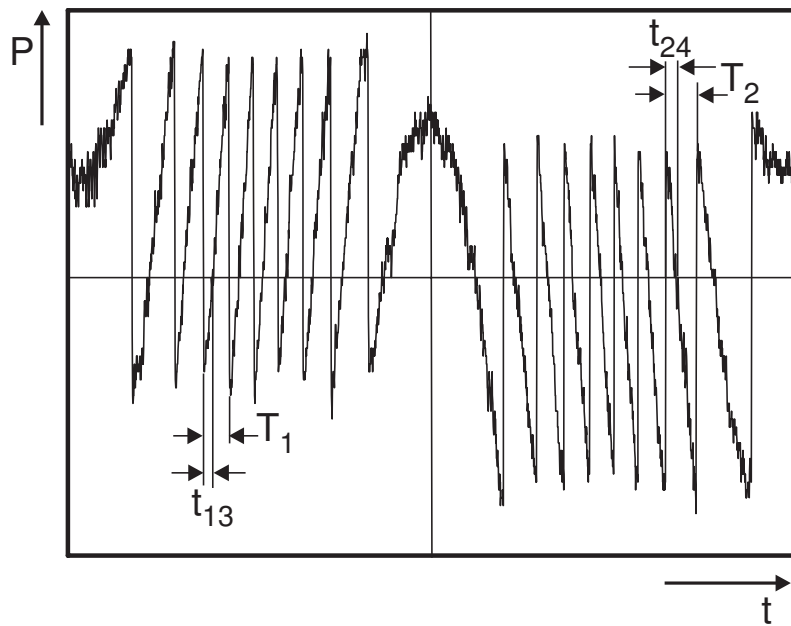


Abbildung 5.7.: Beispielhafte Darstellung eines tatsächlich gemessenen RI Signals an einem Dioden-Halbleiterlaser. Der C-Parameter liegt in einem Bereich von $C > 1$ und die in Abbildung 5.6 gezeigten Hysteresisprünge sind hier deutlich zu erkennen.

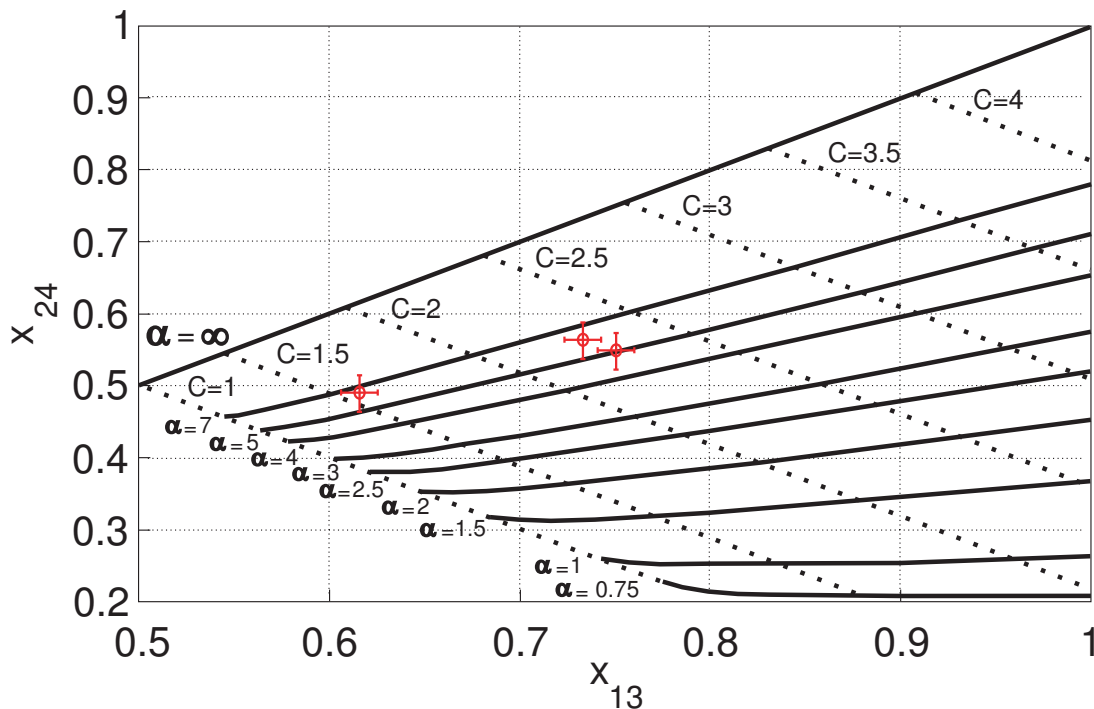


Abbildung 5.8.: Die grafische Auswertemethode: Der Konturplot zeigt Linien konstanter Alpha- und C-Parameter. Die gemessenen X_{13} und X_{24} Paare werden als Punkte eingetragen. Ebenfalls eingezeichnet sind einige experimentell ermittelte Werte für einen Standard-Diodenlaser.

hierfür ist der kleine Alphaparameter bei Quantenkaskadenlasern. Dadurch ergeben sich im Verlauf der Funktion $F(\phi)$ im Bereich von $C > 1$ Schlaufen. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.9 gezeigt. Aufgrund

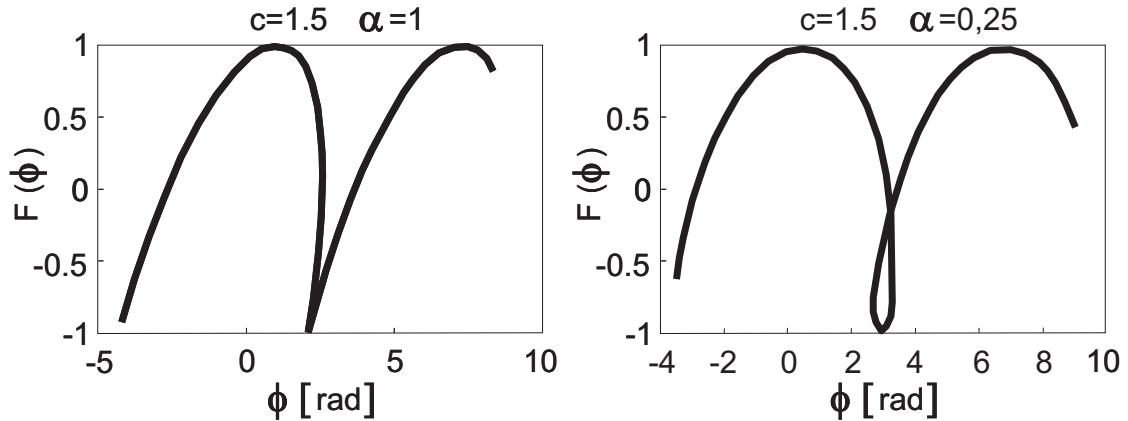


Abbildung 5.9.: Auftragung der Funktion $F(\phi)$ über der Phase ϕ . Bei sehr kleinen Alphawerten treten Mehrfachlösungen auch im Bereich $C > 1$ auf.

der Überschneidung des Verlaufs ist die genaue Form der RI Spur nicht mehr eindeutig bestimmt. Um diese Doppeldeutigkeit zu vermeiden, muss der Aufbau in einem Bereich $C < 1$ betrieben werden. Weitere Gründe sind, dass es für kleine Alphaparameter ($\sim 0,5$) entsprechend Abbildung 5.8 nur einen kleinen Parameterraum für $C > 1$ gibt. Hier gehen außerdem die Intervalle X_{13} und X_{24} gegen ihre Extremwerte von Eins bzw. Null. Insgesamt resultiert dies in einer starken Verringerung der Genauigkeit bei der Auswertung. Zum anderen ist es beim Quantenkaskadenlaser nur mit starker, gerichteter Rückkopplung mit einem Goldspiegel als Reflektor überhaupt möglich den Bereich $C > 1$ zu erreichen, was die Variationsmöglichkeiten des Rückkopplungsparameters stark einschränkt. Gründe hierfür sind aus Gleichung 3.7 ersichtlich und sind z.B. in der Länge des internen Laserresonators, dem niedrigen Alphaparameter oder einem geringen Modenüberlapp begründet. Aufgrund der angeführten Punkte wird der Bereich $C < 1$ nun angestrebt. Für ihn ist allerdings eine neue Auswertemethode erforderlich.

Zur Auswertung der RI Spuren im Bereich $C < 1$ wird die Methode nun angepasst. In diesem Bereich kommen keine Hysteresesprünge vor. Daher werden andere Intervalle ausgewertet. Diese Methode wurde bereits an Dioden-Halbleiterlasern validiert [99, 100], allerdings wurden bisher noch keine Messungen an Lasern mit kleinen Alphaparametern ($\alpha < 1$) veröffentlicht. Daher hatte diese Methode bisher keine Relevanz für die Praxis. Entsprechend Abbildung 5.10 werden folgende Intervalle definiert: Der Abstand

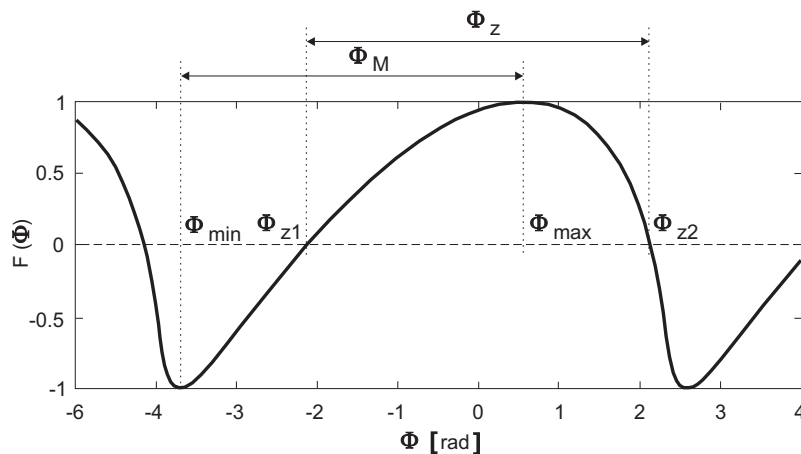


Abbildung 5.10.: Auswertemethode für $C < 1$. Hierbei werden die eingezeichneten, neuen Phasenintervalle ausgewertet.

ϕ_z zwischen den Nulldurchgängen der steigenden Flanke ϕ_{z1} und der fallenden Flanke ϕ_{z2} , sowie der Abstand ϕ_M zwischen Minimum ϕ_{min} und Maximum ϕ_{max} . Die resultierenden Parameter X_M und X_Z ($X_i = \phi_i/2\pi$) liegen dann zwischen 0,5 und 1 und es ergibt sich ein Konturplot, welcher in Abbildung 5.11 aufgetragen ist. Dieser zeigt, dass der Alphaparameter nun auch für kleine Werte hinreichend genau

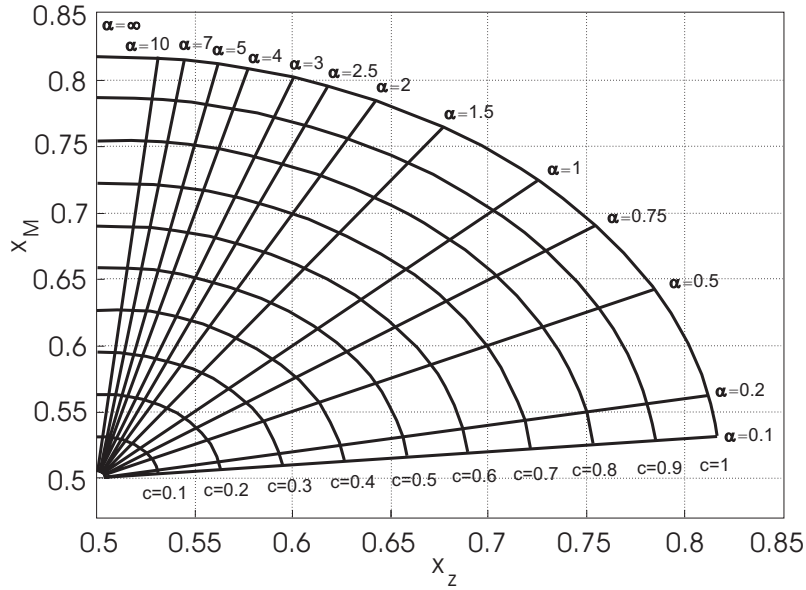


Abbildung 5.11.: Auswertemethode für $C < 1$: Die Alphaparameter liegen jetzt auf Geraden, die C -Parameter auf Ellipsen.

bestimmt werden kann. Eine analytische Lösung der Phasengleichungen ergibt

$$\alpha = \frac{X_M - 0,5}{X_Z - 0,5} \quad (5.3)$$

$$C = \pi(X_Z - 0,5) \sqrt{1 + \frac{(X_M - 0,5)^2}{(X_Z - 0,5)^2}} \quad (5.4)$$

Ein Vergleich mit den Gleichungen 5.1 und 5.2 zeigt, dass der analytische Aufwand zur Bestimmung des Alphaparameters aus den gemessenen Werten durch diese Methode erheblich reduziert worden ist. Während vorher die grafische Auswertung mittels des Konturplots eine echte Alternative zur analytischen Lösung war, da mit geringem Fehler und ohne Rechenaufwand gute Ergebnisse erzielt werden konnten, ist eine grafische Auswertung mittels des neuen Konturplots überflüssig geworden. Die Alphawerte können sehr leicht gemäß der Gleichung 5.3 direkt berechnet werden. Deshalb stellt sich die Frage, warum man nicht von vornherein alle Alphawerte mit der Methode für $C < 1$ bestimmt. Hierfür lassen sich im Prinzip zwei Gründe angeben. Zum einen ist der Standard-Halbleiterlaser aufgrund des größeren Alphaparameters deutlich empfindlicher gegenüber Rückkopplung, so dass ein Betrieb in einem Bereich für $C < 1$ schwieriger zu realisieren ist. Der entscheidende Faktor ist aber die Herangehensweise bei der Auswertung der RI Spur. Die Hysteresesprünge, die bei $C > 1$ auftreten, sind sehr einfach und präzise durch Differentiation zu bestimmen. Für $C < 1$ müssen Maxima und Minima bestimmt werden. Hierbei sind die auftretenden Fehler sehr viel größer, was sich teilweise dramatisch auf die Unsicherheit für den Alphaparameter niederschlägt. Um eine präzise Bestimmung des Alphaparameters zu gewährleisten, muss daher bei der Akquisition und Analyse der Messdaten ein höherer Aufwand betrieben werden.

Der größte Vorteil der Rückkopplungsinterferometrie ist die Möglichkeit, den Alphaparameter bei Betriebsbedingungen, also oberhalb der Schwelle, zu vermessen. Dies ermöglicht es, den Einfluss von Betriebsparametern auf den Alphaparameter zu untersuchen. Es wurden Messungen in Abhängigkeit sowohl von der Temperatur als auch vom Injektionsstrom gemacht, da dies die beiden wichtigsten Einflussgrößen

auf die Gewinn- und Brechungsindexspektren sind. Als erstes wurde der QCL 24-IV-25 vermessen. Dieser emittierte in einem Wellenlängenbereich um $5,45\mu\text{m}$. Die ermittelten Alphaparameter in Abhängigkeit des Injektionsstromes sind in Abbildung 5.12 aufgetragen. Die Messung ergab folgende Ergebnisse:

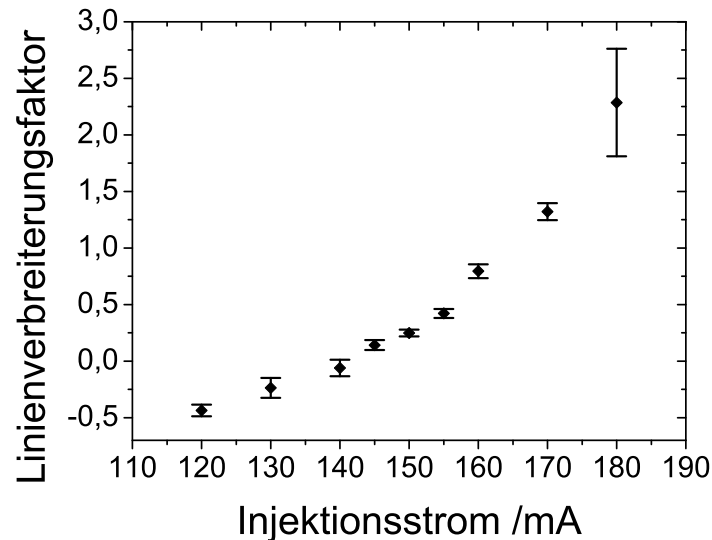


Abbildung 5.12.: QCL 24-IV-25: Der Alphaparameter in Abhängigkeit des Pumpstromes bei einer Temperatur von $T=82\text{K}$. Die Laserschwelle lag bei 120mA .

- Die erhaltenen Werte sind klein und liegen um die Null.
- Für kleine Pumpströme sind die Werte sogar negativ.
- Mit steigendem Pumpstrom wächst der Alphaparameter an.

Dass die Alphawerte im Bereich der Schwelle um die Null liegen, stimmt gut mit den Voraussagen bzw. Ergebnissen, die durch andere Messmethoden erhalten wurden, überein [93, 94, 76, 95, 101]. Eine Stromabhängigkeit und die negativen Werte wurden allerdings in der Art nicht erwartet. Negative Alphawerte sind mit der RI Messmethode bis dahin noch nicht beobachtet worden. Während der Experimente an Quantenkaskadenlasern konnte aber beobachtet werden, dass die Interferenzpeaks zunächst in eine Richtung geneigt sind und dann beim Erhöhen des Pumpstromes tatsächlich zunächst symmetrisch werden und sich anschließend in die andere Richtung neigen. Die physikalischen Mechanismen, die hier zugrunde liegen, werden im nächsten Kapitel diskutiert. Zunächst wird jedoch der Einfluss der Temperatur untersucht. Dazu wurde der Quantenkaskadenlaser QCL-II3930-III-06-13 DFB verwendet, welcher für den Betrieb bei Raumtemperatur optimiert wurde und es daher ermöglichte, den Alphaparameter über einen großen Temperaturbereich zu vermessen. Hierbei handelte es sich um einen Laser mit einer Emissionswellenlänge im Bereich um $8,2\mu\text{m}$. Für diesen Laser wurde der Alphaparameter sowohl über einen breiten Temperaturbereich als auch als Funktion des Injektionsstromes vermessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.13 aufgetragen. Die Messwerte wurden in Abständen von 25mA bzw. 10K aufgenommen. Der Messfehler für den Alphaparameter liegt wie in der letzten Messung bei ca. $0,2$ und ist der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet. Aufgrund der starken Streuung der Messwerte und der hohen Zahl der Kurven ist statt dessen ein linearer Fit gezeigt. Bei diesem Laser ist der Einfluss des Injektionsstromes auf den Alphaparameter wesentlich kleiner. Insgesamt erhält man Werte, die dichter bei Null liegen. Trotzdem bestätigt sich der Anstieg des Alphaparameters mit steigendem Injektionsstrom. Eine Auftragung für einen Strom von $I = 260\text{mA}$ über der Temperatur ist in Abbildung 5.14 gezeigt. Die Abbildung stellt einen vertikalen Schnitt durch Abbildung 5.13 dar. Man erkennt hier, dass der Alphaparameter mit steigender Temperatur sinkt. Auch hier kommt es so gleichsam zu einem Vorzeichenwechsel.

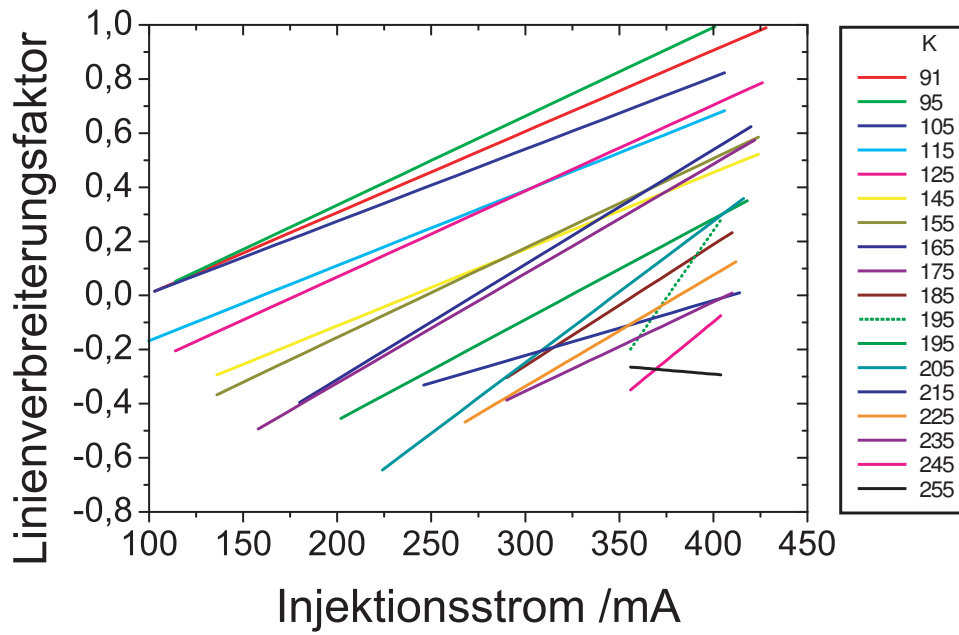


Abbildung 5.13.: QCL-II3930-III-06-13 DFB: Der Alphaparameter in Abhängigkeit von Injektionsstrom und Temperatur.

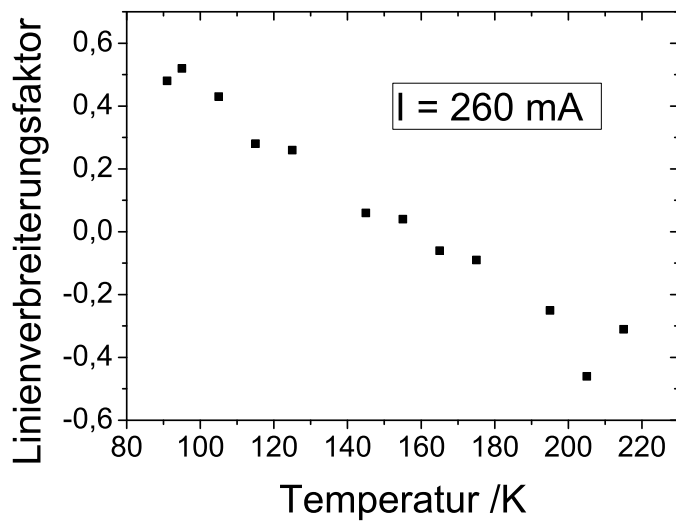


Abbildung 5.14.: QCL-II3930-III-06-13 DFB: Der Alphaparameter in Abhängigkeit von der Temperatur für einen festen Injektionsstrom von $I = 260 \text{ mA}$.

Schließlich waren noch Messungen an einem dritten Quantenkaskadenlaser (QCL Thales 4248) möglich. Dieser emittierte Licht bei einer Wellenlänge von $4,5\mu\text{m}$. Auch für diesen Laser konnte der Alphaparameter in Abhängigkeit von Temperatur und Injektionsstrom vermessen werden. Diese Messung ist in Abbildung 5.15 gezeigt. Man sieht Kurven des Alphaparameters in Abhängigkeit des Injektionsstromes

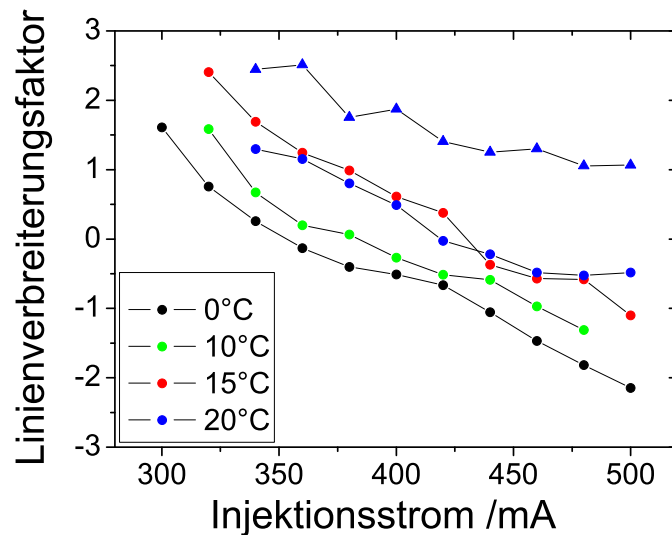


Abbildung 5.15.: QCL Thales 4248: Der Alphaparameter in Abhängigkeit vom Injektionsstrom für verschiedene Temperaturen. Der Graph mit den Dreiecken (Δ) zeigt zum Vergleich Messwerte von einem baugleichen Laser bei 20°C .

für vier unterschiedliche Temperaturen sowie zum Vergleich Messwerte eines baugleichen Lasers. Allgemein fällt in den Messungen am QCL Thales 4248 auf, dass die Alphawerte mit steigendem Pumpstrom abfallen und mit steigender Temperatur ansteigen, während in den Messungen an den Lasern QCL 24-IV-25 und QCL-II3930-III-06-13 DFB das umgekehrte Verhalten zu beobachten war. Die Ursachen für die sehr unterschiedlichen Verhaltensweisen der drei Laser werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

In Abbildung 5.15 sind zum Vergleich auch Alphawerte eines baugleichen Lasers bei gleichen Betriebsbedingungen eingetragen. Die bei dieser Messung erhaltenen deutlichen Unterschiede der Alphawerte zum Vergleichslaser unterstreichen die Notwendigkeit, auch ähnliche Laser vor dem Einsatz im Rückkopplungsinterferometer genau zu charakterisieren.

5.3.4 Diskussion der Ergebnisse

Nachdem nun der Alphaparameter in Abhängigkeit der Betriebsparameter bestimmt worden ist, sollen nun hier mögliche Ursachen für das beobachtete Verhalten aufgezeigt werden. Die komplexe Suszeptibilität und damit der Alphaparameter eines Lasers hängen von einer Vielzahl von Faktoren ab. Diese sind unter anderem die verwendeten Halbleitermaterialien sowie der konkrete Aufbau der aktiven Zone. Die Abhängigkeit des Alphaparameters von Betriebsbedingungen wurde bereits an Quantenpunktlasern beobachtet [102]. Für Quantenkaskadenlaser wird sie hier zum ersten Mal gezeigt.

Im Folgenden wird sich zeigen, dass es sich bei der Ursache der Abhängigkeit des Alphaparameters von den Betriebsbedingungen um eine Kombination zweier Eigenschaften handelt. Eine liegt begründet in der speziellen Bauweise des Lasers. Bedingt durch Änderungen von Temperatur und Injektionsstrom kommt es zu einer Verstimmung des DFB Gitters. Die zweite Ursache hängt mit dem fehlenden Ladungsträ-

gerclamping im Quantenkaskadenlaser zusammen, ist also eine spezielle Eigenschaft dieses Lasertyps.

Zunächst soll der Einfluss der Temperatur auf die Verstimmung des DFB-Gitters diskutiert werden. Dazu werden die Gewinn- und Brechungsindexspektren aus Kapitel 2.2 zu Hilfe genommen. Es wird dabei angenommen, der Quantenkaskadenlaser habe ein symmetrisches Gewinnspektrum, ähnlich dem aus Abschnitt 4.3.1. Abbildung 5.16 zeigt solche modellierten Gewinn- und Brechungsindexspektren.

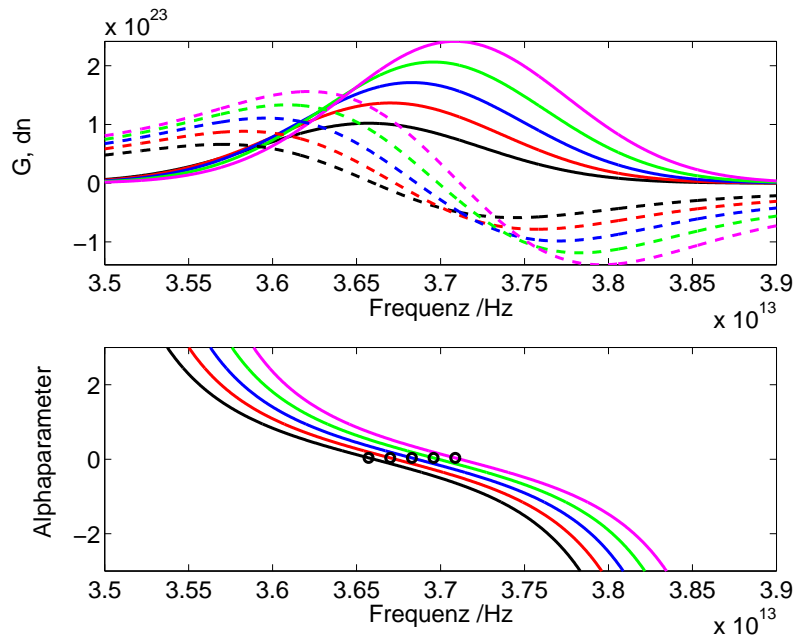


Abbildung 5.16.: Oben: Gewinnspektren (durchgezogene Linien) und die dazugehörigen Brechungsindexspektren (gebrochene Linien) für unterschiedliche Ladungsträgerzahlen. Unten: Die daraus berechneten Alphaparameterspektren. Die Kreise zeigen die Lage des Gewinnmaximums an.

Für verschiedene Ladungsträgerzahlen wurden Gewinnspektren simuliert und daraus mittels Kramers-Kronig-Transformation die Brechungsindexspektren berechnet. Ebenso gezeigt sind die daraus folgend berechneten Alphaparameterspektren. Der freilaufende Laser emittiert ohne DFB-Gitter, bestimmt durch die Resonatormoden, in der Nähe des Maximums der Gewinnkurve. Im Falle eines DFB-Lasers sollte das Gitter so abgestimmt sein, dass die DFB-Wellenlänge mit diesem Maximum zusammenfällt. Das Gewinnspektrum und die DFB-Wellenlänge sind aber abhängig von der Temperatur im Laser. Diese Abstimmung ist also abhängig von den Betriebsparametern. Bereits durch das Laserdesign wird festgelegt, bei welchen Betriebsbedingungen das Gewinnmaximum und die DFB-Wellenlänge aufeinanderfallen. Weicht man davon ab, kommt es zu einer Verstimmung. Die Verstimmung der Gitterwellenlänge vom Gewinnspektrum ist in Abbildung 5.17 gezeigt. Zunächst stimmen beide noch gut überein. Dann kommt es durch Änderung der Temperatur zu einer Verstimmung. Obwohl in der Abbildung beide zu längeren Wellenlängen schieben, kann es sowohl zu einer relativen Rot- als auch zu einer relativen Blauverstimmung kommen, je nach dem welche Verschiebung größer ist. Ursache hierfür ist eine Reihe von Effekten:

Durch die Ausdehnung des Lasers mit steigender Temperatur ändern sich

- die Gitterkonstante des DFB-Gitters
- die Resonatorlänge
- die Gitterkonstante des Halbleitermaterials und damit sein Brechungsindex

Die vom DFB-Gitter unterstützte Mode wird also durch Erhöhen der Temperatur zu größeren Wellenlängen verschoben. Die spektrale Lage des Gewinnspektrums ist ebenfalls von der Temperatur abhängig.

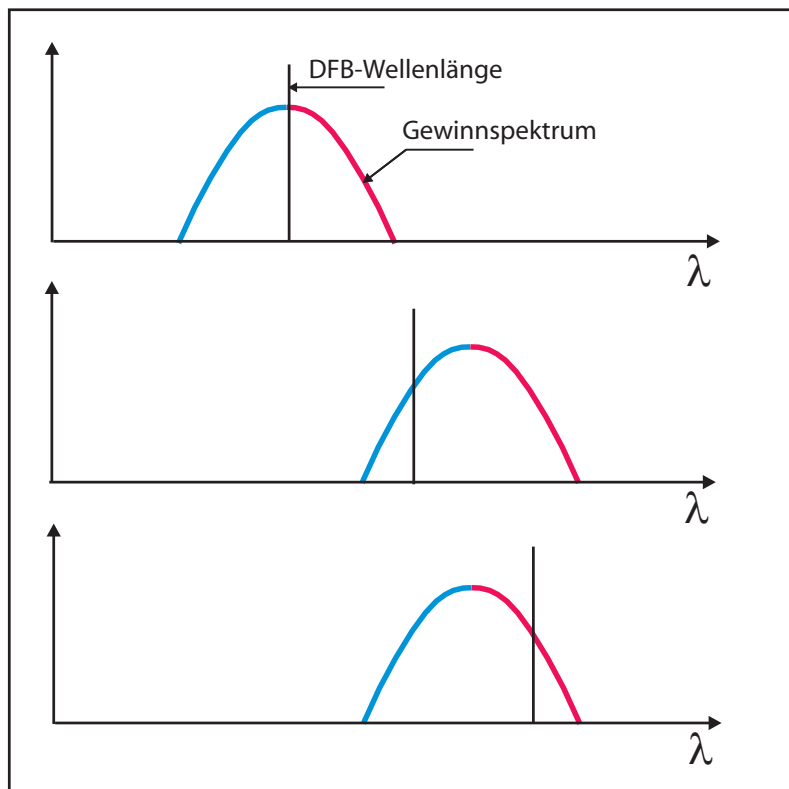


Abbildung 5.17.: Verstimmung des DFB Gitters. Das oberste Bild zeigt den Fall in dem die DFB-Wellenlänge genau auf das Maximum des Gewinnspektrums abgestimmt ist. In den unteren beiden Bilder sind sowohl Gewinnspektrum als auch DFB-Wellenlänge zu größeren Wellenlängen verschoben. Das mittlere Bild zeigt dabei den Fall, indem die Verschiebung der DFB-Wellenlänge kleiner ist als die des Gewinnspektrums. Es kommt zu einer relativen Blauverstimmung. Im unteren Bild ist der Fall einer relativen Rotverstimmung gezeigt. Die Verschiebung der DFB-Wellenlänge ist dabei größer als die des Gewinnspektrums.

Die erhöhte Temperatur ändert den Energieabstand der Laserniveaus. Das Gewinnspektrum wird mit steigender Temperatur ebenfalls zu längeren Wellenlängen verschoben. Abhängig davon, ob das Gewinnspektrum oder das DFB-Gitter stärker durch die Temperatur beeinflusst werden, kommt es zu einer relativen Blauverschiebung oder einer relativen Rotverschiebung der DFB-Wellenlänge in Bezug auf das Maximum des Gewinnspektrums. Wie aus der Abbildung 5.16 ersichtlich wird, ist der Grad der Änderung des Brechungsindex mit der Ladungsträgerzahl stark von der spektralen Position in Bezug auf das Gewinnmaximum abhängig. Daher wird der Alphaparameter größer, falls der Laser auf einer Wellenlänge emittiert, die auf der roten Seite vom Maximum liegt. Bei einer Blauverstimung fällt er. Rechts vom Maximum des Gewinns in Abbildung 5.16 werden die Alphawerte negativ.

Komplizierter verhält es sich bei Änderung des Injektionsstromes. Zusätzlich zu den Änderungen, die hierbei durch die erhöhte Temperatur im Laser auftreten, beeinflusst die erhöhte Zahl der Ladungsträger sowohl Brechungsindex als auch Gewinnspektrum. Dabei folgt für Fabry-Perot Halbleiterlaser mit einem asymmetrischen Gewinnspektrum eine Abhängigkeit des Alphaparameters von der Ladungsträgerzahl (vgl. Abb. 2.4, Alphaparameterwerte am Gewinnmaximum.¹). Die Ladungsträgerzahl ist hier allerdings oberhalb der Schwelle konstant, so dass der Alphaparameter dann nicht mehr abhängig vom Pumpstrom ist. Die Besonderheit bei Quantenkaskadenlaser ist nun, dass sich die Ladungsträgerzahl auch oberhalb der Schwelle noch ändert. Durch das symmetrische Gewinnspektrum sind die Alphaparameterspektren allerdings bis auf eine spektrale Verschiebung unabhängig von der Ladungsträgerzahl. Abbildung 5.16 zeigt, dass die Alphaparameterwerte am Gewinnmaximum (Kreise) identisch sind. Durch das fehlende Gewinnclamping kommt es beim Quantenkaskadenlaser allerdings zu einer Verschiebung des Gewinnmaximums, auch oberhalb der Schwelle. Dies führt im Spezialfall des DFB Lasers wieder zu einer weiteren Verstimung des Gewinns.

Nach dieser Modellvorstellung kann man also davon ausgehen, dass in unseren Experimenten die DFB-Wellenlängen der Laser durch Variation des Pumpstromes (der Temperatur) über das Maximum des Gewinnspektrums geschoben wurde. Am Maximum ist ein Alphawert von Null erreicht. Die Richtung der Verschiebung war allerdings bei den Lasern unterschiedlich. Bei jeweils steigenden Werten für Injektionsstrom und Temperatur kam es bei Laser QCL 24-IV-25 und Laser QCL-II3930-III-06-13 DFB zu einer Rotverstimung durch den Injektionsstrom. Aus der temperaturabhängigen Messung für Laser QCL-II3930-III-06-13 DFB in Abbildung 5.13 folgt, dass die Temperatur aber eine Blauverschiebung verursacht. Dies bedeutet, dass die Rotverschiebung, die bei Erhöhung des Pumpstromes durch die Ladungsträger verursacht wird, gegenüber der Blauverschiebung die durch die erhöhte Temperatur im Laser verursacht wird, überwiegt. Genau anders herum verhält es sich bei Laser QCL Thales 4248 in Abbildung 5.15, da dieser ein zu den anderen beiden Lasern komplementäres Verhalten des Alphaparameters zeigt. Weiteren Einblick erlaubt die Betrachtung der Emissionswellenlänge. Diese entspricht der DFB-Wellenlänge. Für Laser QCL Thales 4248 wurden mit Hilfe eines hochauflösenden FT-IR Spektrometers die optische Spektren in Abhängigkeit von Strom und Temperatur vermessen. Diese waren bereits in Abbildung 4.10 zu sehen. Durch die optischen Spektren dieses Lasers ist es jetzt möglich, die Ergebnisse aus Abbildung 5.15 auch über der Wellenlänge aufzutragen. Diese sind in Abbildung 5.18 gezeigt. Die Abbildung verdeutlicht, dass der Alphaparameter nicht allein von der DFB-Wellenlänge abhängt. Man erhält für die gleiche Wellenlänge z.B. bei höherer Temperatur höhere Alphawerte. Allgemein kann ein negativer Alphaparameter auch am Maximum des Gewinnspektrums auftreten. Ein solches Verhalten ist bei Quantenpunktlasern schon durch Modellierung der Suszeptibilität und im Experiment beobachtet worden [104, 105, 102]. Da die ermittelten Alphaparameter stark von den Betriebsbedingungen abhängen stellt sich die Frage welchen Einfluss die Messmethode auf die ermittelten Werte hat.

In einer Untersuchung an einer großen Zahl von (Dioden-) Halbleiterlasern wurden verschiedene Methoden zur Bestimmung des Alphaparameters untersucht. Dabei sollte überprüft werden, welchen Einfluss die Messmethode auf die erhaltenen Messwerte hat. Gemessen wurde jeweils der gleiche Laser mit unterschiedlichen Methoden. Diese Ergebnisse sollten an mehreren Instituten bestätigt werden. Es zeigte

¹ Siehe auch [103]

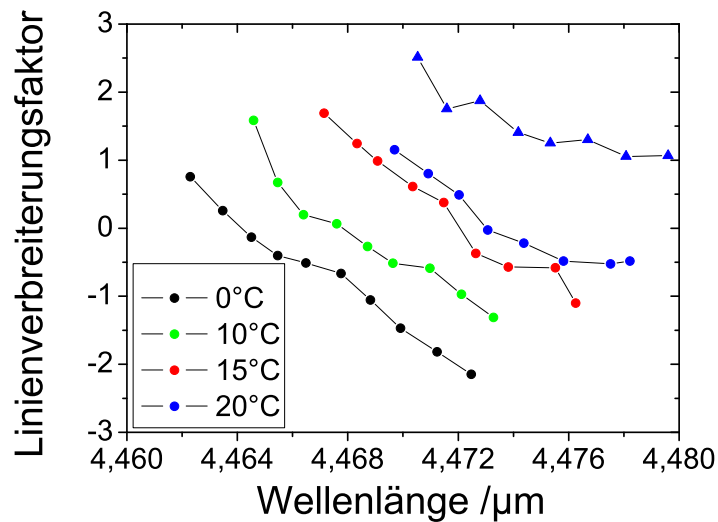


Abbildung 5.18.: QCL Thales 4248: Der Alphaparameter in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene Temperaturen. Der Graph mit den Dreiecken (Δ) zeigt Messwerte von einem Baugleichen Laser bei 20°C.

sich, dass die Alphawerte teilweise stark von der Messmethode abhängen. Die von uns verwendete RI Methode liefert dabei Werte, die gut im mittleren Bereich liegen. Trotzdem wirft dieses Ergebnis die Frage auf, inwieweit Angaben des reinen Zahlenwertes für den Alphaparameter ohne Bezug zur Messmethode sinnvoll sind. Gerade auch die hier vorgestellten Messungen an Quantenkaskadenlasern oder die Ergebnisse an Quantenpunktlasern [102] mit der deutlichen Abhängigkeit von den Betriebsparametern geben Grund, das Konzept Alphaparameter zu überdenken.

Für die späteren Anwendungen ist es daher umso wichtiger, den Alphaparameter des Lasers bei Betriebsbedingungen mit einer Methode zu messen, die auf dem gleichen Funktionsprinzip beruht. Dies ermöglicht die Ermittlung spezifisch auf das Messvorhaben abgestimmter Betriebsparameter und ist wichtig, um den Quantenkaskadenlaser als Sensor verwenden zu können.

Die hier erstmals vorgestellte Methode den Alphaparameter von Quantenkaskadenlasern zu messen, ist später auch von anderen Gruppen aufgegriffen worden. Hier wurde der kleine Alphaparameter auch bei anderen Lasertypen bestätigt [106, 107], sowie Untersuchungen zum Gewinnspektrum über den Alphaparameter durchgeführt [108].

Als nächstes soll der Laser in Bezug auf seine Rauschcharakteristik untersucht werden. Das Intensitätsrauschen ist wichtig für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis SNR und das Phasenrauschen steht in direktem Zusammenhang mit der Linienbreite. Beides sind wichtige Charakteristika für die Anwendung des Rückkopplungsinterferometers.

5.4 Rauschen und Linienbreite

Das elektrische Feld unterliegt Fluktuationen sowohl in der Amplitude als auch in der Phase. Dies folgt durch die Quantennatur des Lichts direkt aus der Heisenberg'schen Unschärferelation. Im kohärenten Zustand ist das Rauschen gleich auf beide Größen verteilt.

Das Intensitätsrauschen ist der limitierende Faktor bei der Detektion schwacher Signale. Die Detektierbarkeit ist durch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis SNR gegeben. Bei starkem Rauschen ist für die gleiche Detektivität entsprechend mehr Signalamplitude nötig. Um das Intensitätsrauschen so gering wie möglich

zu halten, müssen die verursachenden Mechanismen identifiziert und kontrolliert werden. Untersuchungen des Intensitätsrauschens sind daher steter Bestandteil der Entwicklung und Optimierung neuer Laserstrukturen. Untersuchungen zum Intensitätsrauschen an Quantenkaskadenlasern sind immer noch ein spannendes Forschungsgebiet. Ausführliche Messungen zum Intensitätsrauschen von Quantenkaskadenlasern finden sich in der Literatur [77]. An dieser Stelle soll ausgewählt nur eine Charakterisierung des verwendeten Quantenkaskadenlasers stattfinden.

In direktem Zusammenhang mit dem Phasenrauschen steht die Linienbreite des Lasers. Diese bestimmt sein spektrales Auflösungsvermögen. Linienbreitenmessungen sind am Quantenkaskadenlaser eine Herausforderung, da zum einen sehr kleine Werte erwartet werden und zum anderen bewährte Methoden nicht angewandt werden können. Dies hängt mit technischen Limitierungen zusammen. Für die hier gezeigten Messungen werden daher bekannte Methoden modifiziert, um den Ansprüchen im Mittelinfraroten gerecht zu werden.

5.4.1 Intensitätsrauschen

Zur Durchführung der Messungen des Intensitätsrauschens wurde das Prinzip der direkten Detektion angewandt. Dazu wird das emittierte Laserlicht vollständig auf einen breitbandigen Detektor fokussiert. Die Fluktuationen des Laserlichts übertragen sich dabei direkt auf den Photostrom und können mit Hilfe eines ESAs gemessen werden. Hierbei zeigte der Laser ein weißes Rauschverhalten, das heißt dass die Rauschleistung des Lichtes unabhängig von der Frequenz im elektrischen Spektrum ist. Die ermittelte spektrale Rauschleistung des elektrischen Spektrums S_p ist zusätzlich noch abhängig von der Auflösungsbandbreite B des Spektrumanalysators und der Intensität auf dem Detektor. Um dies zu berücksichtigen, hat sich für Rauschmessungen das so genannte RIN (Relative Intensity Noise) etabliert, bei dem die ermittelte Rauschleistung entsprechend normiert wird.

$$RIN = \frac{S_p}{B \cdot V \cdot I_{ph}^2 \cdot R} \quad (5.5)$$

Zusätzlich ist hier die elektrische Verstärkung V berücksichtigt. Die Leistung auf dem Detektor ist durch die Messgröße Photostrom I_{ph} mit dem Widerstand R gegeben. Abbildung 5.19 zeigt die ermittelten RIN Werte für Laser QCL Thales 4248. Die erhaltene RIN Kurve zeigt die für Quantenkaskadenlaser typische Skalierung mit der optischen Leistung von $RIN \propto P^{-\gamma}$ mit $\gamma \approx 2$. Dabei ist der hier verwendete QCL Thales 4248 etwas rauschärmer als die beiden Vergleichslaser [77, 79] und daher gut für die Verwendung im Rückkopplungsinterferometer geeignet.

5.4.2 Linienbreite

Messungen der Linienbreite werden an Lasern aus mehreren Gründen standardmäßig durchgeführt. Zum einen erlauben sie Einsicht in die inhärente Physik des Lasers. Eine Überprüfung der mittels theoretischer Überlegungen errechneten Linienbreite gibt Auskunft darüber, wie gut das theoretische Modell den Laser beschreibt. Zum anderen wird die Kenntnis der Linienbreite benötigt, um den Laser in Bezug auf Anwendungen einordnen zu können. Schmalere Linienbreiten ermöglichen eine bessere spektrale Auflösung, ein breiteres Emissionsspektrum hingegen ist für andere Anwendungen wie z.B. die Erzeugung kurzer Pulse notwendig. Zum Messen der Linienbreite gibt es eine Vielzahl von Herangehensweisen. Man kann beispielsweise die Absorption an einer bekannten schmalen atomaren Linie messen oder eine Schwebung mit einem bekannten stabil laufenden Laser herbeiführen und die Breite des resultierenden Signals messen.

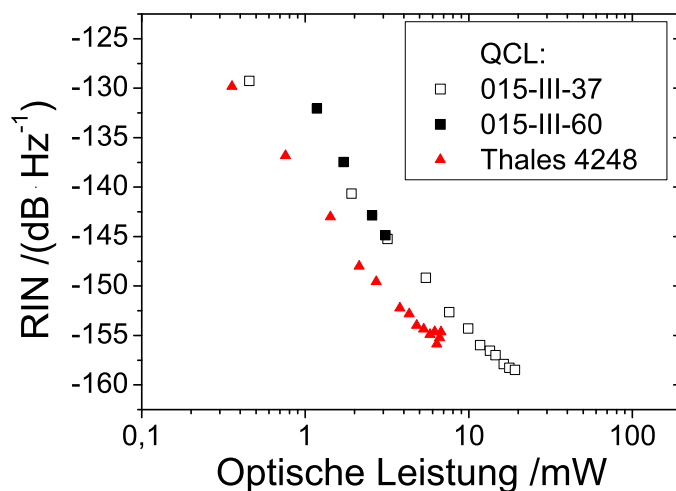


Abbildung 5.19.: Das Relative Intensitätsrauschen in Abhängigkeit von der optischen Leistung gemessen für QCL Thales 4248 gemessen bei einer Frequenz von 50MHz. Die Quadrate stellen zum Vergleich ältere Messungen an anderen QC Lasern dar.

Im mittelinfraroten Spektralbereich sind Linienbreitenmessungen nicht ohne weiteres mit den bekannten Methoden durchführbar. Hierzu werden oftmals Komponenten benötigt, die im Mittelinfraroten nicht oder nicht in der nötigen Qualität zur Verfügung stehen. Solche Komponenten sind beispielsweise optische Isolatoren, Glasfasern oder akusto-optische Modulatoren. Zudem befinden sich breitbandige Detektoren im Gigahertzbereich gerade erst in der Entwicklung.

Für die Messungen in dieser Arbeit wurden zwei Herangehensweisen verfolgt. Die eine ist eine Modifikation der so genannten Self-Homodynen Messmethode, welche eine der Standardmethoden im Telekommunikationsbereich ist. Die andere beruht auf dem RI Effekt und bestimmt die Linienbreite über das Phasenrauschen des Lasers.

5.4.2.1 Die Rückkopplungsinterferometrische Methode

In den vorangegangenen Abschnitten wurde bereits der Zusammenhang zwischen Linienbreite und Phasenfluktuationen des elektromagnetischen Feldes erläutert. In der folgenden Methode, die bereits im Sichtbaren validiert ist [109], und hier nun zum ersten Mal auf Quantenkaskadenlaser angewandt wird, können diese Phasenfluktuationen direkt gemessen werden. Die Phasendifferenz der beiden Interferometerarme bestimmt im Rückkopplungsinterferometer die Phasenlage des RI Signals. Das Phasenrauschen kann im RI Signal auf dem Oszilloskop also als zeitliches Rauschen gemessen werden. Besonders nützlich ist hier der Bereich moderater Rückkopplung für $C > 1$, da hier wieder die Positionen der Hysteresesprünge besonders einfach und genau bestimmt werden können. Das Phasenrauschen entspricht dann den Fluktuationen der Position des Hysteresesprungs auf der Zeitachse.

Die Phase des zurückgekoppelten Lichts ist abhängig von der Entfernung D zum Rückkoppelspiegel und der Frequenz ν des Lichts : $\phi = \frac{4\pi}{c}\nu D$. Beide Größen sind dabei rauschbehaftet. Das Phasenrauschen im Interferometer wird also verursacht durch die Fluktuationen der Länge des externen Resonators ΔD und der Linienbreite des Lasers $\Delta\nu$. Das mittlere Phasenrauschen bestimmt sich dann zu:

$$\sqrt{\langle \Delta\phi^2 \rangle} = \frac{4\pi}{c} \sqrt{\nu_0^2 \langle \Delta D^2 \rangle + D_0^2 \langle \Delta\nu^2 \rangle} \quad (5.6)$$

Es ist damit abhängig von der Linienbreite des Lasers $\Delta\nu$, der mittleren Laserfrequenz ν_0 sowie von der Entfernung zum Rückkoppelspiegel D und deren Fluktuation ΔD . Die Fluktuationen ΔD sind dabei der periodischen Oszillation des Rückkoppelspiegels überlagert. Diese periodischen Oszillationen sind im zeitlichen Mittel allerdings Null und spielen daher keine Rolle. Für ausreichend große Entfernungen wird der erste Term der Wurzel vernachlässigbar klein und man erhält einen linearen Zusammenhang zwischen Phasenrauschen und Linienbreite. Für kurze Entfernungen ist allerdings ein Hintergrundrauschen dominant, welches durch mechanische Fluktuationen im Aufbau bestimmt wird. Zur Bestimmung der Linienbreite misst man nun das Phasenrauschen in Abhängigkeit von der externen Resonatorlänge und erhält die Linienbreite aus der Steigung der erhaltenen Funktion.

Zur Messung der Linienbreite von Quantenkaskadenlasern musste zunächst sichergestellt werden, dass das Rückkopplungsinterferometer in einem Bereich von $C > 1$ läuft. Dies konnte durch moderate Rückkopplung mittels eines Goldspiegels erreicht werden. Des Weiteren konnte eine variable Rückkopplungsstrecke von maximal 4,5 Metern realisiert werden. Dazu wurde der Laserstrahl über vier Spiegel gefaltet. Die ermittelten Werte für das Phasenrauschen sind in Abhängigkeit von der Rückkopplungsstrecke in Abbildung 5.20 aufgetragen. Ebenfalls in die Abbildung eingetragen sind gerechnete Kurven bei gleichem

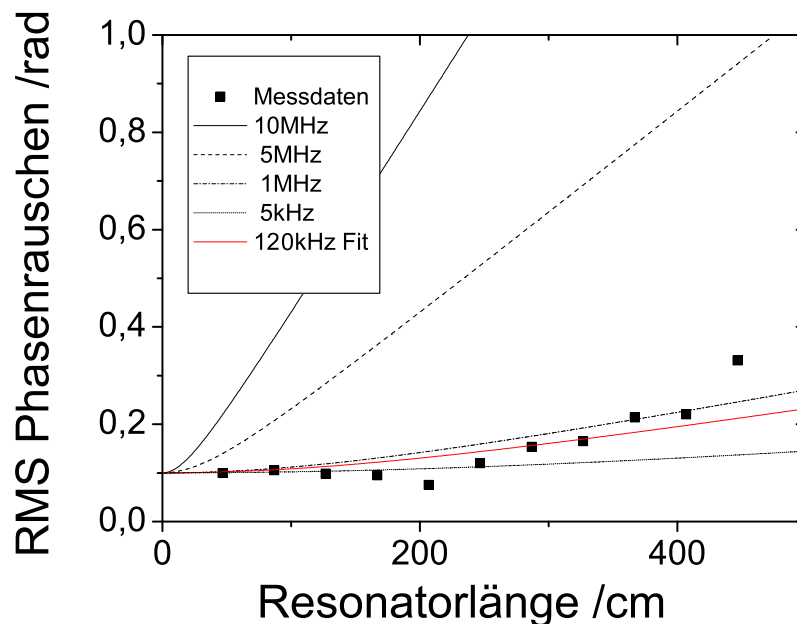


Abbildung 5.20.: Messung der Linienbreite am QCL. Aufgetragen ist das mittlere Phasenrauschen über der Rückkoppellänge. Eingezeichnet sind die Messwerte aus dem Experiment, sowie gerechnete Kurven für unterschiedliche Linienbreiten. Die Messpunkte haben die beste Übereinstimmung mit einer theoretischen Kurve, die einer Linienbreite von 120kHz entspricht.

Hintergrundrauschen für Laser mit verschiedenen Linienbreiten. Hieran lässt sich ablesen, dass die zur Verfügung stehende Resonatorlänge ausreichend ist, um Linienbreiten im niedrigen MHz-Bereich gut auflösen zu können. Die Messung zeigt allerdings, dass das Phasenrauschen sich kaum aus dem Untergrund abhebt. Die Daten lassen sich am Besten mit einer Kurve anfitten, die einer Linienbreite von 120kHz entspricht. Um solch kleine Linienbreiten mit hoher Genauigkeit vermessen zu können, benötigt man allerdings wesentlich längere Rückkoppellängen. Aus dem Experiment lässt sich aber eine obere Grenze angeben. Es folgt, dass die Linienbreite von Quantenkaskadenlasern sicher im kHz- bis niedrigen MHz-Bereich liegt. Zur Bestätigung dieses Ergebnisses soll die Linienbreite von Quantenkaskadenlasern noch mittels anderer Methoden bestimmt werden. Im Telekommunikationsbereich werden häufig homodyne und heterodyne Überlagerungsverfahren verwendet. Für die Quantenkaskadenlaser wurde eine modifizierte self-homodyne Methode angewandt, die sich wie im Folgenden beschrieben aus der bekannten self-homodynen Methode ableitet.

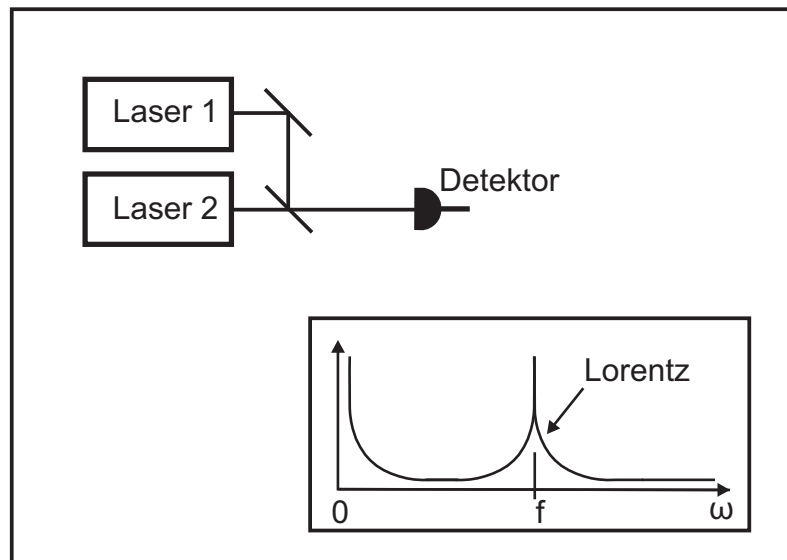


Abbildung 5.21.: Heterodyner Messaufbau.

Heterodyne- und Homodyneverfahren

Eine der Standard-Messmethoden zur Linienbreitemessung ist das heterodyne Messverfahren. Hierbei wird ein Schwebungssignal zwischen zwei Lasern erzeugt und dieses mit einem breitbandigen Detektor gemessen. In Abbildung 5.21 ist das zugehörige Schema illustriert. Die Frequenz der Schwebung f ist dabei abhängig von den Frequenzen der beiden Laser:

$$f = f_1 - f_2 \quad (5.7)$$

Durch Abstimmen der Laserwellenlängen wird eine Differenzfrequenz erzeugt, die innerhalb der Bandbreite des Detektors liegen muss. Das elektrische Spektrum des Detektorsignals kann dann mit einer weit höheren Auflösung bestimmt werden, als es mit einem optischen Spektralapparat möglich wäre. Die optische Linienbreite der beiden Laser überträgt sich dabei auf die Breite des Schwebungssignals. Das resultierende Spektrum ist eine Faltung der beiden Einzelspektren. Die Linienbreite eines Lasers kann also durch Entfaltung aus dem Schwebungssignal bestimmt werden, falls die Linienbreite des zweiten Lasers bekannt ist. Im Falle einer Lorentzlinie ergibt sich die Halbwertsbreite des Schwebungssignals als Summe der beiden einzelnen Halbwertsbreiten:

$$\delta\nu_{\text{Schwebung}} = \delta\nu_1 + \delta\nu_2 \quad (5.8)$$

Geht man von einer gaussförmigen Linie aus, so gilt:

$$\delta\nu_{\text{Schwebung}} = \sqrt{\delta\nu_1^2 + \delta\nu_2^2} \quad (5.9)$$

Besonders einfach wird die Bestimmung offensichtlich, falls entweder ein Referenzlaser mit verschwindend geringer Linienbreite $\delta\nu_1 \ll \delta\nu_2$ zur Verfügung steht, oder aber davon ausgegangen werden kann, dass beide Laser die gleiche Linienbreite haben. Oftmals stehen allerdings keine zwei identischen Laser zur Verfügung [110, 111, 112].

Häufig wird deshalb auch eine homodyne Messmethode angewandt. Der Begriff *homodyn* bedeutet hier, dass man anstelle zweier verschiedener Laser (wie im *heterodynen* Verfahren) nur einen Laser verwendet.

Die Schwebung entsteht dabei, indem man den Lichtstrahl zunächst aufteilt, und die beiden resultierenden Strahlen auf einem Detektor wieder überlagert [113]. Beide Lichtstrahlen haben jetzt die gleichen Eigenschaften. Aufgrund der großen Kohärenz des Laserlichts ist das Signal auf dem Detektor aber stark abhängig von der Phasendifferenz der beiden Lichtstrahlen. Diese genau zu kontrollieren, ist die Hauptherausforderung des homodynen Messaufbaus. Außerdem liegt die zentrale Schwebungsfrequenz bei diesem Aufbau immer bei Null Hertz. Dies ist ein Problem für den elektrischen Spektrumanalysator, da es im niederfrequenten Bereich zu Störungen der Signalform durch das $1/f$ Geräterauschen kommt.

Die Probleme des homodynen Aufbaus, die durch die Kohärenz und die identische Frequenz verursacht werden, lassen sich umgehen, indem ein modifizierter homodyner Messaufbau verwendet wird. Diese im Folgenden beschriebene self-homodyne Methode hat sich im nahinfraroten Spektralbereich gut etabliert. Für Quantenkaskadenlaser muss diese Methode allerdings noch weiterentwickelt werden. Zur Validierung der Methode für Quantenkaskadenlaser werden Messungen im NIR Bereich mit beiden Methoden verglichen.

Self-homodynes Verfahren

Da bei der Self-homodynen Messmethode nur ein einzelner Laser verwendet wird, kann seine Linienbreite eindeutig aus der Breite des Schwebungssignals bestimmt werden. Es ergeben sich einige Besonderheiten, die es bei dieser Methode zu beachten gilt. Da es nur einen Laser gibt, haben beide Strahlen die gleiche Frequenz. Das resultierende Schwebungssignal liegt daher bei einer Frequenz von 0Hz. Mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators (AOM) in einem der Arme kann das Schwebungssignal zu höheren Frequenzen im Spektrum verschoben werden. Zudem entstammt das Licht, welches auf dem Detektor überlagert wird, derselben Quelle. Es ist kohärent und es kommt zu Interferenzeffekten auf dem Detektor. Der andere Arm des Aufbaus wird daher mit Hilfe langer Glasfasern verzögert. Ist die Länge der Verzögerungsstrecke größer als die Kohärenzlänge des Lasers, so werden die störenden Interferenzeffekte beseitigt. Um dies zu realisieren, verwendet man einen Aufbau, wie er in Abbildung 5.22 gezeigt ist.

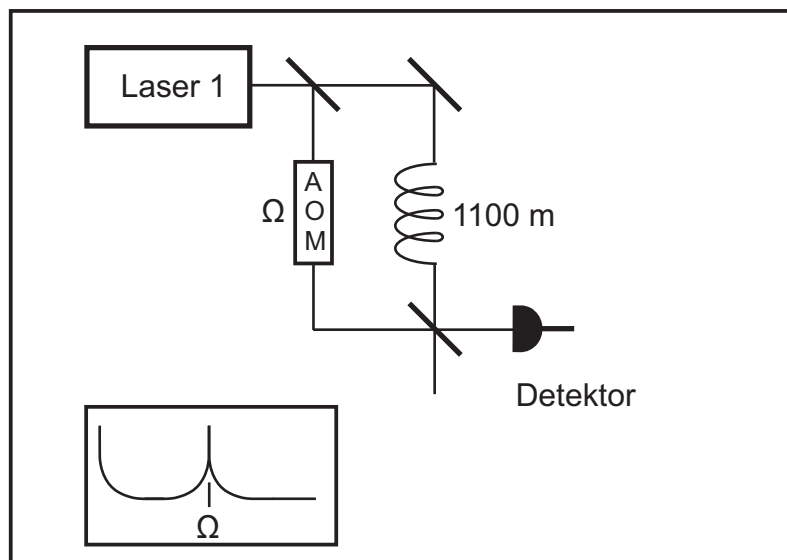


Abbildung 5.22.: Self-homodynes Messprinzip.

Auf dem elektrischen Spektrumanalysator beobachtet man ein lorentzförmiges Schwebungssignal bei der Frequenz, die durch den akusto-optischen Modulator vorgegeben wird.

Für die Messungen im nahinfraroten Bereich wurde ein über eine externe Kavität abstimmbarer Diodenlaser verwendet, der direkt in eine Glasfaser eingekoppelt wurde. Der restliche Aufbau erfolgte nach dem Mach-Zehnder Prinzip wie in Abbildung 5.22 gezeigt, wobei die Aufteilung in die beiden Arme durch

einen Vierfach-Faserkoppler realisiert wurde. Es wurde ein fasergekoppelter AOM verwendet, um die Frequenz zu modulieren. Zur Verzögerung wurde sowohl eine Faser mit 1100m als auch eine mit 4435m Länge verwendet. Aufgenommen wurde das Schwebungssignal über einen fasergekoppelten 3,5 GHz Detektor. Abbildung 5.23 zeigt die optischen Spektren, die für unterschiedliche Pumpströme aufgenommen

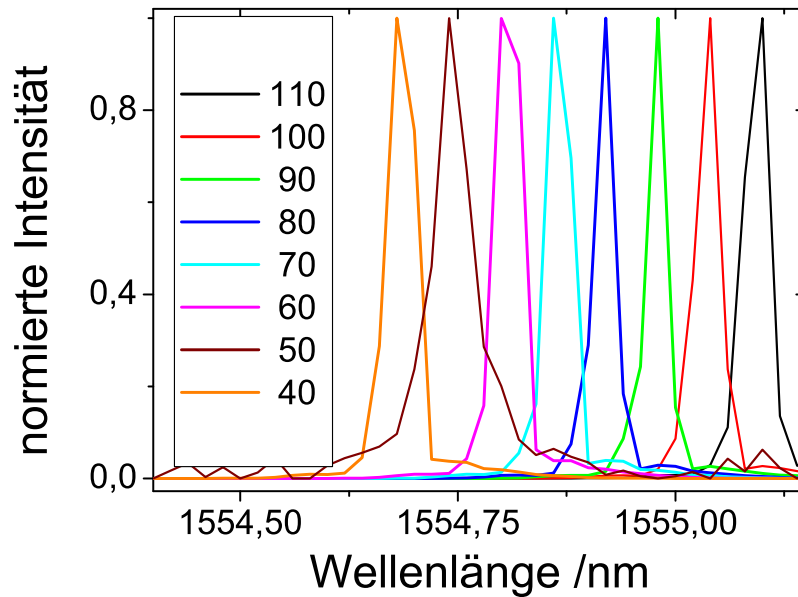


Abbildung 5.23.: Optische Spektren des 1,55µm Lasers für verschiedene Pumpströme bei Raumtemperatur. Die Angaben der Pumpströme sind in mA.

wurden. Das Schwebungssignal auf dem Detektor wurde mittels eines elektrischen Spektrumanalysators gemessen. Die Schwebungs-Spektren sind in Abbildung 5.24 gezeigt. Dabei wurde bei kleinen Pumpströ-

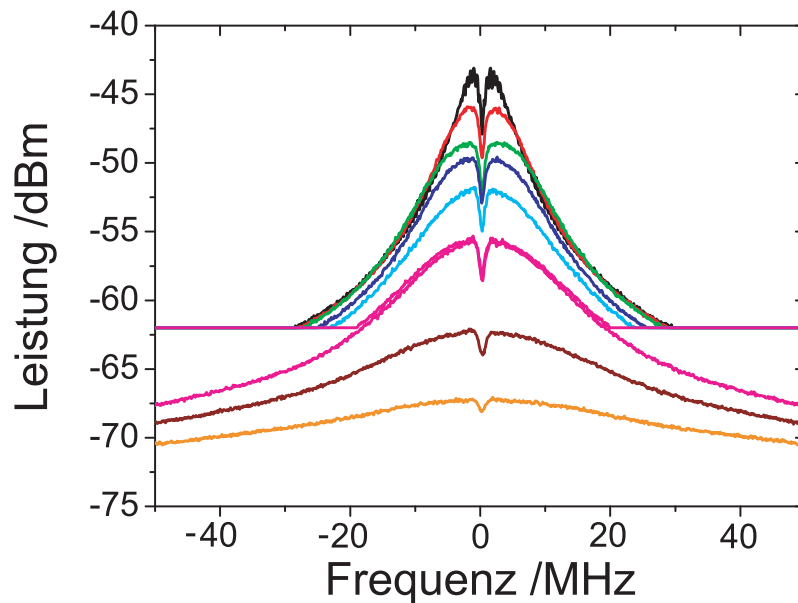


Abbildung 5.24.: Die Schwebungssignale der self-homodynen Methode im elektrischen Spektrum. Die Verzögerungsstrecke beträgt 1100m und die Pumpströme entsprechen Abbildung 5.23. Bei 60mA (pink) wurde zur besseren Darstellung der Kurven am ESA die Y-Achse aufgezo-gen. Die Kurven mit Pumpströmen oberhalb von 60mA haben daher eine Basislinie von -62dBm. Der zentrale Einbruch der Kurven wird durch den AOM verursacht.

men zum Erhöhen der Messgenauigkeit die Auflösung der vertikalen Achse angepasst. Abbildung 5.25

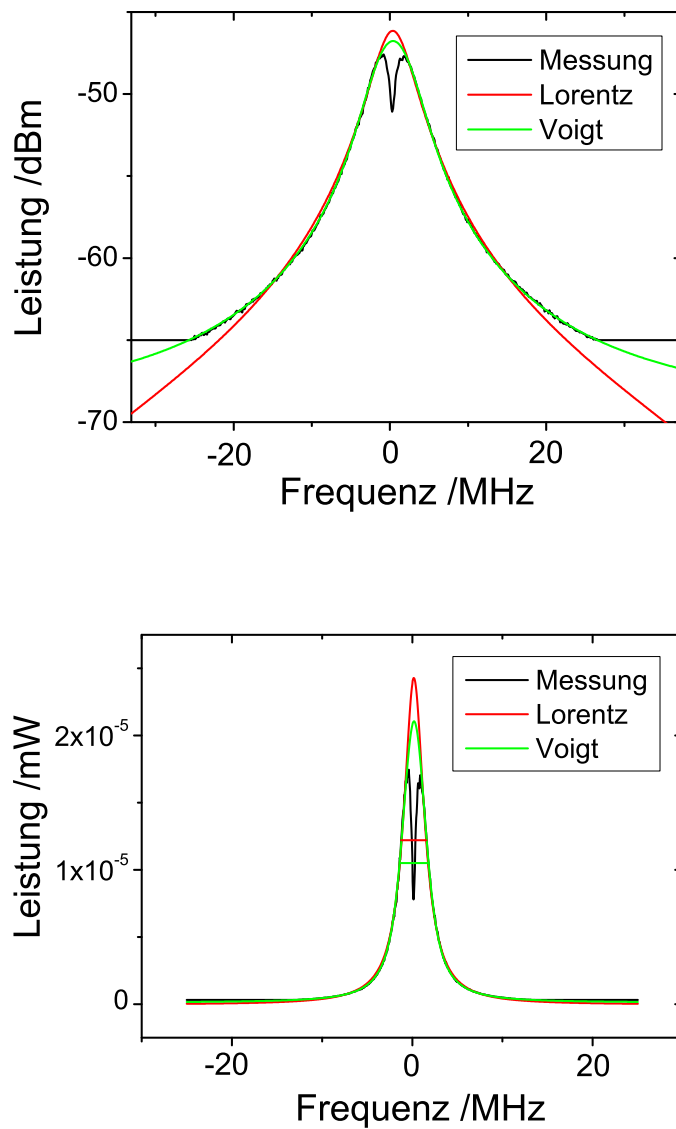


Abbildung 5.25.: Das RF-Signal der Schwebung mit Lorentzfit und Voigtfit für $I = 110\text{mA}$. Die logarithmische Auftragung (oben) zeigt die gute Übereinstimmung. In die lineare Auftragung (unten) sind noch die ermittelten Linienbreiten der Fits eingezeichnet.

zeigt die gemessene Kurve bei 110mA sowohl in logarithmischer als auch in linearer Darstellung. Es war zu erwarten, dass der Laser eine lorentzförmige Linie zeigt. Die Kurve wurde jeweils sowohl mit einem Lorentz- als auch mit einem Voigtprofil (also Lorentz+Gauss) angefitet. In der logarithmischen Darstellung erkennt man die deutlich bessere Übereinstimmung mit dem Voigtprofil. In der linearen Darstellung sind die über beide Profile ermittelten Linienbreiten eingezeichnet. Auf diese Weise lassen sich die Linienbreiten für alle Pumpströme ermitteln. Eine Auftragung der Linienbreite über dem Pumpstrom für beide Verzögerungsstrecken findet sich in Abbildung 5.26. Es ist zu beachten, dass in allen Auftra-

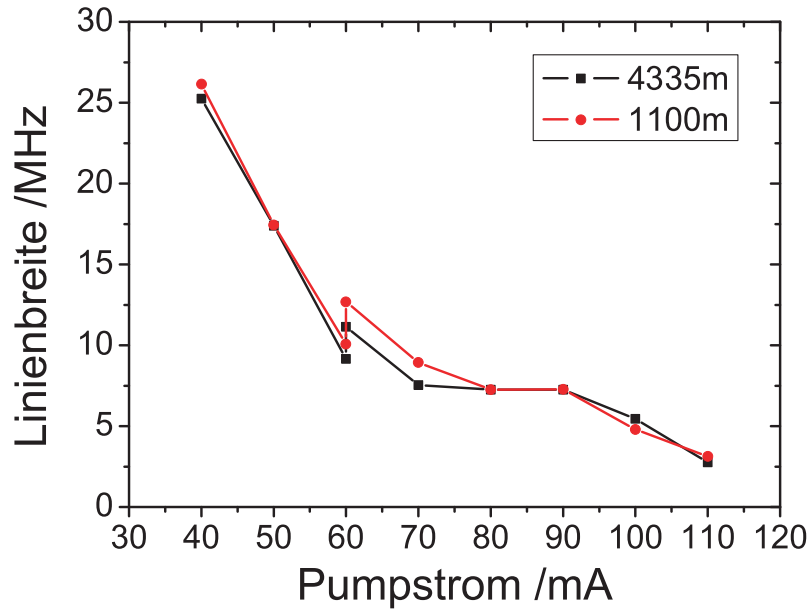


Abbildung 5.26.: Die Linienbreiten, gemessen mit der Self-homodynen Methode bei zwei Verzögerungsstrecken.

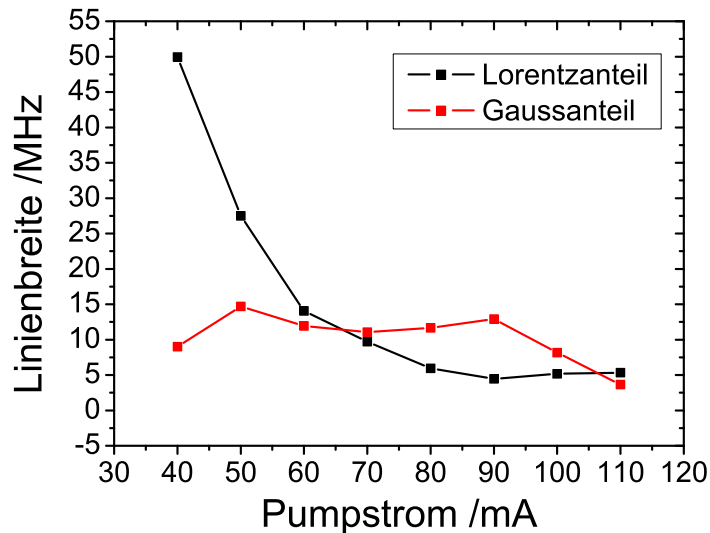


Abbildung 5.27.: Die Linienbreiten der Gauss- und Lorentzanteile im Voigtfit. Der Lorentzanteil zeigt eine deutliche Abhängigkeit vom Pumpstrom, der Gaussanteil ist praktisch unabhängig davon.

gungen der Linienbreite über dem Pumpstrom die tatsächliche Laserlinienbreite dargestellt ist, die sich gemäß Gleichung 5.8 durch Halbieren der gemessenen Linienbreite des Schwebungssignals ergibt. Die Laserlinienbreite ist abhängig vom Pumpstrom, da mit zunehmender Laserleistung der Rauschbeitrag

durch Spontanemission geringer wird. Die ermittelten Linienbreiten befinden sich in einem Bereich, der für entsprechende Laser typisch ist. Eine Linienbreite von 25MHz entspricht einer Kohärenzlänge von 12m (im Vakuum). Damit sind beide verwendeten Verzögerungsstrecken deutlich lang genug für eine inkohärente Überlagerung. Interessant ist auch eine weitere Analyse der Linienform. Die für die Auswertung des Voigtprofils ermittelten Werte für die Linienbreiten der Lorentz- und Gaussanteile sind für eine Verzögerungsstrecke von 4335m in Abbildung 5.27 aufgetragen. Der Lorentzanteil beschreibt die natürliche Linienbreite eines gedämpften Oszillators, die aus der Heisenberg'schen Unschärferelation folgt und mit der Kohärenzlänge zusammenhängt. Dieser Anteil ist im Laser leistungsabhängig und spiegelt das Verhalten der Linienbreite entsprechend der Schawlow Townes Theorie wieder. Es handelt sich hier um eine homogene Linienverbreiterung. Der Gaussanteil stellt eine inhomogene Verbreiterung der Linie dar, wie sie zum Beispiel in Gaslasern als Konsequenz des Dopplereffektes durch die inhomogene Geschwindigkeitsverteilung der Atome verursacht wird. In Halbleiterlasern können solche Verbreiterungen z.B. durch Inhomogenitäten in den Dotierungen verursacht werden. Diese Komponente der Linienbreite ist von der Leistung unabhängig. Weitere mögliche Ursachen die nicht mit dem Laser zusammenhängen sind unter Anderem mechanische Instabilitäten oder Fluktuationen in der Trägerfrequenz des AOMs [114, 115, 116, 117, 118].

Es soll nun überprüft werden, ob die gemessenen Linienbreiten auch mit dem modifizierten self-homodynen Aufbau reproduziert werden können.

5.4.2.3 Die modifizierte Self-Homodyne Messmethode

Bei den zum Messen von schmalen Linienbreiten benötigten sehr langen Verzögerungsstrecken kommt es verstärkt zu Dispersionseffekten. Ebenso können nicht immer lange Verzögerungsstrecken realisiert werden. Daher soll sich hier mit der Fragestellung befasst werden, wie sich das resultierende Schwebungssignal verändert, wenn die Länge der Verzögerungsstrecke in den Bereich der Kohärenzlänge und darunter verkürzt wird. Die zugrunde liegenden theoretischen Überlegungen sowie erste experimentelle Demonstrationen finden sich in der Literatur [119, 120, 121] und sollen hier kurz erläutert werden. Das Konzept wird dann zum ersten Mal auf Quantenkaskadenlaser übertragen.

Der Versuchsaufbau unterscheidet sich in zwei Punkten von der normalen self-homodynen Methode. Die Frequenzverschiebung des Schwebungssignals erfolgt nicht mithilfe eines akusto-optischen Modulators in einem der optischen Arme des Interferometers, statt dessen wird das Signal nach der Detektion elektrisch, durch Faltung mit dem Sinussignal eines Frequenzgenerators in einem Mischer, auf eine höhere Frequenz verschoben. Zweitens wird auf die lange Verzögerungsstrecke verzichtet. Es treten dann durch die kohärente Überlagerung der beiden Teilstrahlen auf dem Detektor Interferenzeffekte auf. Diese könnten minimiert werden, indem man z.B. die Phasenbeziehung kontrolliert konstant hält. In diesem Aufbau wird statt dessen aber über eine komplette Phasenverschiebung von 2π gemittelt. Dazu wird die Phase eines Armes moduliert. Dies kann man z.B. durch mechanische Expansion der Glasfaser mit einem Piezoaktuator erreichen [122]. Durch schnelle periodische Modulation der Phase erhält man am Detektor eine Mittelung über die verschiedenen konstruktiven und destruktiven Anteile. Das gemessene Signal lässt sich (auf Basis einer Lorentzfunktion) dann in Abhängigkeit von der Frequenz ω durch

$$S_m(\omega) \propto [(1+A^2)^2 + 2A^2 e^{-\Delta\omega\tau}] \delta(\omega - \omega_0) + 2BA^2 \frac{\Delta\omega/\pi}{\Delta\omega^2 + (\omega - \omega_0)^2} [1 - e^{-\Delta\omega\tau} (\cos[(\omega - \omega_0)\tau] + \Delta\omega\tau \frac{\sin[(\omega - \omega_0)\tau]}{(\omega - \omega_0)\tau})] \quad (5.10)$$

beschreiben. Dabei ist A das Amplitudenverhältnis der beiden Strahlen und B die spektrale Bandbreite des Messsystems. Durch die Mittelung ist der Ausdruck nicht von der Phasendifferenz der Strahlen abhängig. Der erste Term der Gleichung ist ein Deltapeak, der seinen Ursprung im weißen Rauschanteil des Spektrums hat. Der zweite Term ist eine Lorentzfunktion, deren Maximum bei der Frequenz des elektrischen Mischers ω_0 liegt, und deren Flanken durch den dritten Term, einer Oszillation, überlagert sind.

Die spektrale Position der Extrema dieser Oszillation sind einzig von der Länge der Verzögerungsstrecke τ abhängig. Die Amplitude der Oszillation ist zusätzlich abhängig vom Produkt der Kohärenzlänge, repräsentiert durch die Linienbreite $\Delta\omega$ des Lasers, und der Verzögerungszeit τ . Die Linienbreite beeinflusst analog zum self-homodynen Aufbau die Form der Lorentzlinie. Für lange Verzögerungsstrecken geht der letzte Term der Gleichung gegen Null. Es ergibt sich im Grenzfall langer Verzögerungsstrecken also eine reine Lorentzlinie, deren Form durch die Linienbreite des Lasers gegeben ist. Abbildung 5.28 zeigt einige Plots dieser Funktion für unterschiedliche Verzögerungsstrecken und Linienbreiten, um deren charakteristischen Einfluss zu verdeutlichen. Der blaue Plot entspricht dabei einer Linienbreite von 100kHz bei 5m Verzögerungsstrecke, der grüne Plot hat die gleiche Linienbreite und 2,5m Verzögerungsstrecke und der rote Plot wieder 5m Verzögerungsstrecke aber 1MHz Linienbreite.

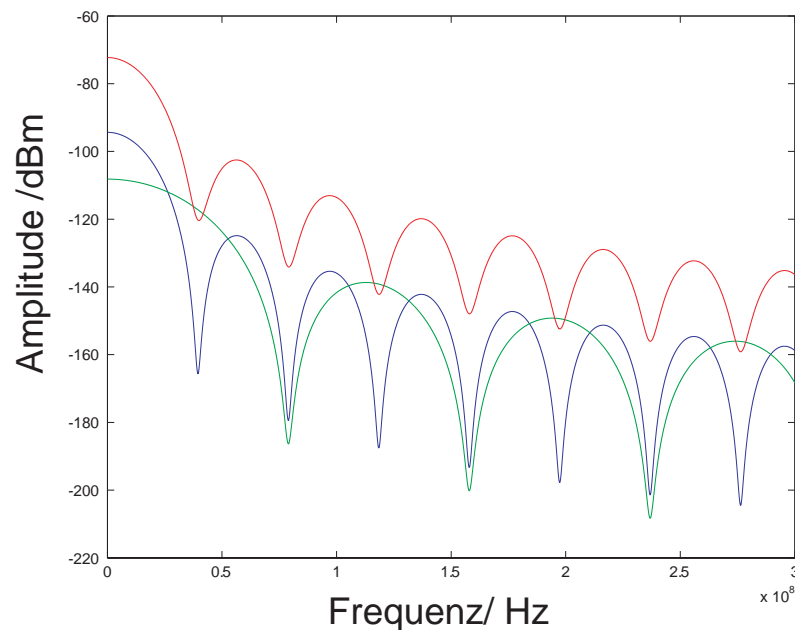


Abbildung 5.28.: Dargestellt sind gerechnete Kurven für verschiedene Linienbreiten $\Delta\omega$ und Verzögerungsstrecken s basierend auf Gleichung 5.10. Blau: $\Delta\omega = 100\text{kHz}$ $s = 5\text{m}$; Rot: $\Delta\omega = 1\text{MHz}$ $s = 5\text{m}$; Grün: $\Delta\omega = 100\text{kHz}$ $s = 2.5\text{m}$.

In dem für die nun folgenden Experimente realisierten Aufbau wurde anstelle des bisher verwendeten Mach-Zehnder Interferometers eine Michelson Anordnung gewählt, wie sie in Abbildung 5.29 dargestellt ist, da später beim Quantenkaskadenlaser auch im Michelson-Interferometer gemessen werden soll. Hierbei wurde die Phasenmodulation erreicht, indem Licht aus der Faser auf einen Spiegel ausgekoppelt wurde, der mittels eines Piezoaktuators oszillierte. Das Licht wurde durch den Spiegel direkt in die Faser zurückgekoppelt. Dies vermeidet unkontrollierbare Polarisationsänderungen, die beim Strecken der Faser auftreten können.

In einem ersten Experiment wurde der Aufbau im Grenzfall langer Verzögerungsstrecken getestet. Hierdurch sollten sich die Ergebnisse der normalen self-homodynen Methode bestätigen lassen. Dazu wurde ein Arm des Interferometers mit 4335m und 1100m Faser verlängert. Es wurden bei den gleichen Pumpströmen wie im Falle der self-homodynen Methode Schwebungssignale aufgenommen. Abbildung 5.30 zeigt ein solches Signal für 1100m. Der Peak im Signalzentrum ist in diesem Fall nicht der erwartete Deltapeak, sondern eine Störung, die durch den Mischer verursacht wird. Zur Auswertung der Linienbreite muss der zentrale Peak außer acht gelassen werden. Das Signal lässt sich wieder gut durch ein Voigtprofil annähern. Eine Auftragung der so ermittelten Linienbreiten ist im Vergleich zu den Messungen mit der herkömmlichen self-homodynen Methode in Abbildung 5.31 aufgetragen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den auf herkömmliche Weise ermittelten Linienbreiten.

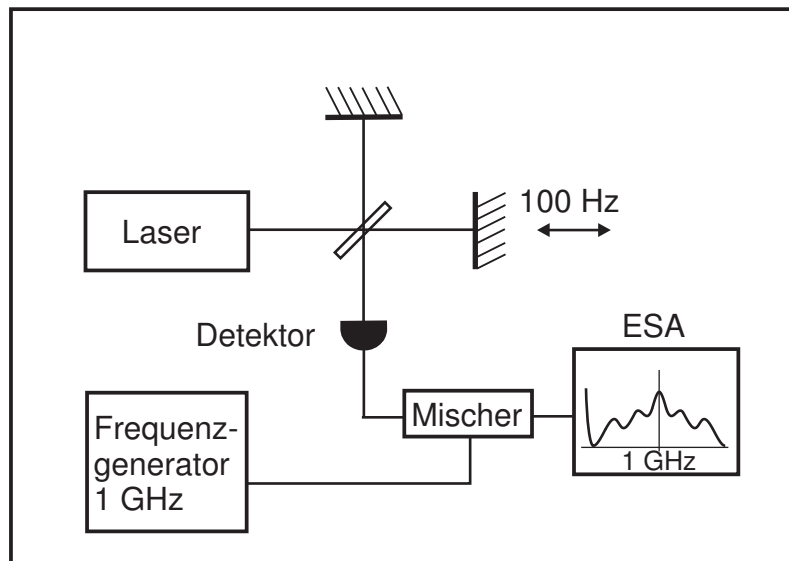


Abbildung 5.29.: Prinzip der modifizierten self-homodynen Methode.

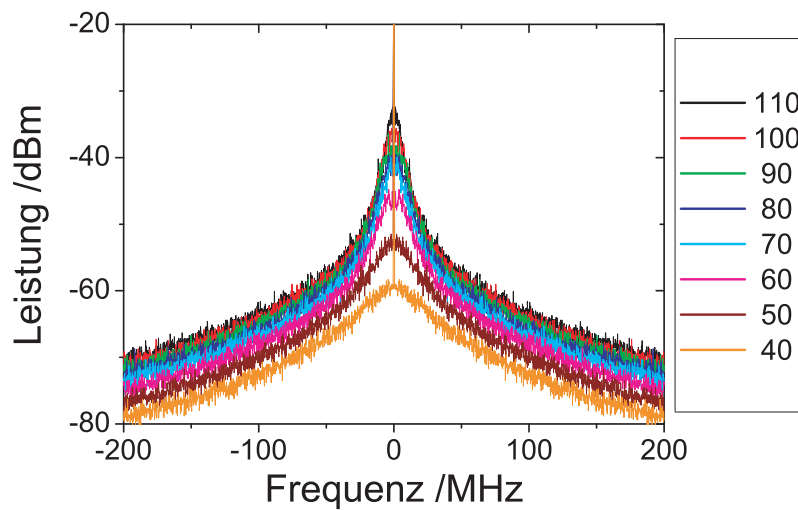


Abbildung 5.30.: Die Schwebungssignale der Self-homodynen Methode mit einer Verzögerungsstrecke von 1100m im elektrischen Spektrum. Die Angaben der Pumpströme sind in *mA*. Der zentrale Peak wird durch das $1/f$ -Rauschen verursacht.

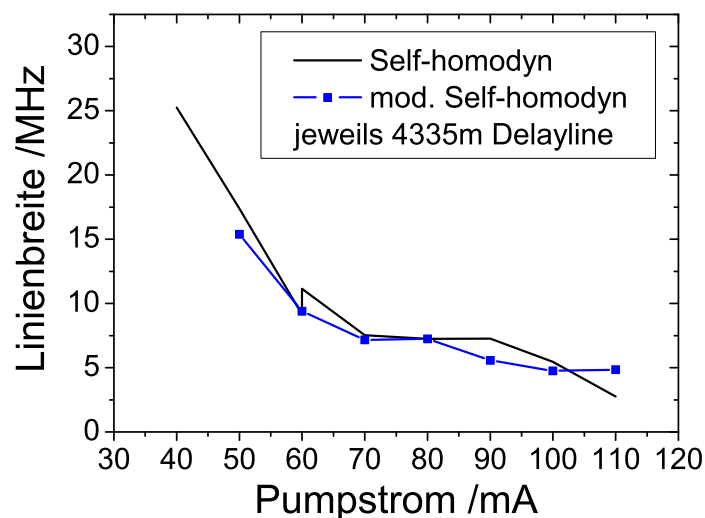


Abbildung 5.31.: Die ermittelten Linienbreiten der modifizierten Self-homodynen Methode mit langer Verzögerungstrecke im Vergleich zu den zuvor ermittelten Werten der klassischen Self-homodynen Methode.

Zur Bestimmung der Linienbreite des Quantenkaskadenlasers wird später ein Versuchsaufbau verwendet, der nur eine im Vergleich zur Kohärenzlänge kurze Verzögerungstrecke erlaubt. Daher soll im Folgenden das modifizierte self-homodyne Experiment am bekannten Laser nun mit kurzer Verzögerungszeit wiederholt werden. Dazu wird zunächst der Einfluss der Spiegeloszillation auf das Schwebungssignal untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass für die gewählte Auflösungsbandbreite von 300MHz bei 20 Sekunden Wobbelzeit bereits eine Spiegelfrequenz von 100Hz eine zufriedenstellende Signalstabilität erzeugt. In Abbildung 5.32 ist die Intensität auf dem Detektor als Detektorspannung mit und ohne Spiegeloszillation über der

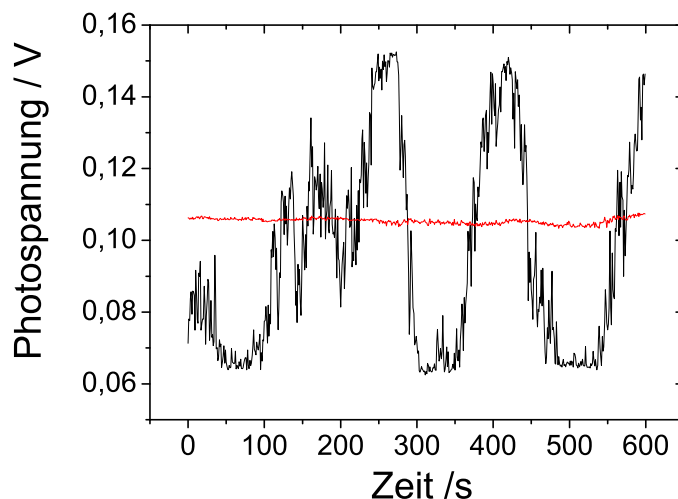


Abbildung 5.32.: Der Gleichspannungsanteil der Photospannung. Die schwarze Kurve zeigt die Schwankungen der Lichtintensität durch Interferenzeffekte bei starrem Spiegel, die rote Kurve die Intensität bei Mittelung der Phase durch den oszillierenden Spiegel.

Zeit aufgetragen. Das korrespondierende elektrische Spektrum ohne Spiegeloszillation ist zeitlich extrem

instabil. Für Spiegelfrequenzen von 100Hz ergeben sich stabile elektrische Spektren. Abbildung 5.33

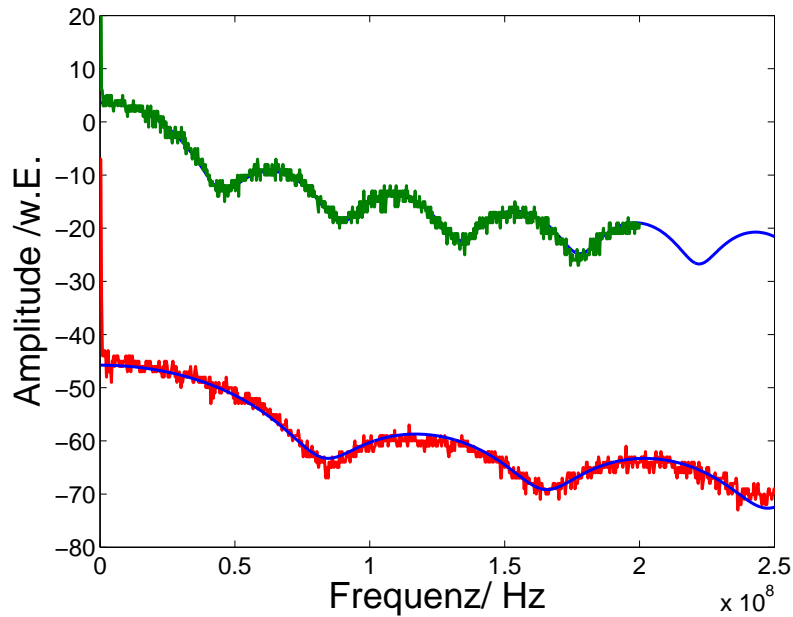


Abbildung 5.33.: Das Schwebungssignal der modifizierten Self-homodynen Methode mit verschiedenen Verzögerungsstrecken. Die Positionen der Minima und Maxima, sowie der Kurvenverlauf der gemessenen Daten (rot, grün) stimmen sehr gut mit den gerechneten Kurven (blau) überein. Die Kurven sind der Übersichtlichkeit halber um 45dB in y-Richtung gegeneinander verschoben.

zeigt zwei solcher Schwebungen mit unterschiedlicher Verzögerungszeit. Die Kurven in der Abbildung sind der Übersichtlichkeit halber in y-Richtung gegeneinander verschoben. Ebenfalls eingezeichnet sind die dazugehörigen, nach Gleichung 5.10 bestimmten theoretischen Kurven. Zur Erzeugung des roten Schwebungssignals wurde zunächst mit einer Verzögerungsstrecke von etwas mehr als 1,2m Glasfaser gemessen. Für die grüne Kurve wurde der Verzögerungsarm auf 2,2m Glasfaser verlängert. Beide Strecken werden im Aufbau doppelt durchlaufen. Die Minima der Spektren liegen in guter Übereinstimmung an den Positionen, die aus den zugehörigen gerechneten Plots entnommen werden können. Diese Positionen sind nur von der Länge der Verzögerungsstrecke abhängig. Die Plots wurden mit einer Länge von 2,4m bzw. 4,45m gerechnet. Auch mit diesem Messaufbau wurde die Schwebung in Abhängigkeit des Pumpstromes vermessen, hier betrug die Verzögerungsstrecke 3,95m.² Die zugehörigen Spektren sind in Abbildung 5.34 aufgetragen.

Um aus den gemessenen Spektren aus Abbildung 5.34 die entsprechenden Linienbreiten zu ermitteln, wird nun die Gleichung 5.10 an die gemessenen Kurven angefitet. Dabei werden Amplitudenverhältnis α , Bandbreite B sowie die Verzögerungszeit τ gemessen und nur der Parameter $\Delta\omega$ variiert. In Abbildung 5.35 ist exemplarisch die Auswertung für einen Pumpstrom von 110mA gezeigt. Man sieht die gemessenen Daten sowie drei berechnete Kurven. Dabei zeigt die berechnete rote Kurve die beste Übereinstimmung mit dem Experiment. Aus dem Verlauf der berechneten blauen und türkisen Kurven lässt sich eine Genauigkeit in der Bestimmung der Linienbreite von in diesem Falle ca. 2MHz ableiten. Die so ermittelten Linienbreiten sind zusammen mit den Ergebnissen aus dem self-homodynen Verfahren und dem modifizierten self-homodynen Verfahren mit der langen Verzögerungsstrecke in Abbildung 5.36 aufgetragen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den zuvor ermittelten Werten. Es kann nun überprüft werden, ob die gemessenen Werte mit der theoretischen Voraussage übereinstimmen.

² Die Unterschiede resultieren aus der variablen Freistrahlgstrecke

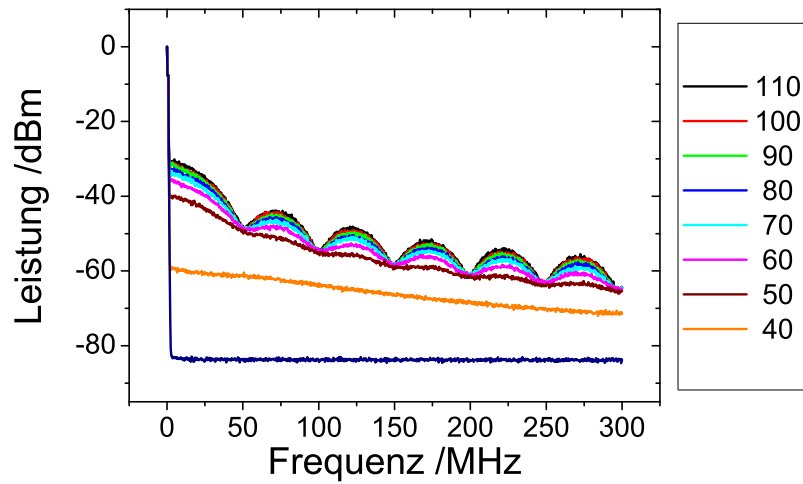


Abbildung 5.34.: Das Schwebungssignal der Self-homodynen Methode bei einer Verzögerungsstrecke von 3,95m. Die Pumpströme sind in mA angegeben.

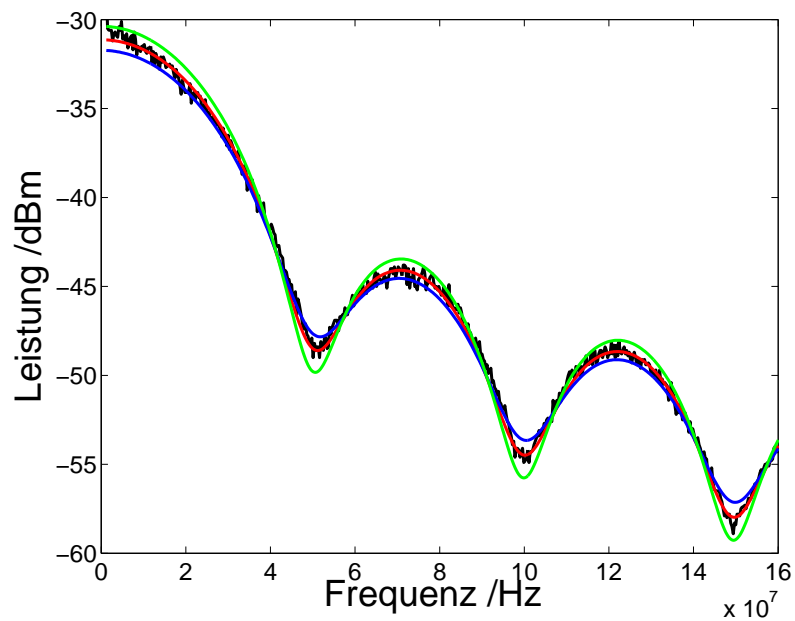


Abbildung 5.35.: Anpassung der Funktion gemäß Gleichung 5.10 an die gemessene Kurve. Die Verzögerungsstrecke beträgt 3,95m. Die rote Kurve entspricht einer Linienbreite von 5.5 MHz, die blaue Kurve 7.5 MHz und die grüne Kurve 3.5 MHz. Die schwarze Kurve zeigt das Experiment bei einem Pumpstrom von $I = 110\text{mA}$.

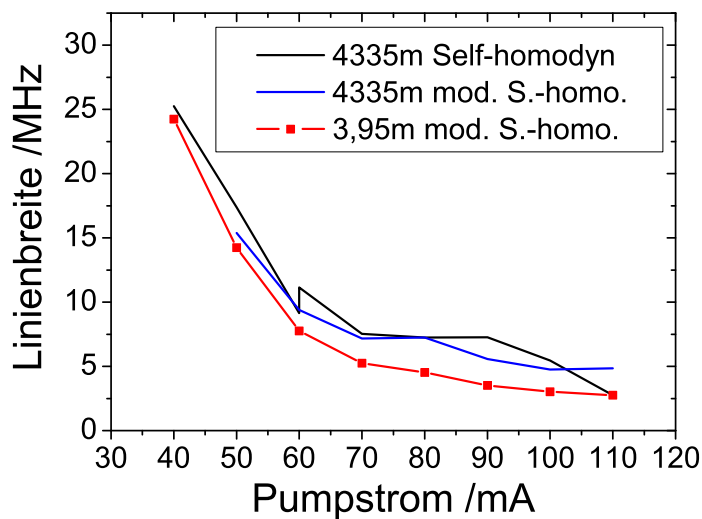


Abbildung 5.36.: Die mit der modifizierten self-homodynen Methode mit kurzer Verzögerungsstrecke ermittelten Linienbreiten. Ebenfalls aufgetragen sind die Ergebnisse der herkömmlichen und der modifizierten self-homodynen Methode mit jeweils 4335m Verzögerungsstrecke.

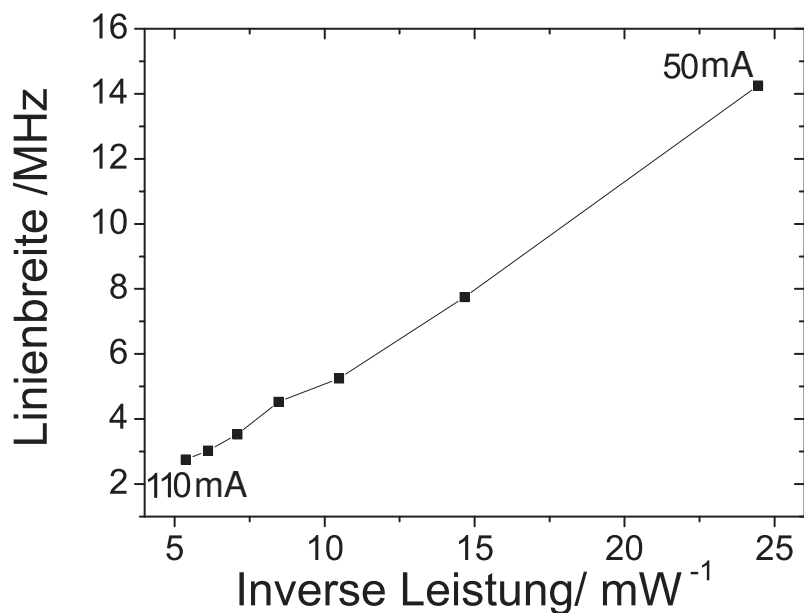


Abbildung 5.37.: Die mit der modifizierten self-homodynen Methode mit kurzer Verzögerungsstrecke ermittelten Linienbreiten aufgetragen über der inversen Leistung. Die Punkte entsprechen Pumpströmen in einem Bereich von 50 bis 110mA in 10mA Schritten (Die Linienbreite sinkt mit steigendem Pumpstrom).

Die Linienbreite des Lasers ist nach der Schawlow-Townes-Formel

$$\Delta f_{ST} = \frac{\pi h \nu (\Delta \nu_c)^2}{P_{out} [I_{pump}]} (1 + \alpha^2) \quad (5.11)$$

proportional zum Inversen der (pumpstromabhängigen) Ausgangsleistung P_{out} . Dieser Zusammenhang ist für die Messergebnisse aus Abbildung 5.36 in Abbildung 5.37 aufgetragen. In der Abbildung lässt sich gut der proportionale Verlauf erkennen. Daher verhält sich die gemessene Linienbreite des Lasers auch entsprechend der Schawlow-Townes Voraussage.

Es wurde nun also die modifizierte self-homodyne Messmethode analysiert indem an einem Standard-Telekom-Laser Messungen durchgeführt wurden. Dazu wurde zunächst eine gut etablierte Messmethode verwendet und diese dann schrittweise modifiziert, indem zunächst anstelle des fasergekoppelten Mach-Zehnder-Aufbaus ein Michelson-Aufbau verwendet wurde und anschließend die Verzögerungsstrecke in den Bereich der Kohärenzlänge reduziert wurde. Da sich gezeigt hat, dass mit allen drei Aufbauten vergleichbare Ergebnisse erzielt werden können, kann das Messprinzip nun auf Quantenkaskadenlaser übertragen werden.

5.4.2.4 Messungen am Quantenkaskadenlaser

Für die Messungen am Quantenkaskadenlaser wurde das gleiche Messprinzip verwendet, wie für die vorangegangene Messung. Hierfür musste allerdings der komplette Aufbau im freien Strahlengang aufgebaut werden, da für den mittelinfraroten Bereich keine Glasfasern, Fasersplitter etc. zur Verfügung stehen. Da ebenfalls kein optischer Isolator verwendet werden konnte, musste besondere Aufmerksamkeit darauf verwendet werden, Laserlicht nicht in den Laser zurück zu koppeln. Der resultierende optische Aufbau ist in Abbildung 5.38 gezeigt. Mit diesem Aufbau konnte eine Verzögerungsstrecke von 3,5m realisiert

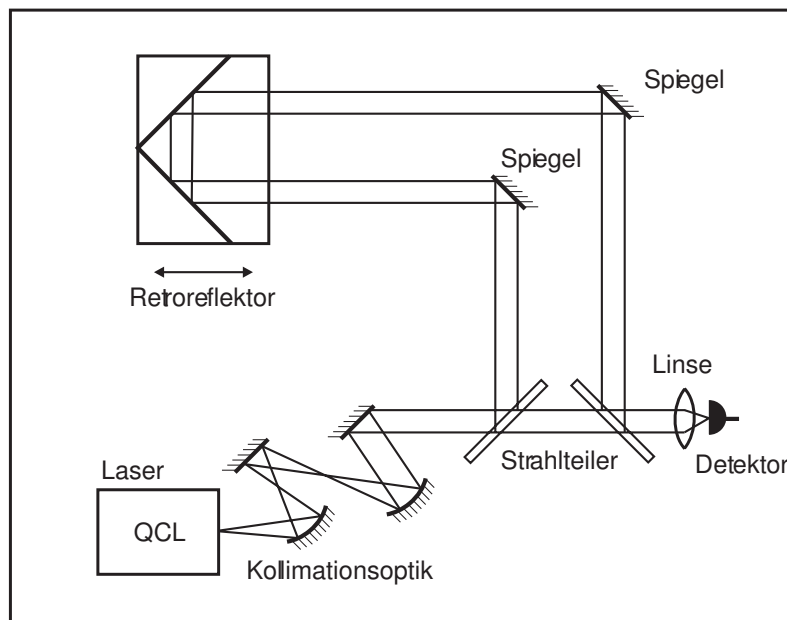


Abbildung 5.38.: Versuchsaufbau QCL

werden. Dabei wurden außer den beiden Strahlteilern und einer Linse zur Fokussierung auf den Detektor ausschließlich Spiegeloptiken verwendet. Dies ermöglichte es, den Strahlengang mit einem Helium-Neon-Laser zu justieren. Mit diesem Versuchsaufbau wurde nun ein Schwebungssignal auf dem Detektor erzeugt. Das gemessene elektrische Spektrum ist in Abbildung 5.39 gezeigt. Hier wurde das Signal elektrisch

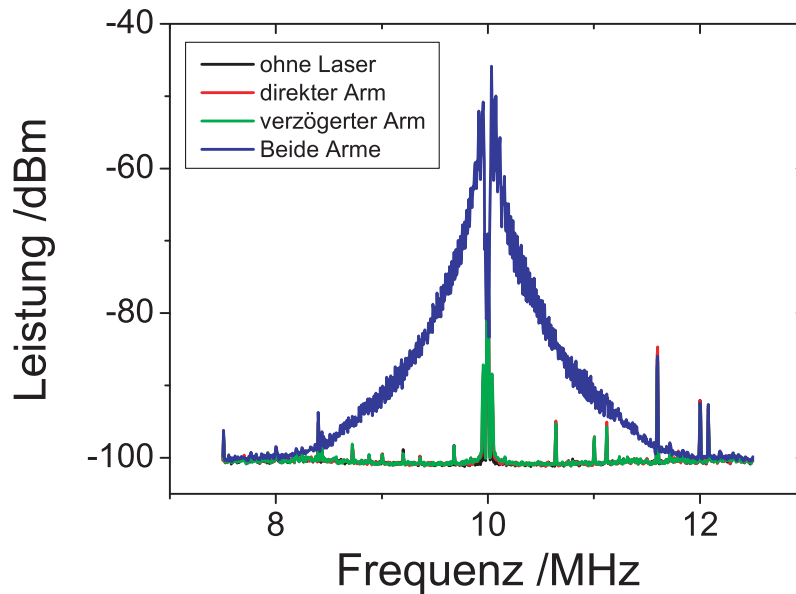


Abbildung 5.39.: Das Schwebungssignal eines Quantenkaskadenlasers bei einem Pumpstrom von 400mA. (Die rote und grüne Kurve sind praktisch Deckungsgleich. Gleiches gilt für die schwarze Kurve, ausgenommen die beiden zentralen Seitenmoden.)

zu einer Frequenz von 10MHz verschoben. Die grüne und rote Kurve zeigen jeweils das Signal eines der beiden Arme allein. Die blaue Kurve zeigt die Kombination beider Interferometerarme. Dies zeigt, dass es sich um ein Interferenzsignal handelt. Die schwarze Kurve zeigt das Signal wenn beide Arme geblockt sind. Hier zeigt sich lediglich das Signal des Funktionsgenerators bei 10MHz. Abbildung 5.40 zeigt die

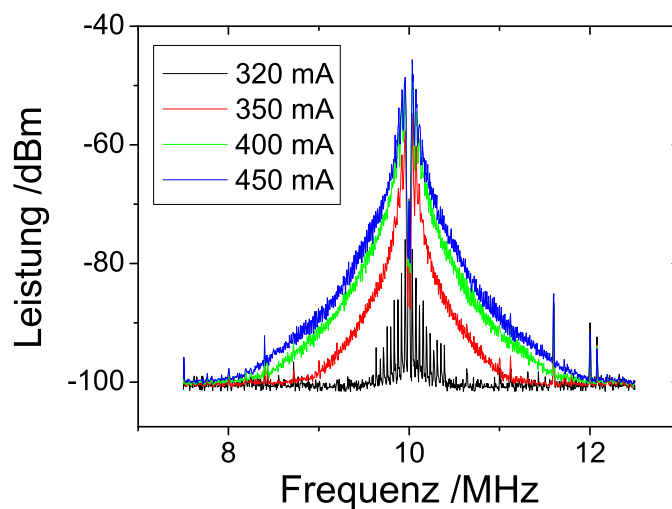


Abbildung 5.40.: Schwebungssignale für verschiedene Pumpströme.

beobachteten Schwebungen des Quantenkaskadenlasers am Detektor in Abhängigkeit des Pumpstromes. Die Breiten dieser Linien lassen sich durch eine grafische Auswertung bestimmen.³ Die Form der Linien ist allerdings nicht lorentzförmig. Die Auswertung für die drei vermessenen Pumpströme ist in Abbildung 5.41 gezeigt. Die ermittelten Linienbreiten liegen im Bereich von 100kHz bis 160kHz, was im Rahmen der Messgenauigkeit in guter Übereinstimmung mit der zu Beginn der Arbeit diskutierten Theorie sowie

³ Angepasst wurde eine Lorentzquadratfunktion

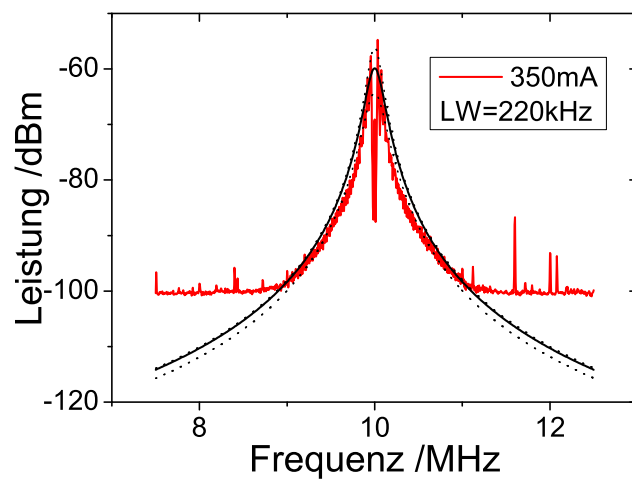
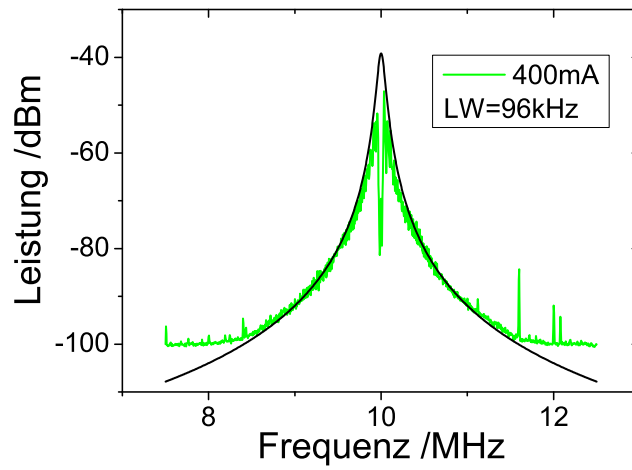
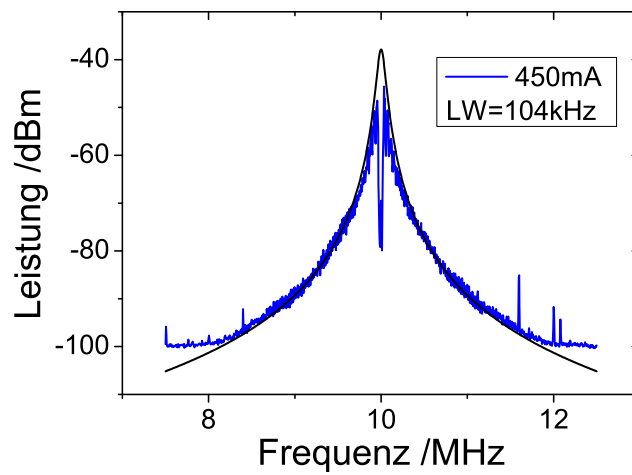


Abbildung 5.41.: Bestimmung der Breite der Linien. Die Linienbreiten konnten mit $\pm 5\text{kHz}$ bestimmt werden. Im Falle der Messung bei 350mA betrug die Genauigkeit nur $\pm 20\text{kHz}$. Entsprechende Vergleichskurven sind im Bild eingezeichnet.

den Ergebnissen der Linienbreitenbestimmung mit der RI Methode ist. Aufgrund der Abhängigkeit des Alphaparameters von den Betriebsbedingungen ist die Linienbreite sowohl über die Ausgangsleistung als auch über den Alphaparameter abhängig vom Pumpstrom. Es gilt:

$$\Delta f_{ST} = \frac{\pi h \nu (\Delta \nu_c)^2}{P_{out} [I_{pump}]} (1 + (\alpha [I_{pump}])^2) \tag{5.12}$$

Die Linienbreite ist proportional zum Faktor $(1 + \alpha^2)/P$. Das Verhalten dieses Faktors mit dem Pumpstrom

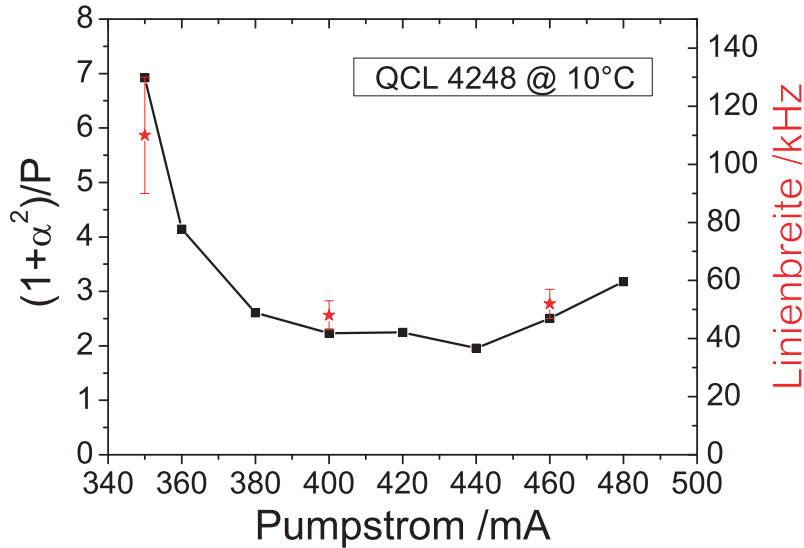


Abbildung 5.42.: Pumpstromabhängigkeit der Linienbreite.

folgt aus den Messwerten der Alphaparameterbestimmung und der Leistungskennlinie und ist in Abbildung 5.42 dargestellt. Ebenso in die Abbildung sind nun die ermittelten Linienbreiten eingezeichnet. Trägt man die ermittelten Linienbreiten über $(1 + \alpha^2)/P$ auf, so ergibt sich Abbildung 5.43. In dieser

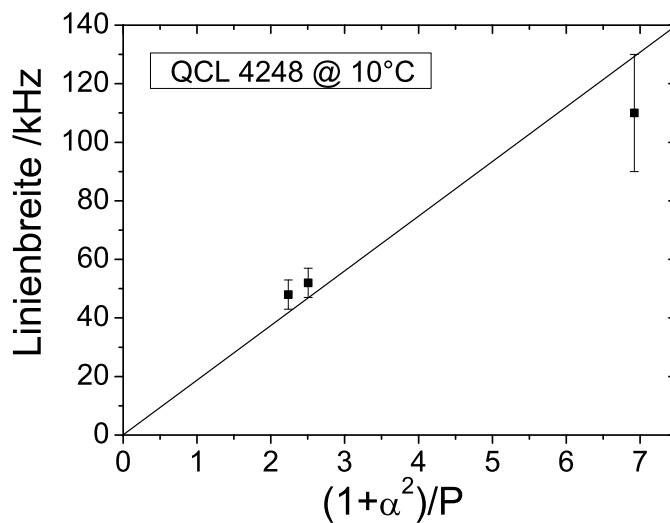


Abbildung 5.43.: Linienbreite über $(1 + \alpha^2)/P$.

Darstellung zeigt sich ein linearer Verlauf. An dieser Stelle liegen allerdings nur drei Datenpunkte vor

und die Werte der Linienbreite sind stark fehlerbehaftet. Des Weiteren gilt es folgende Überlegung zu berücksichtigen.

Das erhaltene Signal entspricht in seiner Form nicht dem erwarteten Verlauf für kurze Verzögerungsstrecken. Aus den obigen theoretischen Überlegungen sollte sich unter Berücksichtigung der kurzen Verzögerungsstrecke von 3,5m und der erwarteten Linienbreite im kHz-Bereich eine Linienform ergeben, die den Plots in Abbildung 5.28 ähnelt. Trotzdem ähnelt die Linienform eher einem Lorentzprofil. Diese Ergebnisse lassen sich z.B. durch eine vollständige Dekorrelation der beiden Strahlen erklären. Dies kann seine Ursache in mechanischen Instabilitäten der optischen Komponenten haben. Diese erzeugen unkorrelierte Phasenvariationen und verringern dadurch die Kohärenz der Strahlen. Ein Indiz hierfür ist, dass die Modulationstiefe des DC-Anteils auf dem Detektor nur sehr gering ist. Das erhaltene Schwebungssignal ist trotz der kurzen Verzögerungsstrecke auch ohne Oszillation der Verzögerungsoptiken zeitlich sehr stabil. Die Abweichung von der Lorentzform ist möglicherweise durch den Michelson Aufbau begründet [123, 124], es kommen aber auch Bandbreiteneffekte in Frage [125]. Schließlich könnten auch inhärente Prozesse im Laser verantwortlich sein.

Trotz der Kritikpunkte bleibt festzustellen, dass die ermittelten Linienbreiten in der erwarteten Größenordnung liegen. Ebenso zeigt die Pumpstromabhängigkeit der Linienbreiten ein Verhalten welches mit den ermittelten Alphaparametern übereinstimmt.

Aufgrund der hohen Messungenauigkeiten, die hier wegen der schmalen Linienbreiten entstehen, ist eine Validierung dieser Daten durch einen Vergleich mit einem heterodynen Aufbau zu empfehlen. Messungen an Quantenkaskadenlasern, die durch heterodyne Überlagerung mit Gaslasern durchgeführt wurden, finden sich in der Literatur. Auch hier liegen die gemessenen Linienbreiten im niedrigen kHz-Bereich und damit an der Auflösungsgrenze der jeweiligen Messmethode [126, 127, 128, 129, 130, 131]. Die Ergebnisse der Linienbreitenbestimmung von Quantenkaskadenlasern, die hier sowohl mit dem Rückkopplungsinterferometer als auch durch den modifizierten self-homodynen Aufbau erzielt worden sind, liegen beide in einem Bereich um die 100kHz und stimmen daher gut überein. Sie liegen dabei in dem Bereich, der durch die theoretische Modellierung vorausgesagt wurde [80, 78, 132].

5.5 Zusammenfassung

In Kapitel 5 wurde der Quantenkaskadenlaser ausführlich charakterisiert. Die Bestimmung der Lasereigenschaften im mittelinfraroten Spektralbereich ist dabei eine Herausforderung. An den meisten Stellen war es nötig, die Methoden aus dem nahinfraroten Bereich für die Verwendung mit Quantenkaskadenlasern zu modifizieren. Die dabei vorgestellten Experimente zeigen erstmals Messungen des Alphaparameters von Quantenkaskadenlasern durch die Methode der Rückkopplungsinterferometrie. Dabei konnte der Parameter unter Betriebsbedingungen gemessen werden. Es wurde die Strom- und Temperaturabhängigkeit des Alphaparameters von DFB-Quantenkaskadenlasern untersucht und das Verhalten anhand der spektralen Eigenschaften und des Ladungsträgerverhaltens erklärt. Des weiteren wurden die RI Spuren hier erstmals mit einem Quantenkaskadenlaser als Laserdetektor aufgezeichnet.

Die Messungen der Linienbreite mithilfe des Rückkopplungsinterferometers wurden hier ebenso erstmalig an Quantenkaskadenlasern durchgeführt. Dabei konnte zumindest eine obere Schranke für die Linienbreite angegeben werden. Durch Modifizieren einer self-homodynen Methode konnte die Linienbreite dann präziser gemessen werden. Es ergab sich eine Breite von 150kHz, was gut mit theoretischen Voraussagen übereinstimmt.

Fundiert durch die ausführliche Charakterisierung kann der Quantenkaskadenlaser nun kontrolliert im Rückkopplungsinterferometer eingesetzt werden. Zur Abrundung der hier vorgestellten Ergebnisse wird im nächsten Abschnitt noch ein Ausblick auf erste Untersuchungen zum Verhalten des Interferometers unter Betriebsbedingungen vorgestellt.



6 Ein Ausblick auf das Rückkopplungsinterferometer in der Anwendung

Das Rückkopplungsinterferometer ermöglicht prinzipiell alle Anwendungen aus dem Bereich Vibrometrie, Geschwindigkeits- und Abstandsmessung, die auch mit anderen Interferometertypen möglich sind. Es profitiert hierbei von seinem unkomplizierten und kostengünstigen Aufbau, gerade durch Verwendung des beschriebenen Laserdetektors. Die besonderen spektralen Eigenschaften des Quantenkaskadenlasers verbessern die Leistung des Interferometers z.B. in unwirtlichen Umgebungen. Möglich werden dadurch Abstandsmessungen auch bei starkem Nebel oder bei Staub in der Luft. Abgesehen von diesen offensichtlichen Anwendungsmöglichkeiten wird angestrebt, das Rückkopplungsinterferometer für neue, speziellere Aufgaben zu verwenden. Im Rahmen des Graduiertenkolleg 1114 waren insbesondere Messungen an Papier von Interesse. Durch den Einfluss der Rückkopplungsstärke auf das RI Signal kann z.B. spektral gefilterte Rückkopplung untersucht werden, d.h. die Absorption bei bestimmten Wellenlängen durch Abstimmen des Lasers. Auf diese Weise realisiert man ein Spektrometer welches ohne Detektor auskommt und möglicherweise auch in größeren Abständen messen könnte. Zu diesem Übergang vom Interferometer zum Spektrometer sollen jetzt einige erste Experimente¹ vorgestellt werden. Diese dienen einer systematischen Untersuchung des Rückkopplungsinterferometers in Bezug auf die Anforderungen als Spektrometer. Dabei wurden zunächst folgende Anforderungen untersucht: Erstens die Möglichkeit eines durchstimmbaren Einzelmodenbetriebs, und zweitens die Möglichkeit zeitaufgelöste Messungen über einen längeren Zeitraum hinweg durchzuführen. Teilweise wurden dabei vorerst noch Laserdioden im Telekommunikationsbereich verwendet. In einer ersten Messreihe wurde ein Gitter im externen Resonator verwendet, um einmodigen Betrieb zu realisieren und den Laser extern abstimmen zu können. Hierbei wurden verschiedene externe Resonator-Konfigurationen untersucht. In einer zweiten Versuchsreihe wurden über einen längeren Zeitraum RI Signale automatisiert ausgewertet und die Stabilität des Signals untersucht.

Abschließend folgen einige Experimente, die das Rückkopplungsinterferometer bei einer konkreten Messaufgabe zeigen. Hier werden verschiedene Trocknungsvorgänge, unter anderem an Papier, untersucht.

6.1 Multimoden-Rückkopplungsinterferometrie

Die Theorie von Lang und Kobayashi ist nur für Einzelmodenlaser gültig. Verfügt ein Laser über mehrere longitudinale Moden, so kommt es zu Interferenzeffekten zwischen diesen Moden, die eine eindeutige Analyse des RI Signals unmöglich machen. Eines der üblichen Verfahren, einen Halbleiterlaser auf einer Mode zu betreiben, ist spektral selektiv wieder zurück zu koppeln. Hierzu können z.B. Littman- oder Littrow-Aufbauten verwendet werden. Vorteil dieser Methoden gegenüber beispielsweise dem DFB Gitter ist die Möglichkeit, die Wellenlänge des Lasers über eine große Bandbreite extern durchstimmen zu können. Im Folgenden sollen beide Aufbauten auf ihre Eignung im Rückkopplungsinterferometer untersucht werden. Beide verwenden ein Gitter als selektives Element. Das optische Spektrum des Lasers wird durch das Gitter räumlich aufgespalten und es wird nur einen räumlicher Ausschnitt, also ein schmaler Wellenlängenbereich zurückgekoppelt. Im Fall der Littman-Anordnung wird dies durch einen Spiegel erreicht, der an der Position der ersten Beugungsordnung platziert wird. Die nullte Ordnung kann dann zu Detektionszwecken verwendet werden. Zur Simulation eines RI Experimentes wird nun wieder ein Rückkoppelspiegel zur Oszillation gebracht. Dazu kann entweder der spektral selektive Spiegel in der

¹ Diese wurden teilweise im Rahmen von Diplom- und Bachelorarbeiten durchgeführt.

ersten Beugungsordnung in Schwingung versetzt werden, oder es wird ein zweiter Spiegel verwendet, der in der nullten Beugungsordnung platziert wird.

Im Fall der Littrow-Anordnung wird das Gitter so angeordnet, dass die erste Beugungsordnung direkt in den Laser zurück reflektiert wird. Durch Drehen des Gitters werden dann die Moden selektiert. In diesem Aufbau kann das Gitter auf einen Piezo montiert und damit in Schwingung versetzt werden.

Mithilfe dieser Anordnungen sollte nun über den RI Effekt der Alphaparameter von Multimodenlasern oder breitbandigen Lasern wie beispielsweise eines Quantendotlasers, bestimmt werden.

Als Ergebnis dieser Messungen lässt sich feststellen, dass es mit keinem dieser Aufbauten möglich war, das typische RI Signal zu erzeugen. Die Probleme liegen hierbei vermutlich sowohl im zusätzlichen externen Resonator und der damit zusammenhängenden starken Rückkopplung begründet, als auch in Unterschieden in der Laserleistung beim Durchstimmen [133]. Das Lasersystem besteht in diesen Konfigurationen aus dem Laserresonator, dem wellenlängenselektiven externen Resonator sowie dem RI Resonator. Insbesondere die Längen beider externen Resonatoren liegen dabei in der gleichen Größenordnung. Die theoretische Beschreibung von Lang und Kobayashi sieht aber nur zwei Resonatoren unterschiedlicher Länge vor. Schließlich wurde noch ein kommerzieller, über eine externe Kavität abstimmbarer Diodenlaser verwendet. Bei diesem Laser ist der interne wellenlängenselektive Resonator deutlich kürzer als der extern aufgebaute RI Resonator. Dadurch war es zwar möglich RI Spuren zu erzeugen, diese eigneten sich aber wieder nicht zur Auswertung des Alphaparameters.

Diese Ergebnisse zeigen, dass eine Wellenlängen-Abstimmung des Lasers zu RI Zwecken mit diesen Methoden wenig erfolgversprechend ist. Da dies aber nötig ist, falls man Spektroskopie betreiben möchte, muss die Abstimmung auf anderem Weg, z.B. über die Temperatur oder akustisches Durchstimmen [134] der DFB-Wellenlänge erreicht werden. Gelingt die Wellenlängenabstimmung, so ermöglicht dies spektral selektive Messungen z.B. der Absorption in einem Material.

Abgesehen von der Möglichkeit die Wellenlänge spektral auf die zu untersuchenden Proben abzustimmen ist insbesondere von Interesse, ob über einen großen Zeitraum verlässliche Ergebnisse erzielt werden können. Daher wird in der nächsten Versuchsreihe die Langzeitstabilität des RI Signals untersucht.

6.2 Langzeitstabilität von Absorptionsmessungen

Kommt es zu einer Änderung der Absorption des Lichts im Strahlengang z.B. durch ein Gas, ändert sich die Rückkopplungsstärke f_{ext} und damit der Rückkopplungsparameter C . Auf diese Weise können Absorptionsmessungen durchgeführt werden. Oft ist es von Interesse, diese Messungen zeitaufgelöst durchzuführen. Zur Analyse der Langzeitstabilität des Rückkopplungssignals wurden mit der oben beschriebenen Methode für den Bereich $C > 1$ sowohl der Rückkopplungs- als auch der Alphaparameter für eine große Zahl von RI Spuren vermessen. Hierzu wurden die Signale mittels einer digitalen Wandlerkarte auf einem Rechner gespeichert und dann mittels einer Routine ausgewertet. Abbildung 6.1 zeigt eine solche Versuchsreihe für einen HL8325G Halbleiterlaser bei kontrollierten Bedingungen zunächst noch ohne Änderungen der Absorption. Hier sind die gemessenen Alphaparameter und die korrespondierenden Rückkopplungsparameter über der Zeit aufgetragen. Auffällig sind hier Schwankungen des Alphaparameters, und damit auch des davon abhängigen Rückkopplungsparameters, bei konstanten Betriebsbedingungen. Der Alphaparameter selbst sollte bei diesem Lasertyp bei gleich bleibenden Betriebsparametern aber konstant sein.

Als Ursachen der sprunghaften Änderung des Alphaparameters kommen Modensprünge in Frage. Ebenso Schwankungen im Lasersystem, bedingt durch Fluktuationen des Pumpstromes oder der Temperatur. Höchstwahrscheinlich lassen sich diese Schwankungen zumindest zum Teil auf Fehler im Messsystem zurückführen. Tatsächlich ist die RI Messmethode sehr störungsanfällig. Solche Störungen haben ihre Ursache, neben einem Anteil optischer Instabilitäten des Aufbaus, im elektrischen Detektionsarm. Dieser muss gut gegen elektromagnetische Strahlung abgeschirmt werden. Erdschleifen bilden eine weitere

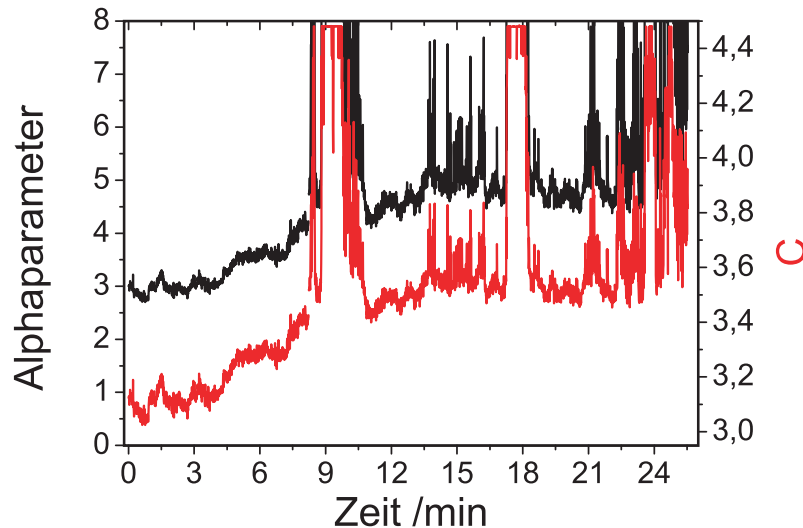


Abbildung 6.1.: Die Langzeitstabilität des Alpha- und C-Parameters.

wichtige Fehlerquelle. Für die Experimente zur Lasercharakterisierung der vorangegangenen Abschnitte wurde viel Zeit investiert, um störungsfreie Signale auszuwählen. Bei der großen Zahl der hier durchgeführten Messungen muss dies automatisiert geschehen, was zum Zeitpunkt der Messung technisch noch nicht realisiert war. Ein schwerwiegendes Problem entsteht aber dadurch, dass bei Ausschluss einer oder einer Reihe von Messwerten nicht mehr wirklich zeitaufgelöst gemessen wird.

Aus Abbildung 6.1 lässt sich ablesen, dass die Änderungen des Alphaparameters und des Rückkopplungsparameters zumindest synchron laufen, wie es bei einer zeitlich konstanten Absorption der Fall sein sollte. Unter gleichzeitiger Messung des Alpha- und C-Parameters kann also doch die Rückkopplungsstärke und damit die Absorption ermittelt werden. Trotzdem sollte angestrebt werden, die Störungen auf dem Signal genau zu analysieren, damit die Ursachen dafür klar identifiziert und weitgehend beseitigt werden können. Gelingt es, dass die Messung stabile, zeitlich konstante Alphawerte liefert, so genügt im Weiteren eine Messung der Rückkopplungsstärke, was den Aufwand erheblich reduziert. Für die Messungen an Papier, die im Folgenden als Abschluss dieser Arbeit präsentiert werden, wurde daher eine andere Messgröße gewählt. Dort wurde die Amplitude des RI Signals untersucht, welche ebenfalls mit der Rückkopplungsstärke zusammenhängt und sich mit wesentlich weniger Aufwand ermitteln lässt.

6.3 Messtechnische Anwendung an Papier

Eine erste Idee ging von der Frage aus, wie unterschiedliche Absorptionen des Papiers durch die enthaltenen Inhaltsstoffe die Rückkopplungseigenschaften beeinflussen. Um dieses Verhalten zunächst generell untersuchen zu können, wurde Papier als Reflektor im Aufbau verwendet und ein Laser im nahinfraroten Spektralbereich ($\lambda = 832\text{nm}$) für das RI Experiment verwendet. Das erhaltene RI Signal wurde aufgezeichnet und danach der Papier-Reflektor mit Filzstiften unterschiedlicher Farben gefärbt. Eine Auswertung der resultierenden Spuren zeigte tatsächlich veränderte Rückkopplungsparameter.

Abbildung 6.2 zeigt eine Auftragung der Alpha- und C-Parameter die nach vollständiger Trocknung der Farbe im Abstand von einigen Sekunden gemessen wurden. Die Ursache der Änderung der Rückkopplungsstärke durch die Farbe ist durch dieses Experiment nicht eindeutig geklärt. Neben Absorption kommt auch eine geänderte Reflektivität sowohl durch Änderung des Brechungsindex als auch durch Änderung der Oberflächenbeschaffenheit in Frage. Es lässt sich beobachten, dass das RI Signal zeitlich direkt nach Aufbringen der Farben sehr starke Fluktuationen zeigte. Diese unterschieden sich charakteristisch von den Störungen, die durch mechanisches Rauschen oder elektromagnetische Beeinflussung bekannt sind und sind daher sehr interessant. Das RI Signal bleibt hierbei sauber, und erfährt nur starke

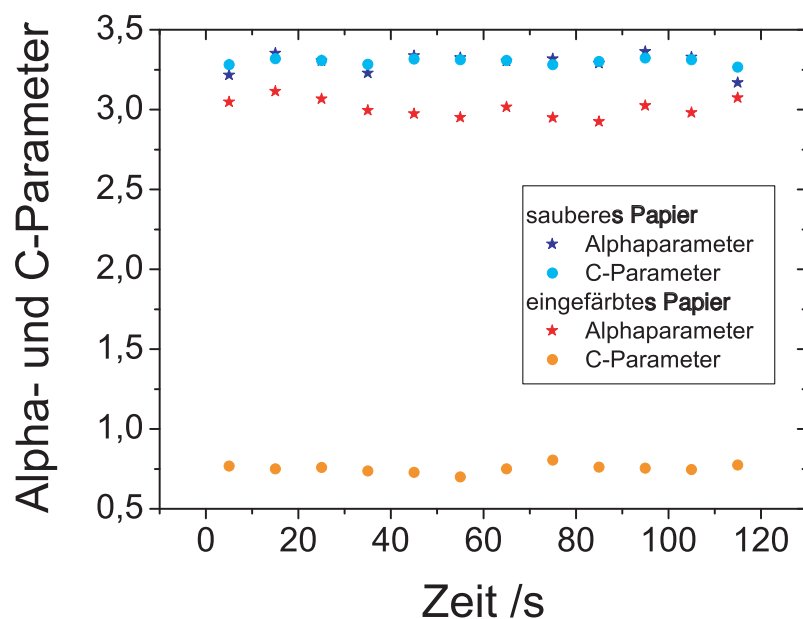


Abbildung 6.2.: Gezeigt sind Messungen des Alpha- und Rückkopplungsparameters in Abständen von einigen Sekunden. Die Messwerte sind zeitlich stabil. Nach Einfärben des Reflektors werden unterschiedliche Rückkopplungsparameter gemessen. Eine Messung des Alphaparameters liefert in beiden Fällen den gleichen Wert.

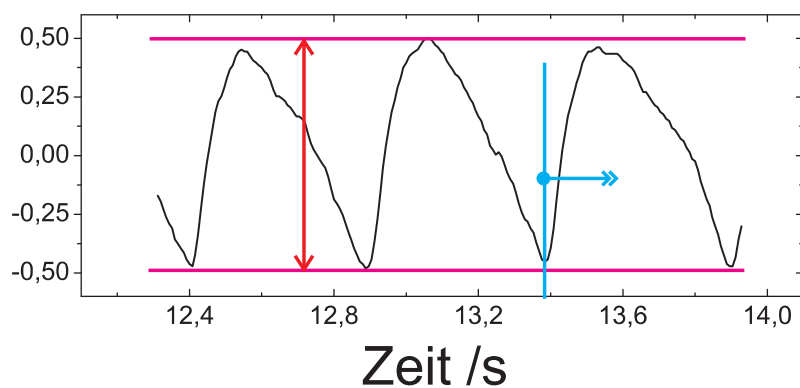


Abbildung 6.3.: Die gemessenen Größen des RI-Signals. Aus der zeitlichen Änderung der Amplitude (rot) lässt sich auf die Änderung Rückkopplungsstärke zurückschließen, aus dem zeitlichen Abwandern des Signals auf der Phasen(Zeit)achse (blau) lässt sich eine Änderung des Brechungsindex ableiten.

Änderungen in der Phasenlage und der Amplitude des Signals. Gemessen wurden dabei die in Abbildung 6.3 dargestellten Größen. Die Phasenlage bewirkt einen Drift in Zeit-Richtung, die Rückkopplungsstärke ändert die Amplitude. Nach einigen Sekunden wurden diese Fluktuationen plötzlich deutlich langsamer und nach einigen Minuten hatte man wieder ein zeitlich stabiles Signal erhalten, an dem nun der veränderte Rückkopplungsparameter untersucht wurde. Die Variation in der Phasenlage ist auf Lösungsmittel in den Stiften zurückzuführen. Diese Lösungsmittel sind sehr flüchtig und verdampfen in den ersten Sekunden, was zu einer Veränderung des Brechungsindex in der Umgebungsluft führt. Die Amplitudenänderungen hängen mit Änderungen der Rückkopplungsstärke durch Absorptionen oder geänderten Rückkoppelwinkel zusammen, da das Papier etwas aufquillt. Nachdem die Farbe trocken ist, stabilisiert sich das Signal dann wieder. Ähnliche Ergebnisse konnten erzielt werden, indem der blanke Reflektor mit einer Schicht Korrekturflüssigkeit (TipEx®) überzogen wurde. Diese wurde gewählt, da hier ein Übergang von einer Lösung zu einer trockenen Schicht über einen längeren Zeitraum zu beobachten war. Dieser Trocknungsvorgang sollte nun zeitaufgelöst beobachtet werden. Eine automatische, direkte Messung des Rückkopplungsparameters wurde aufgrund der Ausführungen im vorangegangenen Abschnitt nicht durchgeführt. Statt dessen wurde die Amplitude der RI Spur vermessen. Diese lässt sich messtechnisch mit weit weniger Aufwand und höherer Präzision bestimmen. Die Amplitude steht ebenfalls in Zusammenhang mit der Rückkopplungsstärke, wie in Abschnitt 3.4 gezeigt wurde. In Abbildung 6.4 ist

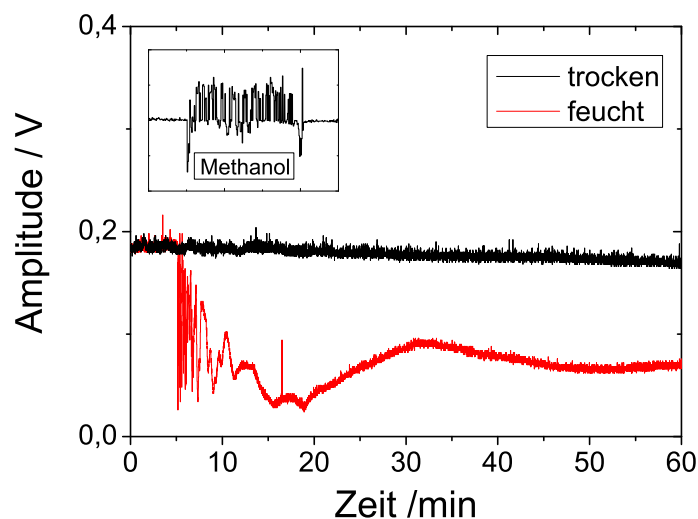


Abbildung 6.4.: Die zeitliche Änderung der Amplitude des RI Signals am blanken Reflektor (schwarz) und nach Auftragen von Korrekturflüssigkeit (rot). Das Inset zeigt eine Messung mit Methanol auf einer Zeitskala von 2,5 Minuten.

die zeitliche Änderung der Amplitude des RI Signals zu sehen. Gemessen wurde dabei die Amplitude des Signals. In der Abbildung lassen sich mehrere Zeitintervalle unterscheiden. Die Auftragung des TipEx® erfolgte nach fünf Minuten. In den ersten drei Minuten danach kann man starke Fluktuationen erkennen. Weitere charakteristische Änderungen bei der TipEx®-Messung erfolgen bei zwölf und bei 20 Minuten. Danach bleibt das Signal vergleichsweise stabil² und nähert sich über mehrere Stunden einem konstanten Wert an. Für eine eindeutige Identifikation der Prozesse im TipEx® auf den entsprechenden Zeitskalen muss der Trocknungsvorgang auch mit anderen Messmethoden beobachtet werden und die genaue Zusammensetzung der Inhaltsstoffe bekannt sein. Dies steht noch aus, so dass im Folgenden nur qualitative Beobachtungen angeführt werden können. Die starken Fluktuationen zu Beginn können direkt mit der Evaporation des Lösungsmittels in Zusammenhang gebracht werden. Der Inset der Abbildung 6.4 zeigt

² Der Knick bei 32min in der Abbildung ist ein Messartefakt

eine Vergleichsmessung mit Methanol auf einer Zeitskala von 2,5 Minuten. Das Methanol verdampft sehr schnell und rückstandsfrei. Die Trockenzeit ist abhängig von der Menge des verwendeten Methanols. Das Trocknungsverhalten entspricht dem des TipEx® kurz nach der Auftragung. Die nächsten Zeitabschnitte zeigen dann ein langsames Verdampfen der restlichen flüssigen Anteile während sich die festen Partikel zu einer geschlossenen Oberfläche anordnen. Nachdem sich dann eine feste Oberfläche gebildet hat, trocknet die Korrekturflüssigkeit über einen langen Zeitraum vollends aus.

Für eine vergleichbare Untersuchung von Trocknungsvorgängen in Papier empfiehlt sich also zunächst ein Blick auf die Prozesse im Papier. Dazu wurden mithilfe eines hochauflösenden FT-IR-Spektrometers Absorptionsspektren von Papier aufgenommen. Untersucht wurde dabei ein Spektralbereich im Mittelinfraroten von 1000 bis 3500 Wellenzahlen, der mit Quantenkaskadenlasern abgedeckt werden kann. Verschiedene Papiersorten lassen sich anhand ihrer charakteristischen Absorptionsspektren unterscheiden. Ein zeitaufgelöstes Absorptionsspektrum einer Papiersorte mit Wasser ist in Abbildung 6.5 gezeigt.

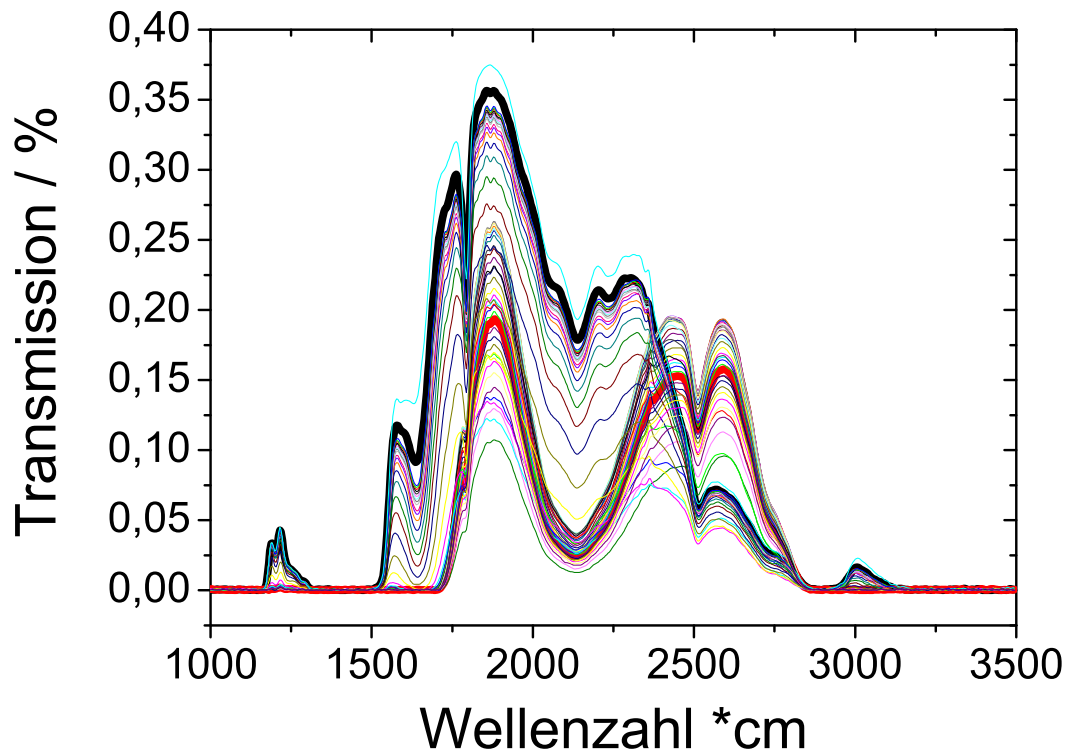


Abbildung 6.5.: Absorptionsspektren von Papier. Die schwarze Kurve zeigt das Spektrum von trockenem Papier, die Rote dasjenige direkt nach dem Anfeuchten. Zu beobachten ist der Trocknungsvorgang in Minutenabständen.

Die Abbildung zeigt den Trocknungsvorgang durch Messungen der Absorptionsspektren in Abständen von einer Minute. Die schwarze Kurve zeigt das Spektrum trockenen Papiers, die Rote das Spektrum direkt nach dem Anfeuchten. Interessant ist dabei, dass die Absorptionscharakteristik des Papiers spektral deutliche Unterschiede zeigt. Während für die meisten Wellenlängen das Papier im nassen Zustand deutlich schwächer transmittiert, ist es bei anderen Wellenlängen genau umgekehrt. Der zeitliche Verlauf der Absorption ist in Abbildung 6.6 für vier ausgewählte Wellenlängen aufgetragen. Dabei sind die Kurven jeweils auf ihren Wert im trockenen Zustand normiert worden. Zu Beginn der Messung ist das Papier also gerade angefeuchtet worden und geht im Verlauf von 40-60 Minuten in den trockenen Zustand

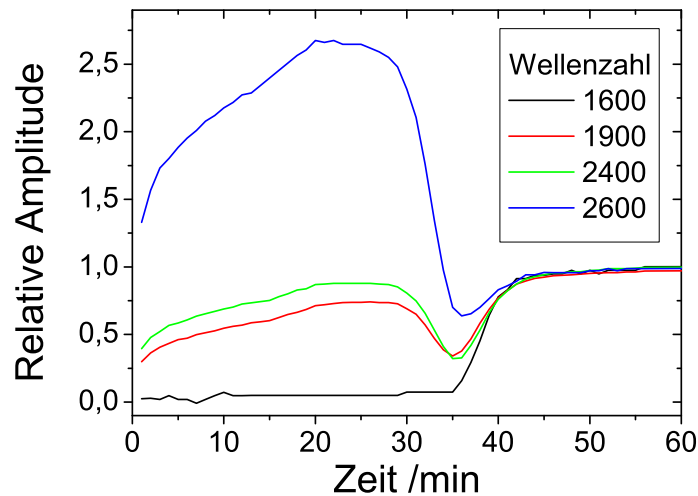


Abbildung 6.6.: Der zeitliche Verlauf der Absorptionsspektren von Papier für ausgewählte Wellenzahlen.

über. Die Transmission des Lichts bei 1600 cm^{-1} wird durch das Wasser fast vollständig unterdrückt, erst mit steigendem Trockengrad steigt sie wieder. Die Kurven bei 1900 cm^{-1} und 2400 cm^{-1} zeigen ebenfalls einen verringerten Transmissionsgrad durch das nasse Papier. Mit fortschreitender Zeit oder gleichbedeutend einer fortschreitenden Trocknung nimmt die Transmission wieder zu. Bevor allerdings der Transmissionsgrad von trockenem Papier erreicht wird, kommt es nach ca. 35 Minuten zunächst noch einmal zu einer Abnahme der Transmission. Die Kurve bei 2600 cm^{-1} zeigt bei nassem Papier stärkere Transmission als im trockenen Zustand. Auch hier kommt es durch den Trocknungsvorgang zu einer Zunahme der Transmission. Auch hier kommt es nach 35 Minuten wieder zu einem plötzlichen, starken Einbruch in der Kurve. Danach steigt mit fortschreitender Trocknung die Transmission wieder an und erreicht schließlich ihren alten Wert. Das Verhalten der Kurven kann durch mikroskopische Vorgänge im Papier begründet werden. Durch die Papierfasern bildet das Papier Luftporen, welche als Streuzentren wirken. Ist das Papier nass, kommt es zu Absorption durch das Wasser, dafür werden die Streuzentren geschlossen. Sinkt der Feuchtigkeitsgrad so weit, dass die Hohlräume wieder aufbrechen, kommt es erneut zu verstärkter Streuung sowie weiterhin zur Absorption durch das Wasser. Mit fortschreitender Verdampfung des Wasser nimmt die Transmission zu, bis das Papier wieder trocken ist. Besonders interessant ist der Bereich bei 2600 cm^{-1} . Für Licht dieser Wellenzahl sind die Verluste durch Streuung deutlich höher als die Absorption durch Wasser. Die Prozesse von Streuung und Absorption im Papier trennen zu können, ist für die industrielle Anwendung von großem Interesse, sodass in einer weiterführenden Arbeit diese Mechanismen weiter untersucht werden sollen. Experimente auch mittels Rückkopplungsinterferometrie wären dabei sehr interessant. Der entsprechende Bereich um die 2600 cm^{-1} ($3,8\mu\text{m}$) liegt allerdings außerhalb der derzeit zur Verfügung stehenden Laser.

Durch die RI Experimente wurde gezeigt, dass sich Änderungen an Papier zumindest durch Oberflächeneffekte am RI Signal ablesen lassen sollten.



7 Zusammenfassung

Zielsetzung der vorliegenden Arbeit war die Charakterisierung von Quantenkaskaden-Halbleiterlasern mit der Ausrichtung auf die spätere Verwendung dieser Laser als Sensoren für rückkopplungsinterferometrische Experimente.

Im Laufe der Arbeit konnte erstmals ein funktionierendes Rückkopplungsinterferometer mit einem Quantenkaskadenlaser als Emittent demonstriert werden. Darüber hinaus wurde gezeigt, dass der Laser selbst gleichzeitig auch als Detektor verwendet werden kann. Das dabei auf elektrischem Wege erhaltene Signal zeigt exzellente Übereinstimmung mit dem auf optische Weise detektierten Signal. Sogar die Signalform stimmt so gut überein, dass es möglich ist, mit dem elektrisch gewonnenen Signal auch Messungen des Alphaparameters durchzuführen, welche kritisch von der Signalform abhängen.

Für die Lasercharakterisierung selbst wurden die wichtigen Halbleiterlasergrößen Alphaparameter, Intensitätsrauschen und Linienbreite untersucht. Aufgrund der technischen und physikalischen Besonderheiten von mittelinfraroter Strahlung sowie von Quantenkaskadenlasern im Speziellen, wurden dazu zahlreiche bekannte Messmethoden weiterentwickelt.

Der Alphaparameter von Quantenkaskadenlasern konnte hier erstmals mit einer modifizierten rückkopplungsinterferometrischen Methode bestimmt werden. Dies ermöglichte Messungen dieses Parameters bei Betriebsbedingungen. Dabei hat sich herausgestellt, dass der Alphaparameter zumindest bei DFB Quantenkaskadenlasern von der Temperatur und dem Injektionsstrom abhängig ist. Dieses Verhalten wurde bei mehreren Laserstrukturen beobachtet und auf eine spektrale Verstimmung der DFB-Wellenlänge sowie das spezielle Verhalten der Ladungsträgerdichte von Quantenkaskadenlasern zurückgeführt. Die ermittelten Linienverbreiterungsfaktoren liegen in einem Bereich von $-2,5$ bis $2,5$.

In weiteren Experimenten wurde das Intensitätsrauschen der verwendeten Laserstruktur vermessen. Diese Eigenschaft des Laserslichts wurde in der Vergangenheit für Quantenkaskadenlaser bereits detailliert untersucht und die hier vorgestellten Messungen zeigen eine gute Übereinstimmung. Es ergab sich, dass der verwendete Laser ein vergleichsweise geringes RIN aufweist, womit er für die Experimente gut geeignet ist.

Schließlich wurde die Linienbreite des optischen Spektrums vermessen. Es wurde zunächst ein Experiment vorgestellt, in dem die Linienbreite mittels Rückkopplungsinterferometrie gemessen wurde. Diese Messung erfolgte hier ebenfalls zum ersten Mal an Quantenkaskadenlasern. Als Ergebnis konnte eine Abschätzung von 120 kHz für die Linienbreite festgestellt werden. Des Weiteren wurde eine modifizierte self-homodyne Messmethode vorgestellt. Diese Methode wurde dann erstmals auf Quantenkaskadenlaser angewandt und auf diese Weise die Linienbreite bestimmt. Es ergab sich ein Wert von 100 kHz. Beide ermittelten Werte liegen damit in der Größenordnung theoretischer Voraussagen.

Zur Abrundung der Arbeit wurden über die Lasercharakterisierung hinaus noch Untersuchungen zur praktischen Anwendung des Rückkopplungsinterferometers vorgestellt. Es erfolgte eine Betrachtung zur Verwendung von spektral selektiven Elementen, eine Analyse der Langzeitstabilität der Alpha- und C-Parametermessung, sowie einige Experimente zu Trocknungsvorgängen in Papier.

Insgesamt betrachtet wurde das Prinzip der Rückkopplungsinterferometrie erfolgreich auf Quantenkaskadenlaser übertragen.



English Summary

The goal of the presented thesis was the sophisticated characterization of quantum cascade semiconductor lasers with the aim to use the laser as a sensor for self-mixing experiments.

In the course of the thesis it was possible for the first time to demonstrate an operating self-mixing interferometer with a quantum cascade laser as emitter. Furthermore it was shown that this laser itself can simultaneously be used as a detector. The signal obtained as voltage drop across the laser, is in excellent agreement with the signal detected optically. Even the shape of this signal fits so well that measurements depending critically on this shape are possible with the electrically obtained signal.

For the characterization of the laser, important semiconductor laser features as linewidth enhancement factor, intensity noise and linewidth were investigated. Because of the technical and physical properties of radiation in the mid to far infrared wavelength regime as well as of quantum cascade lasers, the known measurement methods had to be improved and appropriately modified.

It was possible to measure the linewidth enhancement factor of quantum cascade lasers for the first time with a modified self-mixing technique. This allowed the measurement of this important factor even above the dynamic laser threshold. As a result it became clear, that the linewidth enhancement factor of DFB quantum cascade lasers depends on the temperature and the injection current. This behavior was observed with several laser devices and has been explained by the spectral detuning of the DFB-wavelength as well as the special carrier behavior of quantum cascade lasers. The measured linewidth enhancement factors lie within the range from -2,5 to 2,5.

For further investigations, the intensity noise was measured, too. As this property has already been investigated in detail for quantum cascade lasers, no new behavior was expected. Nevertheless the laser showed a lower noise level compared to earlier measurements at similar devices. This shows that it is well qualified for the self-mixing experiments.

Finally the linewidth of the optical spectrum was measured. Therefore, a first experiment was presented, in which the linewidth was measured using a self-mixing technique. This kind of measurement was conducted on a quantum cascade laser for the first time. As a first result, an upper limit for the linewidth could be given and an estimation for the linewidth showed a value of 120kHz. For verification of this result, a self-homodyne method was modified and analyzed. This method also then applied to quantum cascade lasers for the first time. The measurement of the linewidth with this method showed a value of 100kHz. Both measured values of the linewidth are in the range of theoretically predicted values.

To give a full picture, the complete characterization was complemented by presenting some investigations concerning the practical applications of the self-mixing interferometer. Therefore the long time stability of the self-mixing measurement was investigated as well as the possibility to use broadband lasers. Also some experiments on drying processes on paper were presented.



8 Danksagung

Das Gelingen dieser Promotionsarbeit ist nicht zuletzt auch abhängig von der Unterstützung, die ich durch meine Familie, Freunde und Kollegen erhalten habe. Daher möchte ich mich an dieser Stelle bei all denjenigen bedanken, die zum erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit beigetragen haben.

Sehr geehrter Herr Elsässer, vielen Dank für die Möglichkeit, diese Promotion in ihrer Arbeitsgruppe durchführen zu können, für hilfreiche wissenschaftliche Diskussionen und die konstruktive Kritik an meiner Arbeit.

Prof. Dr. Thomas Walther danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Dr. Tobias Gensty danke ich für die Betreuung meiner Diplomarbeit und die Einführung in die Welt der Quantenkaskadenlaser.

Joachim, vielen Dank für die chinesischen Mitbringsel und das fortwährende Dr. Who, Tripods und Vincent Price Abendeplanen.

Shyam, vielen Dank für indische Teezubereitung, Kinobesuche und Yeti-Sportduelle.

Icksoon danke ich für das Bulgogi Rezept und die zahlreichen Aufmunterungen zwischendurch.

Dominik gilt Dank für komplette Scans und automatische Justagen. Und Poker. Und Whiskey.

Martin danke ich für seinen konzentrierten Blick und Freizeitaktivitäten - zumindest in der prälinusschen Ära. Stefan, vielen Dank für die zahlreichen Espressos. Andreas danke ich für den kleinen Witz am Morgen und Lukas, vielen Dank für eigentlich alles Andere.

Ich danke den Kollegen, die mit mir das Zimmer geteilt und mit mir gemeinsam die Temperaturschwankungen im Büro durchgestanden haben: Dr. Tilman Spiegelberg, Dr. Saša Bakić und Christian Fuchs, Wolfgang Rick, Jonas Keller, Erol Durmus, Jan-Eric Nimsch und Thomas Gläser; sowie allen anderen derzeitigen und ehemaligen Mitgliedern der AG HLO, für die durchweg angenehme Atmosphäre sowohl bei der Arbeit im Labor, als auch bei externen Arbeitsgruppenaktivitäten.

Besonderer Dank gilt natürlich auch Maria für ihre heitere italienische Art und das hervorragende Tiramisu.

Frau Anna Zilch und Frau Barbara Hackel danke ich für Hilfe mit Graphiken und Bildern, den Herren Baumann, Schmutzler und Holzfuß für die Hilfe mit Computern und Elektronik sowie Herrn Vetter, Herrn Jourdan und Herrn Kalbfleisch und seinem Team für die feinmechanischen Umsetzungen meiner Ideen.

Abschließend möchte ich mich noch bei meinen Eltern bedanken, die mir mein Studium ermöglicht und mich auch sonst bei Allem unterstützt haben, sowie bei meiner Freundin Jasmin für die letzten beiden Jahre.



Literaturverzeichnis

- [1] D. Cooper and R. Martinelli, "Near-infrared diode-lasers monitor molecular-species," *Laser Focus World*, vol. 28, pp. 133–&, 1992.
- [2] G. Wysocki, A. A. Kosterev, and F. K. Tittel, "Spectroscopic trace-gas sensor with rapidly scanned wavelength of a pulsed quantum cascade laser for in situ NO monitoring of industrial exhaust systems," *Appl. Phys. B*, vol. 80, pp. 617–625, 2005.
- [3] M. S. Taubman, T. L. Myers, B. D. Cannon, and R. M. Williams, "Stabilization, injection and control of quantum cascade lasers, and their application to chemical sensing in the infrared," *Spectrochimica Acta Part A*, vol. 60, pp. 3457–3468, 2004.
- [4] D. Weidmann, W. J. Rebum, and K. M. Smith, "Ground-based prototype quantum cascade laser heterodyne radiometer for atmospheric studies," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 78, p. 073107, 2007.
- [5] H.-Y. N. Holman, K. A. Bjornstad, M. C. Martin, W. R. Mckinney, E. A. Blakely, and F. G. Blankenberg, "Mid-infrared reflectivity of experimental atheromas," *Journal of Biomedical Optics Letters*, vol. 13, p. 030503, 2008.
- [6] B. Grouiez, B. Parvitte, L. Joly, and V. Zeninari, "Alternative method for gas detection using pulsed quantum-cascade-laser spectrometers," *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 181–183, 2009.
- [7] L. Rothman, D. Jacquemart, A. Barbe, D. C. Benner, M. Birk, L. Brown, M. Carleer, et al., "The hitran 2004 molecular spectroscopic database," *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 96, pp. 139–204, 2005.
- [8] H. Zhong, J. Xu, X. Xie, T. Yuan, R. Reightler, E. Madaras, and X.-C. Zhang, "Nondestructive defect identification with terahertz time-of-flight tomography," *IEEE Sensors Journal*, vol. 5, pp. 203–208, 2005.
- [9] T. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature*, vol. 187, pp. 493–494, 1960.
- [10] R. Hall, G. Fenner, J. Kingsley, T. Soltys, and C. O., "Coherent light emission from GaAs junctions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, pp. 366–368, 1962.
- [11] R. Kazarinov and R.A.Suris, "Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice," *Sov. Phys.-Semicond.*, vol. 5, pp. 707–709, 1971.
- [12] A. Cho, "Advances in molecular-beam-epitaxy (MBE)," *J. Cryst. Growth*, vol. 111, p. 1, 1991.
- [13] J. Faist, F. Capasso, D. Sivco, C. Sartori, A. Hutchinson, and A. Cho, "Quantum cascade laser," *Science*, vol. 264, pp. 553–556, 1994.
- [14] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Ilegems, E. Gini, and H. Melchior, "Continuous wave operation of a mid-infrared semiconductor laser at room temperature," *Science*, vol. 295, pp. 301–305, 2002.
- [15] P. Liu, A. Hoffman, M. Escarra, K. Franz, J. Khurgin, Y. Dikmelik, X. Wang, J. Fan, and C. Gmachl, "Highly power-efficient quantum cascade lasers," *Nat. Photonics*, vol. 4, pp. 95–98, 2010.
- [16] M. Razeghi, S. Slivken, Y. Bai, B. Gokden, and S. Darvish, "High power quantum cascade lasers," *New J. Phys.*, vol. 11, p. 125017, 2009.
- [17] S. Kumar, B. S. Williams, Q. Hu, and J. L. Reno, "THz quantum-cascade lasers with one-well injector," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p. 121123, 2006.
- [18] M. Rudd, "A laser doppler velocimeter employing the laser as a mixer-oscillator," *J. Sci. Instrum.*, vol. 1, pp. 723–726, 1968.

- [19] S. Donati, "Laser interferometry by induced modulation of cavity field," *J. Appl. Phys.*, vol. 49, pp. 495–497, 1978.
- [20] G. Giuliani, S. Bozzi-Pietra, and S. Donati, "Self-mixing laser diode vibrometer," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 14, pp. 24–32, 2003.
- [21] S. Donati, G. Giuliani, and S. Merlo, "Laser diode feedback interferometer for measurement of displacements without ambiguity," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 31, pp. 113–119, 1995.
- [22] G. Beheim and K. Fritsch, "Range finding using frequency-modulated laser diode," *Appl. Opt.*, vol. 25, pp. 1439–1442, 1986.
- [23] S. Shinohara, A. Mochizuki, H. Yoshida, and M. Sumi, "Laser doppler velocimeter using the self-mixing effect of a semiconductor laser diode," *Appl. Opt.*, vol. 25, pp. 1417–1418, 1986.
- [24] E. Lacot, R. Day, and F. Stoeckel, "Laser optical feedback tomography," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 744–746, 1999.
- [25] E. Lacot, R. Day, J. Pinel, and F. Stoeckel, "Laser relaxation-oscillation frequency imaging," *Optics Letters*, vol. 26, pp. 1483–1485, 2001.
- [26] S. Sudo, Y. Miyasaka, and K. Otsuka, "Quick and easy measurement of particle size of brownian particles and plankton in water using a self-mixing laser," *Opt. Express*, vol. 14, pp. 1044–1054, 2006.
- [27] S. Sudo, Y. Miyasaka, K. Nemoto, K. Kamikariya, and K. Otsuka, "Detection of small particles in fluid flow using a self-mixing laser," *Opt. Express*, vol. 15, pp. 8135–8145, 2007.
- [28] G. Agrawal and N. Dutta, *Long-wavelength semiconductor lasers*. Electrical/Computer Science and Engineering, New York: Van Nostrand Reinhold, 1986.
- [29] W. Chow, S. Koch, and M. Sargent(III), *Semiconductor-laser physics*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1994.
- [30] H. Kramers, "La diffusion de la lumiere par les atomes," *Atti Cong. Intern. Fisica*, vol. 2, pp. 545–557, 1927.
- [31] R. de L. Kronig, "On the theory of the dispersion of x-rays," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 12, pp. 547–557, 1926.
- [32] G. Lasher and F. Stern, "Spontaneous and stimulated recombination radiation in semiconductors," *Phys. Rev.*, vol. 133, pp. 553–563, 1964.
- [33] N. K. Dutta, "Calculated absorption, emission, and gain in $In_{0.72}Ga_{0.28}As_{0.6}P_{0.4}$," *J. Appl. Phys.*, vol. 51, pp. 6095–6100, 1980.
- [34] H. Haug and H. Haken, "Theory of noise in semiconductor laser emission," *Z. Physik*, vol. 204, pp. 262–275, 1967.
- [35] C. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 18, pp. 259–264, 1982.
- [36] A. Schawlow and C. Townes, "Infrared and optical masers," *Phys. Rev.*, vol. 112, pp. 1940–1949, 1958.
- [37] M. Osinski and J. Buus, "Linewidth broadening factor in semiconductor lasers - an overview," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, pp. 9–29, 1987.
- [38] G. Giuliani, M. Norgia, S. Donati, and T. Bosch, "Laser diode self-mixing technique for sensing applications," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 4, pp. S283–S294, 2002.
- [39] C. Zakian and M. Dickinson, "Self-mixing interferometry with a laser diode: Experimental considerations for sensing applications," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 8, pp. 555–568, 2006.
- [40] J. Xi, Y. Yu, F. Chicharo, and T. Bosch, "Estimating the parameters of semiconductor lasers based on weak optical feedback self-mixing interferometry," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 41, pp. 1058–1064, 2005.

-
- [41] H. Huan, M. Wang, D. Guo, and T. Wang, "Self-mixing interference effect of DFB semiconductor lasers," *Appl. Phys. B*, vol. 79, pp. 325–330, 2004.
- [42] R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, p. 347, 1980.
- [43] M. Norgia, S. Donati, and D. D'Alessandro, "Interferometric measurements of displacement on a diffusing target by a speckle tracking technique," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, pp. 800–806, 2001.
- [44] M. Norgia and S. Donati, "A displacement-measuring instrument utilizing self-mixing interferometry," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 52, pp. 1765–1770, 2003.
- [45] L. Scalise, Y. Yu, G. Giuliani, G. Plantier, and T. Bosch, "Self-mixing laser diode velocimetry: Application to vibration and velocity measurement," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 53, pp. 223–232, 2004.
- [46] S. Kakuma and R. Ohba, "Practical accurate optical ranging based on polarization self modulation of a vertical-cavity surface-emitting laser diode," *Opt. Rev.*, vol. 10, pp. 511–513, 2003.
- [47] F. Vogel and B. Toulouse, "A low-cost medium-resolution rangefinder based on the self-mixing effect in a VCSEL," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 54, pp. 428–431, 2005.
- [48] G. Giuliani, S. Donati, M. Passerini, and T. Bosch, "Angle measurement by injection detection in a laser diode," *Opt. Eng.*, vol. 40, pp. 95–99, 2001.
- [49] G. Acket, D. Lenstra, A. den Boef, and B. Verbeek, "The influence of feedback intensity on longitudinal mode properties and optical noise in index-guided semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-20, pp. 1163–1169, 1984.
- [50] D. Lenstra, B. H. Verbeek, and A. J. D. Boef, "Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-21, pp. 674–679, 1985.
- [51] R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in $1.5 - \mu\text{m}$ distributed feedback lasers," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-4, pp. 1655–1661, 1986.
- [52] C. Mann, Q. K. Yang, F. Fuchs, W. Bronner, K. Köhler, T. Beyer, M. Braun, and A. Lambrecht, "Single-mode InP-based quantum cascade lasers for applications in trace-gas sensing," in *Proceedings of SPIE (C. Gmachl and D. Bour, eds.)*, vol. 5365 of *Novel In-Plane Semiconductor Lasers III*, (Bellingham, WA), pp. 173–183, SPIE, 2004.
- [53] D. Dey, W. Wu, O. G. Memis, and H. Mohseni, "Injectorless quantum cascade laser with low voltage defect and improved thermal performance grown by metal-organic chemical-vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, p. 081109, 2009.
- [54] Q. Yang, W. Bronner, C. Manz, R. Moritz, C. Mann, G. Kaufel, K. Köhler, and J. Wagner, "Continuous-wave operation of GaInAs-AlGaAsSb quantum cascade lasers," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 2283–2285, 2005.
- [55] S. Y. Zhang, D. G. Revin, J. W. Cockburn, K. Kennedy, A. B. Krysa, and M. Hopkinson, "Room temperature InGaAs/AlAsSb/InP quantum cascade lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, p. 031106, 2009.
- [56] J. S. Yu, S. Slivken, A. Evans, and M. Razeghi, "High-performance, continuous-wave quantum-cascade lasers operating up to 85°C at $\lambda \approx 8.8\mu\text{m}$," *Appl. Phys. A*, vol. 93, pp. 405–408, 2008.
- [57] R. Maulini, I. Dunayevskiy, A. Lyakh, A. Tsekoum, C. K. N. Patel, L. Diehl, C. Pflügl, and F. Caspasso, "Widely tunable high-power external cavity quantum cascade laser operating in continuous-wave at room temperature," *Electron. Lett.*, vol. 45, pp. 107–U30, 2009.
- [58] J. L. Bradshaw, J. D. Bruno, J. T. Pham, D. E. Wortman, and R. Q. Yang, "Midinfrared type-II interband cascade lasers," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 18, pp. 1628–1632, 2000.

- [59] Y. Bai, S. Slivken, S. Kuboya, S. Darvish, and M. Razeghi, “Quantum cascade lasers that emit more light than heat,” *Nat. Photonics*, vol. 4, pp. 99–102, 2010.
- [60] A. Evans, S. Darvish, S. Slivken, J. Nguyen, Y. Bai, and M. Razeghi, “Buried heterostructure quantum cascade lasers with high continuous-wave wall plug efficiency,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p. 071101, 2007.
- [61] F. Capasso, C. Gmachl, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, “Quantum cascade lasers,” *Phys. Today*, vol. 55, pp. 34–40, May 2002.
- [62] F. Capasso, C. Gmachl, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, “Quantum cascade lasers,” *Phys. World*, vol. 12, pp. 27–33, June 1999.
- [63] F. Capasso, C. Gmachl, A. Tredicucci, A. L. Hutchinson, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, “High performance quantum cascade lasers,” *Opt. Photonics News*, vol. 10, pp. 31–37, 1999.
- [64] M. Troccoli, A. Belyanin, F. Capasso, E. Cubukcu, and D. L. Sivco, “Raman injection laser,” *Nature*, vol. 433, pp. 845–848, 2005.
- [65] S. Birner, T. Kubis, P. Vogel, and W. Schottky, “Simulation zur Optimierung von Quantenkaskadenlasern,” *Photonik*, vol. 1, pp. 44–47, 2008.
- [66] G. Strasser, “Monomodige GaAs/AlAs Quantenkaskadenlaser im Dauerstrichbetrieb,” *LaserOpto*, vol. 33, pp. 30–36, 2001.
- [67] J. Faist, M. Beck, T. Aellen, and E. Gini, “Quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, pp. 147–149, 2001.
- [68] J. Faist, C. Gmachl, F. Capasso, C. Sirtori, D. L. Sivco, J. N. Baillargeon, and A. Y. Cho, “Distributed feedback quantum cascade lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 2670–2672, 1997.
- [69] C. Gmachl, F. Capasso, A. Tredicucci, D. L. Sivco, J. N. Baillargeon, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, “High-power, continuous-wave, current-tunable, single-mode quantum-cascade distributed-feedback lasers at $\lambda = 5.2$ and $\lambda = 7.95\mu\text{m}$,” *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 230–232, 2000.
- [70] K. Kalna, C. Y. L. Cheung, and K. A. Shore, “Electron transport process in quantum cascade intersubband semiconductor lasers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 89, p. 2005, 2001.
- [71] S.-C. Lee and A. Wacker, “Nonequilibrium green’s function theory for transport and gain properties of quantum cascade structures,” *Phys. Rev. B*, vol. 66, p. 245314, 2002.
- [72] I. Waldmueller, W. W. Chow, E. W. Young, and M. C. Wanke, “Nonequilibrium many-body theory of intersubband lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 43, pp. 292–301, 2006.
- [73] P. Harrison, D. Indjin, V. Jovanovic, A. Mircetic, Z. Ikonic, R. Kelsall, J. McTavish, I. Savic, N. Vukmirovic, and V. Milanovic, “Carrier dynamics in quantum cascade lasers,” *Acta Phys. Pol. A*, vol. 107, pp. 75–81, 2005.
- [74] R. C. Iotti and F. Rossi, “Microscopic theory of quantum-cascade lasers,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 19, pp. 323–326, 2004.
- [75] H. Choi, L. Diehl, Z.-K. Wu, M. Giovannini, J. Faist, F. Capasso, and T. B. Norris, “Time-resolved investigations of electronic transport dynamics in quantum cascade lasers based on diagonal lasing transition,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 45, pp. 307–321, 2009.
- [76] J. Kim, M. Lerttamrab, S. Chuang, C. Gmachl, D. Sivco, F. Capasso, and A. Cho, “Theoretical and experimental study of optical gain and linewidth enhancement factor of type-I quantum-cascade lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 40, pp. 1663–1674, 2004.
- [77] T. Gensty, *Untersuchungen des Intensitätsrauschens von Quantenkaskadenlasern in verschiedenen Konfigurationen*. Berlin: Logos Verlag, 2005.
- [78] M. Yamanishi, T. Edamura, N. Akikusa, and H. Kan, “Theory of the intrinsic linewidth of quantum-cascade lasers: Hidden reason for the narrow linewidth and line-broadening by thermal photons,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 44, pp. 12–29, 2008.

-
- [79] T. Gensty and W. Elsässer, “Semiclassical model for the relative intensity noise of intersubband quantum cascade lasers,” *Opt. Commun.*, vol. 256, pp. 171–183, 2005.
- [80] T. Gensty, J. von Staden, W. Elsässer, G. Giuliani, and C. Mann, “Investigations of the phase noise, line shape, and linewidth of intersubband quantum cascade lasers,” unpublished.
- [81] A. Alping and S. Eng, “Detection at Gbit/s rates with a TJS GaAlAs laser,” *Opt. Commun.*, vol. 44, pp. 381–383, 1983.
- [82] A. Alping, R. Tell, and S. Eng, “Photodetection properties of semiconductor laser diode detectors,” *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-4, pp. 1662–1668, 1986.
- [83] J. P. van der Ziel, “Characteristics of 1.3- μm InGaAsP lasers used as photodetectors,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, pp. 347–352, 1989.
- [84] D. Hofstetter, M. Beck, and J. Faist, “Quantum-cascade-laser structures as photodetectors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, p. 2683, 2002.
- [85] B. W. Hakki and T. L. Paoli, “Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 46, pp. 1299–1305, 1975.
- [86] J. Henning and J. Collins, “Measurements of the semiconductor laser linewidth broadening factor,” *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 927–929, 1983.
- [87] C. Harder, K. Vahala, and A. Yarin, “Measurement of the linewidth enhancement factor α of semiconductor lasers,” *Applied Phys. Letters*, vol. 42, pp. 328–330, 1983.
- [88] T. B. Simpson, F. Doft, E. Strzelecka, J. J. Liu, W. Chang, and G. J. Simonis, “Gain saturation and the linewidth enhancement factor in semiconductor lasers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 776–778, 2001.
- [89] L. Shterengas, G. Belenky, A. Gourevitch, J. Kim, and R. Martinelli, “Measurement of α -factor in 2-2.5 μm type-I In(Al)GaAsSb/GaSb high power diode lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, p. 4517, 2002.
- [90] A. Villafranca, J. A. Lázaro, I. Salinas, and I. Garcés, “Measurement of the linewidth enhancement factor in DFB lasers using a high-resolution optical spectrum analyzer,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 2268–2270, 2005.
- [91] G. Liu, X. Jin, and S. L. Chuang, “Measurement of linewidth enhancement factor of semiconductor lasers using an injection-locking technique,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 430–432, 2001.
- [92] T. Fordell and A. Lindberg, “Experiments on the linewidth-enhancement factor of a vertical-cavity surface-emitting laser,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 43, pp. 6–15, 2007.
- [93] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D. Sivco, A. Hutchinson, and A. Cho, “Continuous-wave operation of a vertical transition quantum cascade laser above $t = 80\text{K}$,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, pp. 3057–3059, 1995.
- [94] M. Lerttamrab, S. L. Chuang, C. Gmachl, D. L. Sivco, F. Capasso, and A. Y. Cho, “Linewidth enhancement factor of a type-I quantum-cascade laser,” *J. Appl. Phys.*, vol. 94, pp. 5426–5428, 2003.
- [95] K.-G. Gan and J. E. Bowers, “Measurement of gain, group index, group velocity dispersion, and linewidth enhancement factor of an InGaN multiple quantum-well laser diode,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 16, pp. 1256–1258, 2004.
- [96] Y. Yu, G. Giuliani, and S. Donati, “Measurement of the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers based on the optical feedback self-mixing effect,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 16, p. 990, 2004.
- [97] C. Masoller, “Implications of how the linewidth enhancement factor is introduced on the Lang and Kobayashi model,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 796–803, 1997.

- [98] S. K. Özdemir, S. Shinohara, and H. Yoshida, "Effect of linewidth enhancement factor on doppler beat waveform obtained from a self-mixing laser diode," *Opt. Rev.*, vol. 7, pp. 550–554, 2000.
- [99] Y. Yu, J. Xi, E. Li, and J. F. Chicharo, "Measuring the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers based on weak optical feedback effect," in *Proceedings of SPIE (J.-Q. Yao, Y. Chen, and S. Lee, eds.)*, vol. 5628 of *Semiconductor Lasers and Applications II*, (Bellingham, WA), pp. 34–29, SPIE, 2005.
- [100] Y. Yu, J. Xi, J. F. Chicharo, and T. Bosch, "Toward automatic measurement of the linewidth-enhancement factor using optical feedback self-mixing interferometry with weak optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 43, pp. 527–534, 2007.
- [101] T. Aellen, R. Maulini, R. Terazzi, N. Hoyler, M. Giovannini, J. Faist, S. Blaser, and L. Hvozdar, "Direct measurement of the linewidth enhancement factor by optical heterodyning of an amplitude-modulated quantum cascade laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, p. 091121, 2006.
- [102] E. Gehrig and O. Hess, "Dynamic amplitude-phase coupling in quantum-dot lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 203116, 2005.
- [103] K. Vahala, L. C. Chiu, S. Margalit, and A. Yariv, "On the linewidth enhancement factor α in semiconductor injection lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 42, pp. 631–633, 1983.
- [104] P. M. Smowton, E. J. Pearce, H. C. Schneider, W. W. Chow, and M. Hopkinson, "Filamentation and linewidth enhancement factor in InGaAs quantum dot lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, pp. 3251–3253, 2002.
- [105] P. K. Kondratko, S.-L. Chuang, G. Walter, T. Chung, and J. N. Holonyak, "Observations of near-zero linewidth enhancement factor in a quantum-well coupled quantum-dot laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, pp. 4818–4820, 2003.
- [106] N. Kumazaki, Y. Takagi, M. Ishihara, K. Kasahara, N. Akikusa, and T. Edamura, "First direct observation of small linewidth enhancement factor of Fabry-Perot quantum cascade laser," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 47, pp. 1606–1608, March 2008.
- [107] M. Ishihara, T. Morimoto, S. Furuta, K. Kasahara, N. Aikusa, K. Fujita, and T. Edamura, "Linewidth enhancement factor of quantum cascade lasers with single phonon resonance-continuum depopulation structure on peltier cooler," *Electron. Lett.*, vol. 45, November 2009.
- [108] N. Kumazaki, Y. Takagi, M. Ishihara, K. Kasahara, A. Sugiyama, N. Akikusa, and T. Edamura, "Detuning characteristics of the linewidth enhancement factor of a midinfrared quantum cascade laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, p. 121104, 2008.
- [109] G. Giuliani and M. Norgia, "Laser diode linewidth measurement by means of self-mixing interferometry," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 1028–1030, 2000.
- [110] R. Brandewie, W. Haswell, and R. Harada, "Heterodyne detection and linewidth measurement with high power CO_2 lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 2, no. 11, pp. 756–757, 1966.
- [111] T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama, "Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum," *Electron. Lett.*, vol. 16, pp. 630–631, 1980.
- [112] J. Reid, D. T. Cassidy, and R. T. Menzies, "Linewidth measurements of tunable diode lasers using heterodyne and etalon techniques," *Appl. Opt.*, vol. 21, pp. 3961–3965, 1982.
- [113] P. B. Gallion and G. Debarge, "Quantum phase noise and field correlation in single frequency semiconductor laser systems," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-20, pp. 343–349, 1984.
- [114] D. S. Elliot, R. Roy, and S. J. Smith, "Extracavity laser band-shape and bandwidth modification," *Physical Review A*, vol. 26, pp. 12–18, 1982.
- [115] G. P. Agrawal, "Line narrowing in a single-mode injection laser due to external optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-20, pp. 468–471, 1984.

-
- [116] L. Mercer, “1/f frequency noise effects of self-heterodyne linewidth measurements,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 485–493, 1991.
- [117] M. Nazarathy, W. Sorin, D. Baney, and S. Newton, “Spectral analysis of optical mixing measurements,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, pp. 1083–1095, 1989.
- [118] J.-P. Turrenc, P. Signoret, M. Myara, M. Bellon, J.-P. Perez, J.-M. Gosalbes, R. Alabedra, and B. Orsal, “Low-frequency FM-noise-induced lineshape: A theoretical and experimental approach,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 40, pp. 549–553, 2005.
- [119] H. Ludvigsen and E. Bodtke, “New method for self-homodyne laser linewidth measurements with a short delay fiber,” *Opt. Commun.*, vol. 110, pp. 595–598, 1994.
- [120] H. Ludvigsen, M. Tossavainen, and M. Kaivola, “Laser linewidth measurements using self-homodyne detection with short delay,” *Opt. Commun.*, vol. 155, pp. 180–186, 1998.
- [121] L. E. Richter, H. I. Mandelberg, M. S. Kruger, and P. A. McGrath, “Linewidth determination from self-heterodyne measurements with subcoherence delay times,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-22, pp. 2070–2074, 1986.
- [122] L. Yan, X. S. Yao, L. Lin, and X. Chen, “Improved fast scanning delay line in optical coherence tomography applications utilizing fiber stretcher,” *Optical Engineering Letters*, vol. 47, p. 100501, 2008.
- [123] M. Newkirk and K. Vahala, “Amplitude-phase decorrelation: A method for reducing intensity noise in semiconductor lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 13–22, 1991.
- [124] M. Newkirk and K. Vahala, “Large (14.5 db) reduction of intensity noise from an semiconductor laser by amplitude-phase decorrelation,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, pp. 1289–1291, 1992.
- [125] Z. Zan and A. Lowery, “Experimental demonstration of a flexible and stable semiconductor laser linewidth emulator,” *Optics Express*, vol. 18, pp. 13880–13885, 2010.
- [126] R. M. Williams, J. F. Kelly, J. S. Hartman, S. W. Sharpe, M. S. Taubman, J. L. Hall, F. Capasso, C. Gmachl, D. L. Sivco, J. N. Baillargeon, and A. Y. Cho, “Kilohertz linewidth from frequency-stabilized mid-infrared quantum cascade lasers,” *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1844–1846, 1999.
- [127] H. Ganser, B. Frech, A. Jentsch, M. Mürtz, C. Gmachl, F. Capasse, D. Sivco, J. Baillargeon, A. Hutchinson, A. Cho, and W. Urban, “Investigation of the spectral width of quantum cascade laser emission near $5.2\mu\text{m}$ by a heterodyne experiment,” *Opt. Commun.*, vol. 197, pp. 127–130, 2001.
- [128] D. Weidmann, L. Joly, V. Parpillon, D. Courtois, Y. Bonetti, T. Aellen, M. Beck, J. Faist, and D. Hofstetter, “Free-running $9.1 - \mu\text{m}$ distributed-feedback quantum cascade laser linewidth measurement by heterodyning with a $C^{18}O_2$ laser,” *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 704–706, 2003.
- [129] S. Barbieri, J. Alton, H. E. Beere, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, S. Withington, G. Scalari, L. Ajili, and J. Faist, “Heterodyne mixing of two far-infrared quantum cascade lasers by use of a point-contact schottky diode,” *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 1632–1634, 2004.
- [130] A. Barkan, F. K. Tittel, D. M. Mittleman, R. Dengler, P. H. Siegel, G. Scalari, L. Ajili, J. Faist, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, and D. A. Ritchie, “Linewidth and tuning characteristics of terahertz quantum cascade lasers,” *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 575–577, 2004.
- [131] A. Baryshev, J. N. Hovenier, A. J. L. Adam, I. Ka., J. R. Gao, T. O. K. B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno, “Phase locking and spectral linewidth of a two-mode terahertz quantum cascade laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, p. 031115, 2006.
- [132] S. Bartalini, S. Borri, P. Cancio, A. Castrillo, I. Galli, G. Giusfredi, D. Mazzotti, L. Gianfrani, and P. D. Natale, “Observing the intrinsic linewidth of a quantum-cascade laser: Beyond the Schawlow-Townes limit,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, p. 083904, 2010.
-

-
- [133] G. Giuliani, S. Donati, and W. Elsässer, “Investigation of linewidth enhancement factor variations in external cavity and fabry-perot semiconductor lasers,” CLEO, 2005.
- [134] M. V. Kisin and S. Luryi, “Piezoacoustic modulation of gain and distributed feedback for quantum cascade lasers with widely tunable emission wavelength,” Appl. Phys. Lett., vol. 82, pp. 847–849, 2003.

Publikationen und Konferenzbeiträge

Fachzeitschriften

- Investigations on the generation of light with sub-shot intensity noise with quantum cascade lasers
T. Gensty, J. von Staden und W. Elsässer
Fluctuations and Noise in Photonics and Quantum Optics II, edited by P. Heszler, D. Abbott, J.R. Gea-Banacloche, Ph.R. Hemmer, Proc. SPIE Vol. 5468, 191-197 (2004)
- Untersuchungen zum Intensitätsrauschen von Quantenkaskadenlasern
Investigations of the intensity noise of quantum cascade lasers
T. Gensty, J. von Staden und W. Elsässer
Technisches Messen 72, 380-387 (2005)
- System performance of a modern hollow-core optical fiber coupled to a quantum cascade laser: transmission efficiency and relative intensity noise
T. Gensty, J. von Staden, W. Elsässer, S. Höfling, J.P. Reithmaier und A. Forchel
Lasers and Applications, edited by K.M. Abramski, A. Lapucci, E.F. Plinski, Proc. SPIE Vol. 5958, 595804 (2005)
- Measurement of the linewidth enhancement factor of quantum cascade lasers by the self-mixing technique
J. von Staden, T. Gensty, M. Peil, W. Elsässer, G. Giuliani und Ch. Mann
Semiconductor Lasers and Laser Dynamics II, edited by D. Lenstra, M. Pessa, I.H. White, Proc. SPIE Vol. 6184, 61841E (2006)
- Measurements of the α factor of a distributed-feedback quantum cascade laser by an optical feedback self-mixing technique
J. von Staden, T. Gensty, W. Elsässer, G. Giuliani und Ch. Mann
Opt. Lett. 31, 2574-2576 (2006)

Konferenzen und Tagungen

- Investigations on the generation of light with sub-shot intensity noise with quantum cascade lasers
T. Gensty, J. von Staden und W. Elsässer
SPIE Fluctuations and Noise in Photonics and Quantum Optics II, Conference 5468, Maspalomas, Gran Canaria, Spain (2004)
- Investigations on the generation of light with sub-shot intensity noise with quantum cascade lasers
J. von Staden, T. Gensty und W. Elsässer
5th Workshop on Quantum Cascade Lasers at Fraunhofer Institute for Physical Measurement Techniques IPM, Freiburg (2004)

- Untersuchungen zum Strom- und Photonenrauschen von Interband und Intersubband Halbleiterlasern
J. von Staden, T. Gensty, W. Elsässer und Ch. Mann
Verhandl. DPG (VI) 40, 2/HL38.8, Berlin, Deutschland (2005)
- First investigations on the alpha-parameter of quantum cascade lasers
J. von Staden, T. Gensty, M. Peil, W. Elsässer, G. Giuliani und Ch. Mann
COST 288 Meeting, The 2nd International Symposium on Ultrafast Photonic Technologies, St. Andrews, Schottland, UK (2005)
- System Performance of a Modern Hollow-Core Optical Fiber Coupled to a Quantum Cascade Laser
T. Gensty, J. von Staden und W. Elsässer
SPIE International Congress on Optics and Optoelectronics, Conference 5958, Warschau, Polen (2005)
- Quantenkaskadenlaser: Intensitätsrauschen und Rückkopplungsinterferometrie
J. von Staden, T. Gensty und W. Elsässer
GRK1114 Klausurtagung, Oberflockenbach, Deutschland (2005)
- Measurement of the linewidth enhancement factor of quantum cascade lasers by the self-mixing technique
J. von Staden, T. Gensty, M. Peil, W. Elsässer, G. Giuliani und Ch. Mann
SPIE Semiconductor Lasers and Laser Dynamics II, Conference 6184, Strasbourg, Frankreich (2006)
- Status report on Project B4: “ Orts- und geschwindigkeitsaufgelöste Sensorik durch Selektive optische Rückkopplungsinterferometrie (Self-Mixing) mittels Quantenkaskaden-Halbleiterlasern”
J. von Staden, T. Gensty und W. Elsässer
GRK1114 Klausurtagung, Wald-Michelbach, Deutschland (2006)
- Application of the self-mixing technique on quantum cascade lasers
J. von Staden, W. Elsässer
GRK1114 Seminartage, Heppenheim, Deutschland (2006)
- Investigations of the linewidth of intersubband quantum cascade lasers
T. Gensty, J. von Staden, M. Peil, W. Elsässer, G. Giuliani und Ch. Mann
IEEE 20th International Semiconductor Laser Conference, Kohala Coast, HI, USA (2006)
- Measurement of the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers
W. Rick, J. von Staden, T. Gensty, G. Giuliani und W. Elsässer
Verhandl. DPG (VI) 42, 4/HL4.3, Regensburg, Deutschland (2007)
- Messung des Linienverbreiterungsfaktors von Quantenkaskadenlasern mittels Self-mixing
Measurements of the Linewidth Enhancement Factor of Distributed Feedback Quantum Cascade Lasers by the Self-Mixing Technique
J. von Staden, T. Gensty, W. Elsässer, G. Giuliani und CH. Mann
Verhandl. DPG (VI) 42, 4/HL4.4, Regensburg, Deutschland (2007)

-
- Dependence of the linewidth enhancement factor on the temperature induced detuning of a distributed feedback grating in a quantum cascade laser
J. von Staden, T. Gensty, W. Elsässer, G. Giuliani und Ch. Mann
GRK1114 Seminartage, Hirschegg, Österreich (2007)
 - Self-mixing at quantum cascade lasers - development of a sensor
J. von Staden, J. Keller, W. Rick, T. Gensty, W. Elsässer, G. Giuliani und Ch. Mann
GRK1114 Klausurtag, Miltenberg am Main, Deutschland (2007)
 - Linewidth Enhancement Factor of Semiconductor Lasers: Results from Round-Robin Measurements in COST 288
A. Villafranca et al.
CLEO'07 Conference on Lasers and Electro-Optics, Baltimore, MD, USA (2007)
 - Round-robin measurements of linewidth enhancement factor of semiconductor lasers in COST 288 action
G. Giuliani et al.
CLEO/Europe - IQEC, München, Deutschland (2007)
 - Dependence of the linewidth enhancement factor on the temperature induced detuning of a distributed feedback grating in a quantum cascade laser
J. von Staden, T. Gensty, W. Elsässer, G. Giuliani und Ch. Mann
CLEO/Europe - IQEC, München, Deutschland (2007)
 - Messung des Linienverbreiterungsfaktors von Quantenkaskadenlasern mittels Rückkopplungsinterferometrie
J. von Staden, D. Blömer, W. Elsässer, G. Giuliani, F. Fuchs und W. Bronner
Fraunhofer Infrarot-Kolloquium, Freiburg, Deutschland (2008)
 - Self-mixing experiments with quantum cascade lasers
J. von Staden, W. Elsässer, G. Giuliani und F. Fuchs
GRK1114 Seminartage, Hirschegg, Österreich (2008)



Lebenslauf

Jens von Staden
Hermannstraße 3
89077 Ulm

Geburtsdatum: 18.11.1977
Geburtsort: Langen
Staatsangehörigkeit: deutsch

1988-1998: Heinrich-Mann Gesamtschule, Dietzenbach
1998: Abitur

1998-1999: Wehrdienst als Sanitätssoldat

1999-2005: Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt
Diplomarbeit in der AG Halbleiteroptik bei Prof. Dr. W. Elsässer:
„Untersuchungen zum Quantenrauschen von Quantenkaskadenlasern“

2005-2010: Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Promotionsstudent in der AG Halbleiteroptik,
Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt



Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht worden. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 20. April 2011

(Jens von Staden)
