

Analyse optischer Heterodynsignale zur dynamischen Charakterisierung von Diodenlasern

Dissertation zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades der

Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg,



vorgelegt von

Raimund Brunner

aus Grafenhausen

Die Arbeiten wurden durchgeführt am



Fraunhofer Institut
Physikalische
Messtechnik

Freiburg i. Br. 2005

Eingereicht am: 14 März 2005
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. M. Tacke
2. Gutachter: Prof. Dr. G. Gerber
der Dissertation.

1. Prüfer: Prof. Dr. M. Tacke
2. Prüfer: Prof. Dr. G. Gerber
3. Prüfer: Prof. Dr. G. Reents
im Promotionskolloquium.

Tag des Promotionskolloquiums: 27.01.2006

Hiermit versichere ich, dass ich die Dissertation eigenständig, d.h. insbesondere selbstständig und ohne Hilfe eines kommerziellen Promotionsberaters angefertigt und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Freiburg den 10 März 2005,

Raimund Brunner

„Je weiter wir von der Welt entfernt sind /
desto wirklicher erscheint sie uns; /
je näher wir ihr kommen, /
desto weniger sichtbar wird sie /
und entzieht sich uns wie eine Luftspiegelung.“

(Nagarjuna, Lehrer fernöstlicher Philosophien, Anfang drittes Jahrhundert)

VORWORT	III
EINFÜHRUNG	VI

I. MIT ABSTAND - GRUNDLAGEN / VORUNTERSUCHUNGEN

1	Funktionsweise und Eigenschaften von PbSe- / Diodenlasern	11
1.1	Innere Zusammenhänge - phänomenologisch	13
1.2	Emissionsverhalten	20
1.3	Abstimmeigenschaften	23
1.4	Rauschquellen	27
1.5	Phasenrauschen und Kohärenz	29
2	Messverfahren und nichtlineare Mischung	34
2.1	Signal- und Detektorrauschen	36
2.2	Heterodyndetektion	40
2.3	Intensitätsrauschen und Teilinterferenz	49
2.4	Heterodynmessung mit PbSe - und CO ₂ - Laser	52
3	Zeitfrequenzanalyse	54
3.1	Fouriertransformation und Zeit-, Frequenzlokalisierung	55
3.2	Kurzzeit - oder Gekürzte - Fouriertransformation	59
3.3	Kontinuierliche - und Diskrete - Wavelettransformation	60
4	Modellierung von Heterodynsignalen	64
4.1	Signalkomponenten	64
4.2	Lasersimulation mittels Rategleichungen	65
4.3	Thermische Erweiterung	72
4.4	Mischung und Detektion	74
4.5	Spektrales Rauschen	77
4.6	Korrektur bei der dynamischen Bestimmung der Linienbreite	79

II. DER WEG - HARDWARE / LABORAUFBAU

1	Optisches System	83
1.1	Laserquelle, Stirlingkühler und Laserauskoppelung	84
1.1.1	Optimierung der Laserauskoppelung	86
1.2	Isolation	87
1.3	Monochromator	90
1.4	White-Zelle als Zeitverzögerung	91
1.4.1	Korrektur der Abbildungsfehler	94
1.5	Detektion - Mischung und Referenzierung	95
2	Elektronische Komponenten	96
2.1	Stromansteuerung der Laserdiode	98
2.2	Verwendete Detektoren	101
2.3	Erfassung des Detektorsignals	103

III. DIE VISIONEN - ZEIT-FREQUENZANALYSE / EFFEKTE

1	Spektrogrammanalyse eines Heterodyn-Datensatzes, Beispiele -----	105
2	Abstimmverhalten des Lasers -----	110
2.1	Abstimmung mit unterschiedlicher Modensteigung -----	114
3	Bestimmung der Linienbreite -----	117
3.1	Beurteilung des Linienbreitenfits – ein Schätzer -----	120
4	Skalogrammanalyse mit Wavelets -----	123
5	Typische Abstimmeffekte -----	125
5.1	Modensprung -----	125
5.2	Rückkoppelung -----	127
	ZUSAMMENFASSUNG -----	133
	SUMMARY -----	137

IV. ANHANG

1	Simulationsparameter für das Ratengleichungsmodell -----	142
2	Linienbreitenbestimmung an einem Testsignal -----	144
3	Zeitliche Korrelation zwischen Heterodynsignal und Laserdiodenstrom -----	146
4	Die Software zur Auswertung der optischen Heterodynsignale -----	149
	LITERATURVERZEICHNIS -----	151
	LEBENS LAUF -----	155
	DANK -----	157

VORWORT

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den dynamischen Abstimmeeigenschaften und dem spektralen Verhalten von Laserdioden. Diese Eigenschaften sind insbesondere für die Gasanalyse in der Infrarotspektroskopie von Bedeutung und wurden bis jetzt noch nicht mit zufriedenstellender Genauigkeit analysiert. Optimale Voraussetzung herrschen für die Gasanalyse, wenn Übergänge gut selektiv beobachtbar sind und sich dadurch Absorptionslinien genau erfassen lassen.

Aufgrund der stoffspezifischen Dipolmomente der einzelnen Übergänge sind die Linienprofile streng druckabhängig. Prinzipiell läßt sich damit mittels IR-Spektroskopie aufgrund der druckabhängigen Transmissionsänderung ein primäres Drucknormal zur Messung der Dichte beziehungsweise des Partialdrucks herstellen. Damit wird wiederum eine Absolutkalibrierung sekundärer Drucksensoren ermöglicht. Die Forderungen an die Messgenauigkeit ist durch die endliche Auflösung der Spektrometer eingeschränkt. Optimal erscheinen abstimmbare Laser als spektroskopische Lichtquelle, sofern ihre Linienbreite und das Abstimmverhalten genau bekannt sind, um Absorptionsmessungen bezüglich der Teilchenzahl quantitativ auswerten zu können.

Weiterhin, wenn auch zunächst sekundär, ist das Rauschverhalten bezüglich der Leistung der verwendeten Laserquelle wichtig, da es die Auflösung des Verfahrens begrenzt, insbesondere zu niedrigen Drücken und Konzentrationen hin. Langzeitschwankungen der Ausgangsleistung, Driften oder Alterungserscheinungen bereiten zwar bei schnellen Abstimmmodulationen des Lasers relativ betrachtet keine Probleme, beschränken allerdings Reproduzierbarkeit und den Dauereinsatz eines Verfahrens. Will man sich davon unabhängig machen, kommt man an einem gewissen Automatisierungsgrad des Spektrometers und damit verbundenen Onlinemethoden zur Erfassung von Apparatfunktionen wie Laserleistung, Rausch- und Abstimmverhalten nicht vorbei.

Zum Einen geht es in der vorliegenden Arbeit um eine methodische Verbesserung der Daten zur Molekülabsorption, zum anderen um die Weiterentwicklung des Forschungsstandes für die quantitative Druckmessung. Üblicherweise werden heute die Absorptionsdaten einzelner Gase unter Angabe der relativen Messfehler für die Konzentration festgehalten, die jedoch nicht der erreichbaren Genauigkeit des Absolutdrucks entsprechen. Die Linienbreite von Lasern wird in der Regel bei der Auswertung als vernachlässigbar angenommen und muss von daher mindestens kleiner als 10^{-3} cm^{-1} . In der Literatur wird oft als Richtwert kleiner 10^{-4} cm^{-1} ($\cong 3 \text{ MHz}$) gefordert. Basierend auf Erfahrungen ausführlicher Messreihen ist dieser Wert jedoch völlig unzuverlässig und wird selten verifiziert. Tatsächlich werden insbesondere bei Infrarotlasern variierende Linienbreiten bis zu 100 MHz und mehr beobachtet. Die meisten vor allem mit abstimmbaren Laserdioden gemessenen Daten müssen von daher als quantitativ ungesichert betrachtet werden.

Mit den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen und gewonnenen Ergebnissen bzw. Verfahren soll von der Seite der Laserquelle her eine Basis für die spätere Entwicklung eines Standardmessverfahrens guter Präzision für niedrige Partialdrücke (Fein- und Hochvakuum) gelegt werden. Die Vision ist eine Baugruppe für die Analyse von Diodenlasern im dynamischen Betrieb, einsetzbar während Justier- und Abstimmphasen von Laserdiodenquellen. Der in den bisher eingesetzten Spektroskopiegeräten im mittleren Infrarot betriebene Aufwand zur Kalibrierung mit speziellen Referenzgasen ließe sich auf ein vereinfachteres Verfahren reduzieren oder gar weitgehend beseitigen. Wenn im Vergleich Laser reproduzierbar bezüglich Linienbreite und Abstimmrate kontrolliert abgestimmt werden könnten, würde sich weiterhin die Analyse von Gasgemischen qualitativ verbessern. Voraussetzung ist dafür natürlich eine hinreichende Intensitätsstabilität, die allerdings mit bisher eingesetzten etablierten Methoden kein grundlegendes Problem darstellt.

EINFÜHRUNG

Halbleiterlaser haben gegenüber anderen Lasersystemen (Gas, Festkörper, Chemisch) den Vorteil geringer Abmessungen und hohem Wirkungsgrad. Sie sind zudem durch Temperatur- und/oder Stromänderung über einen größeren Spektralbereich abstimmbare (TDL: tunable-diode-laser) und erlauben somit als optoelektronisches Bauelement eine kompakte Integration in andere optomechanische Aufbauten. Die Laser finden vor allem in digitalen Kommunikationssystemen wie Telekommunikation, Faserübertragung, optischen Datenspeichern, Abstandsmesstechnik sowie in der Spektrometrie ihre Anwendung. Mit der Entwicklung von relativ leistungsstarken Diodenlasern im Watt-Bereich innerhalb der letzten Jahre finden diese verstärkt Einsatz als Schneid- und Bearbeitungswerkzeuge.

Detailliertes Wissen über die Rauscheigenschaften des Lasers sind sowohl als theoretische Grundlage als auch in der praktischen Umsetzung für die meisten Anwendungen notwendig. Messbare Eigenschaften wie spektrale Linienbreite und Fluktuationen in der Intensität spiegeln grundlegende dynamische/quantenmechanische Grenzen eines Laseroszillators wieder. Die typische spontane Emission der Halbleiterlaser bilden zum Beispiel die natürliche Grenze dessen, was an Signalinformation aus dem optischen Grundrauschen des Laserlichts wiedergewonnen werden kann. Spektrale Reinheit und geringe Leistungsfluktuationen (nicht zu verwechseln mit Driften oder Schwankungen, die wesentlich langsamer als Fluktuationen sind) sind nicht nur für hochauflösende spektroskopische Anwendungen wichtig, sondern in immer bedeutenderem Umfang auch in der optischen Kommunikations- und Navigationstechnik.

Spektroskopie

Die Absorptionsspektroskopie im mittleren infraroten Spektralbereich beruht auf der Strahlungsabsorption der Moleküle in ihren charakteristischen Rotations-Vibrations-Linien. Die einzelnen diskreten Vibrationszustände beruhen auf gequantelten Schwingungen der Molekülteile zueinander. Die Vibrationszustände spalten wiederum in diskrete Rotationsniveaus auf, die aus der ebenfalls gequantelten Rotation der Moleküle herrühren. Im Gegensatz dazu werden zum Beispiel bei der UV-Spektroskopie elektronische Übergänge beobachtet. Reine Rotationsübergänge werden in der Mikrowellenspektroskopie beobachtet.

Die Emissionswellenlänge einer Laserdiode kann sowohl durch die Temperatur des Lasers als auch durch den Laserstrom gezielt abgestimmt werden. Dabei ist die Abstimmung über die Temperatur des Laseraufbaus relativ träge, die Modulation über den Strom dagegen schnell. Sie erlaubt es, den Laser in der Emissionsfrequenz schnell durchzustimmen. Diese Möglichkeit der Abstimmung eines Diodenlasers bietet prinzipiell eine einfache und robuste Methode, Gasabsorptionslinien abzuscannen und Spektren aufzunehmen. Der ideale Fall einer Abstimmung über eine Gasabsorptionslinie ist in Abb. 0.1 a) dargestellt. Eine einzelne Absorptionslinie mit einer charakteristischen Linienform bei ihrem Schwerpunkt ν_{Gas} , abhängig von Temperatur und Druck, wird von einer idealen Laserfrequenzlinie $\nu_{\text{Las}}(t)$ über die Zeit abgescannt. Die Laserlinienbreite wird als δ -Funktion angenommen und beeinflusst somit nicht die Gaslinienform im Transmissionsabbild. Die spektrale Empfindlichkeit des Detektors über den Scannbereich ist in der Regel hinreichend konstant. In der Realität entspricht die Situation allerdings eher Abb. 0.1 b). Die Linienbreite des Lasers variiert mit dem Strom und der Temperatur systematisch innerhalb eines Abstimmbereiches und seine Intensität ist über diese Abstimmung nicht konstant. Zudem verläuft sie nicht linear mit dem Strom. Das Resultat ist ein Signalprofil am Detektor, welches über eine Faltung der Gas- mit der Laser-

linie gegeben ist. Für eine Standardisierung des Verfahrens ist es wichtig, dass der Zusammenhang zwischen der Messgröße, der spektralen Transmission T , und der zu bestimmenden Größe, der Gaskonzentration c , unkompliziert und reproduzierbar ist; in diesem Fall ist der Zusammenhang durch das Lambert-Beer'sche Gesetz gegeben:

$$T(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} = e^{-\alpha(\lambda)lc}$$

$\alpha(\lambda)$ ist der spezifische spektrale Absorptionskoeffizient (darin enthalten sind normalisierte Linienformfunktion und temperaturabhängige Linienstärke), l die Absorptionslänge, c die Konzentration und I_0 und I die Laserintensitäten vor und nach der Absorption bzw. vor und nach dem Durchgang durch die Gaszelle. Die meisten eingesetzten spektroskopischen Analyseverfahren beruhen auf der Messung der Transmission T , aus der dann anschließend mit bekannter Absorption α und vorgegebener Länge l die Konzentration c bestimmt wird. Umgekehrt kann, wenn T , l , und c durch die Messungen bekannt sind, die Absorptionskonstante α durch logarithmieren bestimmt werden.

Die typischen Verläufe von $\alpha(\lambda)$ gestatten es, Gaskomponenten zu erkennen und damit unbekannte Gasgemische zu analysieren, wobei die genaue Form von α z. B. Zusätzlich vom Druck der Probe abhängt.

Bei den bisher technisch realisierten Messsystemen setzt die Analyse von Gasgemischen mit spektroskopischen Techniken den Einsatz von Kalibriergas voraus. Grund dafür ist die systematisch, endliche Auflösung des verwendeten Gerätes bei der Spektralanalyse. Das Spektrometer tastet jede einzelne Wellenlänge λ aus dem zu messenden Spektrum mit einer eigenen systemspezifischen Form $g(\lambda)$ ab. Die von der Wellenlänge abhängige transmittierte spektrale Leistung P_t ergibt sich aus einer Faltung der zu messenden Leistung P_m mit dieser Filterfunktion g :

$$P_t(\lambda) = \int_0^{\infty} g(\lambda - \lambda') P_m(\lambda') d\lambda'$$

P_t reproduziert nur dann in ausreichender Näherung die Transmission T , wenn die spektrale Filterfunktion g wesentlich schärfer ist als die Verteilung der Absorptionskonstante α . Da das nur in den seltensten Fällen gewährleistet ist, muss praktisch immer aus dem gemessenen Signal auf die theoretische Transmission T zurückgerechnet werden. Eine solche Rückrechnung ist in der Regel möglich, wenn einerseits die Filterfunktion g (Apparatefunktion) und andererseits die erwartete oder theoretische Spektralsignatur der Gaslinie bekannt sind.

Da die charakteristische Funktion g eines Spektrometers z. B. von der Justierung oder von Drifterscheinungen abhängt, muss man sie in regelmäßigen Abständen ermitteln. Die sicherste und übliche Methode ist dabei, das ganze System implizit über die direkte Messung bekannter Gaskonzentrationen zu kalibrieren. Für eine beträchtliche Empfindlichkeitssteigerung der Geräte in der Gasanalyse z.B. mit dem Derivativ- oder Integrativverfahren [Gri-67] wird der Laser repetierend über die Gaslinie abgestimmt und ein Signal ermittelt, welches sich aus der Absorption und zusätzlichen Abstimmparametern ergibt. Die Wirkung von g wird so durch Kalibrierkon-

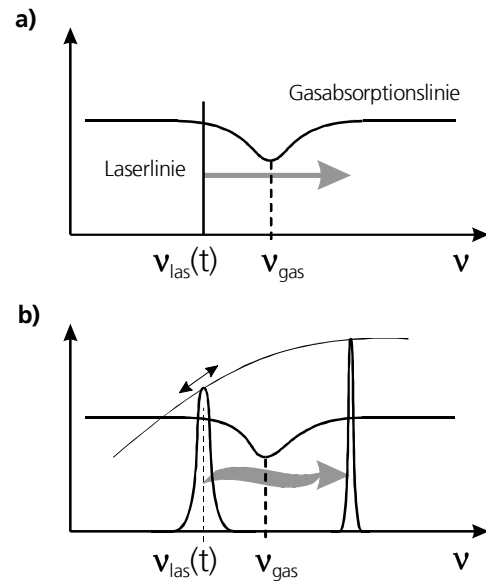


Abbildung 0.1: Schema einer Gasanalyse mit abstimmbaren Diodenlasern; a) idealer Fall mit vernachlässigbarer Linienbreite; b) Realfall mit endlicher, nicht konstanter Linienbreite und veränderlicher Ausgangsleistung.

stanten implizit beschrieben und zusammengefasst. Regelmäßige Kalibrierungen sind dabei unerlässlich. Besonders bei Lasern, die schnell abgestimmt beziehungsweise moduliert werden, ist es schwierig, die Abstimmrate und Linienbreite des Lasers zu messen und darüber hinaus über lange Messzeiten sicherzustellen. Linienbreite und Rauschverhalten des Lasers hängen empfindlich vom jeweiligen Arbeitspunkt des Lasers ab; darunter wird hier eine eingestellte Kombination von Betriebsparametern wie die Temperatur des Lasers und des Lasergehäuses und der Laserstrom bezeichnet. Vorausgegangene Experimente bei Bleisalzlasern haben gezeigt, dass die Modenstruktur und Intensität deutlichen Alterungserscheinungen unterworfen sind (ausführliche Untersuchungen und Beschreibungen finden sich hierzu hauptsächlich für III-IV Lasertypen unter [Fuk-21] und zu Messungen mit Bleisalzlasern unter [Bey-65]). Häufiges An- und Ausschalten des Spektrometers d.h. thermisches Zyklieren zwischen Arbeits- und Lagertemperatur des Lasers bewirken thermische Spannungen auf allen Übergängen (p-n-Übergänge, Confinement- und Passivierungsschichten, Kontakte), zusätzliche Umlagerungsprozesse der Kristallstruktur im Halbleitermaterial finden statt.

Diese sogenannte Degradation verändert meist nachhaltig die elektrischen und thermischen Eigenschaften des Lasers und damit seine modalen Emissionseigenschaften. Meist muss der ursprüngliche Arbeitspunkt durch Nachregeln von Betriebsstrom und Kühler Temperatur oder sogar durch Nachjustieren der Auskoppeloptik neu eingestellt werden. Wenn man häufige und nicht selten aufwendige Kalibrierungen vermeiden möchte, ist ein Automatismus zur Online-Erfassung der Parameter Linienbreite und/oder Abstimmcharakteristik während der Laserabstimmung [Bru2-64] äußerst hilfreich; das gleiche gilt, wenn man die Linienform einer Gasabsorption reproduzierbar und genau auflösen möchte. Höhere Auflösung führt wiederum zu detaillierteren Erkenntnissen über Molekülstruktur und deren Übergänge. Ein Online-Monitor, wie in dieser Arbeit vorgestellt, ist ein Schritt zur optimalen Einstellung stabiler Betriebsparameter. Kritische Zustände mit hoher Driftwahrscheinlichkeit und potentiellen Messfehlern lassen sich reduzieren, auf jeden Fall aber zumindest erkennen.

Ausgangsbasis

Die spektrale Verbreiterung einer Laserlinie wird mit Schwankungen des optischen Feldes begründet. Während des Laserbetriebs einer Halbleiterdiode führt die sogenannte spontane Emission im Halbleiter zu zusätzlichen Fluktuationen von Phase und Amplitude des emittierten, quasimonochromatischen Lichtes. Phasenfluktuationen sind Ergebnis von komplexen Mechanismen bei gleichzeitiger Änderung von Ladungsträgerkonzentration, Feldamplitude und Brechungsindex innerhalb des Lasers (theoretische Betrachtungen finden sich zum Beispiel bei [Hen1-37], [Har-25] und [Agr1-1]). Mit Schwankungen der Ladungsträgerkonzentration gehen Schwankungen der emittierten Laserintensität einher. Selbst Instabilitäten zum Beispiel der Modenfeldverteilung innerhalb des Halbleiters können Ursache dafür sein. Schwankungen oder Rauschen werden zudem unfreiwillig über den Betriebsstrom injiziert. Dabei wird nicht nur die Intensität, sondern auch die optische Frequenz moduliert. Das relative Intensitätsrauschen des emittierten Lichts insbesondere von Bleichalkogenidlasern wurde bei IPM unter anderem von H. Fischer und G. Spilker [Fis-23], [Spi-24], [Eng-16] untersucht. Die Hauptergebnisse lassen sich in folgenden Aussagen zusammenfassen:

- Es wird ein $1/f$ -Intensitätsrauschen beobachtet, welches einen 'Cutoff' bei einer für den jeweiligen Laser spezifischen Frequenz aufweist.
- Scharfe Rauschmaxima treten bei starken Änderungen der Strom-Intensitätskurve und in den Regionen der Modensprünge auf; die Linienbreite wird dort ebenfalls deutlich breiter.

- Das Intensitätsrauschen wächst an, wenn eine der Moden beispielsweise mittels eines Monochromators selektiert wird.
- Ein für spektroskopische Anwendungen günstiges niedriges Rauschen wird nur bei Single-Mode-Betrieb des Lasers erreicht.
- Das Intensitätsrauschen und das optisch spektrale Rauschen kann durch ungewollte optische Rückkopplungen um einige Größenordnungen ansteigen.

Da Rauschen und Linienbreite der Lichtquelle für die Gasanalyse von zentraler Bedeutung sind, wurden einige Untersuchungen bisher veröffentlicht. Auf dem Infrarot-Symposium (Monitoring of gaseous pollutants by tunable diode lasers) 1992 in Freiburg zum Beispiel wurde ein Laboraufbau vorgestellt, mit dem die Linienbreite von IV-VI Lasern mit einem scannenden konfokalen Fabry-Perot-Interferometer quasi-online gemessen werden konnte. Optische Rückkopplungen ließen sich dabei durch eine Antiirisblende im optischen Strahlengang erfolgreich unterdrücken. Der Aufbau beschränkte sich hierbei durch den gewählten FSR (Free-Spectral-Range) - Bereich auf sogenannte Standardlaser (DH-Laser) mit Emissionsfrequenzen bei $6,6 \mu\text{m}$, eine Online-Auswertung wurde nicht implementiert.

In der Diplomarbeit von U. Lambrecht [Lam-6] wurden des weiteren Linienbreite und Abstimmung von Diodenlasern untersucht: bei schnellem Durchstimmen des Lasers haben niederfrequente Anteile des Laserrauschens keine Auswirkung mehr auf das nachgewiesene Absorptionssignal. Als ein relatives Maß für die Linienbreite eines abgestimmten Lasers lässt sich die Kohärenzlänge mit einem Interferometer über den Kontrast messen. Sie konnte mit über 5 Metern und mehr gemessen und bestätigt werden. Eine Kalibrierung zur Messung einer absoluten Linienbreite wurde nicht durchgeführt. Verschiedene ursächliche Faktoren, die zur Linienverbreiterung beitragen, konnten für Laserdioden aus Bleichalkogenidmaterial bestätigt werden ([Rei-8] und andere). So zum Beispiel, dass das Rauschen des Diodenstroms und neben den optischen Rückkopplungen auch die Vibrationen des verwendeten Closed-Cycled-Kühlers starken Einfluss auf die Linienbreite haben.

Bei einer für die Bleisalzdiodenlaser typischen Stromabstimmrate von $600 \text{ MHz} / \text{mA}$ führt ein Stromrauschen von $20 \mu\text{A}$ zu einer Linienbreite des Lasers von 30 MHz . Dies entspricht beispielsweise bereits der Hälfte typischer Halbwertsbreiten von Absorptionslinien von N_2O oder CO_2 , die sich damit nicht mehr auflösen lassen.

Bei T. Okoshi [Oko-43] wurde erstmals ein Selbstmischexperiment zur hochaufgelösten Messung des Laserspektrums bei GaAs-Lasern eingesetzt. Voruntersuchungen mit nicht abgestimmten Lasern von U. Lambrecht und H. Fischer zeigten, dass sich dieses Verfahren auch bei Bleichalkogenidlasern verwenden lässt.

Arbeiten an einem externen Resonator mit Rückkopplungsgitter oder -spiegel am Laser, die von Professor Urban, F. Schäfer, Ch. Knothe oder T. Beyer am IPM durchgeführt wurden, weisen neben der erwarteten Stabilisierung und Erweiterung der Durchstimmbarekeit der gekoppelten Lasermoden eine deutliche Reduzierung der Linienbreite auf. Bisher ist es aber noch nicht gelungen, mit externem Resonator bei einer für die Spektroskopie ausreichend schnellen Abstimmung über ausreichend große Wellenlängenintervalle zu arbeiten. Da das Gitter während der Abstimmung nachgeführt werden muss, ist das Verfahren mechanisch aufwendig und wurde noch nicht als spektroskopisches Werkzeug im mittleren Infrarot eingesetzt. Weiterhin könnte in diesem Fall nicht überprüft werden, ob das System den Anforderungen für höchstauflösende Spektroskopie entspricht, d.h. ob konstante niedrige Linienbreiten und konstante Abstimmraten erreicht werden, da dazu die experimentellen dynamischen Methoden fehlen.

Eine alternative spektroskopische Messtechnik, bei der der Laser nicht abgestimmt werden muss, bietet die Zweifrequenztechnik; dabei wird einer der Laser auf der Absorptionslinie und ein Anderer im Flankenbereich auf einem isobestischen Punkt (Wellenlänge mit gleicher Extinktion für unterschiedliche Molekülkomponenten) kon-

stant eingestellt und die Absorption relativ dazu gemessen. Hier kommt es im Vergleich zum vorigen Messverfahren hauptsächlich auf die Langzeitstabilität der Intensität der Laserquelle und auf niedriges Eigenrauschen des gesamten Messsystems an.

Die vorliegende Arbeit beschreibt im ersten Kapitel zuerst einige theoretische Grundlagen von Halbleiterlaserdioden und technische Prinzipien, die optischen Misch- beziehungsweise Überlagerungsverfahren zugrunde liegen. Neben der Beschreibung von Methoden zur Zeitfrequenzanalyse, die hier in der Regel zur Auswertung der gewonnenen optischen Mischsignale herangezogen werden, wird ein Simulationsmodell für Laserdioden eingeführt. Dieses Modell basiert auf einer Beschreibung der Laserdiode mittels Ratengleichungen und den für das Phasen- und Intensitätsrauschen zugehörigen Rauschtermen. In der Simulation lassen sich Seitenbänder, die im optischen Frequenzspektrum bei den Messungen häufig auftreten, durch Prozesse von Relaxationsoszillationen erklären. Anhand simulierter Signale wird ein Auswerteverfahren im Zeit-Frequenzbereich beschrieben und erprobt.

Im zweiten Kapitel wird die optische Hardware erläutert, die eigens für die Erzeugung dieser optischer Mischsignale aufgebaut wurde. Für die Detektion muss ein geeigneter schneller Detektor eingesetzt werden, eine zeitlich optische Verzögerungsstrecke wird durch eine Mehrfachreflektionszelle realisiert.

Das dritte Kapitel geht ausführlich auf die gemessenen Signale und deren dynamischen Auswertung ein. Es zeigt sich dass in dem zeitlich aufgelösten Mischsignal nicht nur Informationen über das Abstimmverhalten und der Linienbreite des Lasers enthalten sind, sondern auch Aussagen über Arbeitszustand und Stabilität des Laserbetriebs gefällt werden können, insbesondere bei gestörtem Betrieb durch optische Rückkoppelung oder Modensprüngen.

I. MIT ABSTAND - GRUNDLAGEN / VORUNTERSUCHUNGEN

In diesem Kapitel sollen diejenigen theoretischen Ansätze behandelt werden, die für das grundlegende Verständnis des Themas einerseits und die Vorgehensweisen bei den durchgeführten Untersuchungen andererseits erforderlich und hilfreich sind.

Der erste Abschnitt in diesem Kapitel geht auf die typischen Eigenschaften und Betriebsbedingungen von Diodenlasern ein. Charakteristische geometrische Emissionseigenschaften, insbesondere während der Abstimmung, erklären die effektive detektierte Signalleistung aufgrund interferometrischer Überlagerungen. Bei den Rauscheigenschaften wird sich zeigen, dass speziell die Phasenfluktuationen des Laserlichts für die Linienbreite verantwortlich sind, im Multimodebetrieb jedoch das Intensitätsrauschen nicht mehr zu vernachlässigen ist; Schwerpunkt der Untersuchungen wird vielmehr das spektrale Rauschen des Lasers als das Intensitätsrauschen sein. Der zweite Abschnitt geht in knapper Form auf die gängigen Messverfahren zur Messung von Linienbreiten und Abstimmcharakteristika ein und beschreibt speziell das in dieser Arbeit eingesetzte Heterodynmessverfahren. Der dritte Abschnitt beschreibt die Technik der Zeit-Frequenzanalyse, welche prädestiniert ist für die Auswertung nichtstationärer Signale. Anhand eines angepassten Ratengleichungsmodells für Laserdioden wird in Abschnitt 4 eine nichtlineare optische Mischung simuliert. Verschiedene typische modellhafte Mischsignale werden berechnet und bilden die Ausgangsbasis zur Unterscheidung und Auswertung der bei realen Heterodynsignalen auftretenden Effekte.

1 Funktionsweise und Eigenschaften von PbSe- / Diodenlasern

Grundsätzlich besteht ein Diodenlaser aus einem Halbleiterkristall mit pn-Übergang und typischen Abmessungen von wenigen 100 μm . Der Betrieb erfolgt über externe Bestromung metallischer Kontaktierungen in Vorwärtsrichtung. Die Spaltflächen an der Vorder- und Rückseite des Kristalls wirken als teildurchlässige Spiegel und bilden einen optischen Fabry-Perot-Resonator mit pn-Übergang als aktiver Zone bzw. inversionsaktives Medium. Je nach Lasertyp, d.h. Strukturierung der Halbleitermaterialien in den Schichten, Gräben und Gittern bildet sich ein brechungsindexgeführter Wellenleiter oder, ab einer bestimmten Stromschwelle I_{th} , ein verstärkungsgeführter Wellenleiter aus, in dem sich ein optisches Resonanzfeld aufbaut und an dessen Enden Strahlung emittiert wird (s. auch [1.2 Emissionsverhalten](#)). Der Strom I muss die Schwelle I_{th} überschreiten, an der die inneren Verluste des strahlenden Übergangsmaterials kompensiert werden und sich eine Nettoverstärkung einstellt. Mit solch einem stationären Zustand wird der pn-Übergang zum aktiven Lasermedium.

Bei allen in dieser Arbeit verwendeten Diodenlasern handelt es sich um Bleichalkogenid-Diodenlaser, auch Bleisalzlaser genannt, die aus ternären oder quaternären Materialien der Gruppen IV und VI bestehen (Blei, Zinn, Schwefel, Selen, Tellur). Bleisalze gehören zu den ersten technisch genutzten Halbleitern (Gleichrichterdiode aus Bleiglanz PbS), ihre Entwicklung begann schon früh in den 60er Jahren. Die Bandlücke (Bandgap) dieses Materials ist recht schmal, so dass die Emissionswellenlänge im mittleren Infrarot (MIR)¹ liegt. Für Materialzusammensetzungen wie $Pb_{1-x}Sn_xTe$ bestimmt der x-Anteil das Bandgap und somit die Laserfrequenz; mit weiteren Verbindungen wie PbSnSe, PbCdSe, oder PbSSe und entsprechenden „x-Werten“, läßt sich mittlerweile ein Emissionsbereich von 3-30 μm abdecken (vgl. auch Abb. I.1 mit hervorgehobenem spektroskopischen Bereich interessanter Analyte).

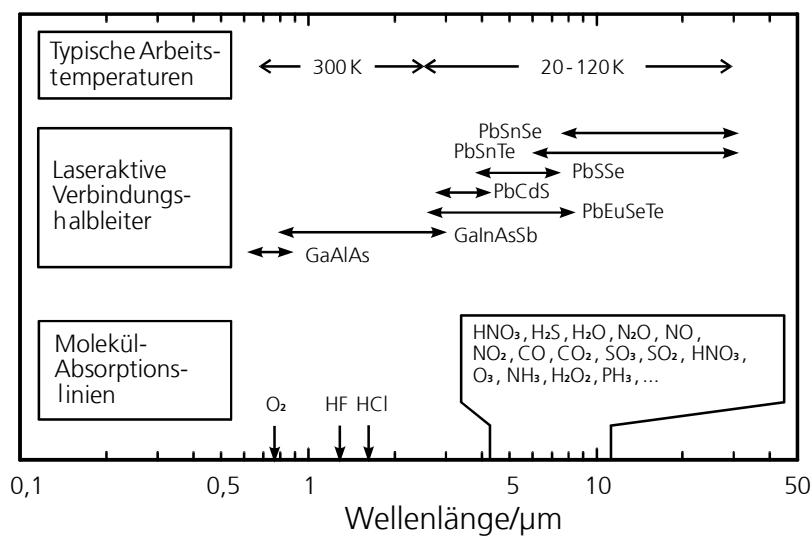


Abbildung I.1: Laseraktive Halbleiterverbindungen, deren Emissionsbereiche und die spektrale aktive Lage einiger Analyte.

schem Bereich interessanter Analyte). Empirisch erhöht sich der Schwellstrom der Laserdioden meist mit der Temperatur, höhere Ströme bewirken andererseits durch interne Verluste eine höhere Temperatur bis hin zur thermischen Zerstörung. Die Arbeitstemperaturen der Bleisalze liegen für Dauerstrom (cw: continuous-wave) in der Regel zwischen 20 K und 150 K und seit einigen Jahren ist der Betrieb nun auch bei Zimmertemperatur möglich, allerdings dann nur im ns-Pulsbetrieb bei einem Puls-Pausenverhältnis von ca. 1:1000. Die emittierte Leistung im cw variiert je nach Modenverteilung der Gesamtenergie zwischen einigen μW und einem mW für eine Hauptmode; für den erwähnten Pulsbetrieb bei Raumtemperatur wurden mit einem Bleisalzstandardlaser bei 4 μm Wellenlänge wenige mW bei 85 °C erreicht [Sch-69]. Diese geringe Lichtleistung der Bleisalzdiodenlaser ist nachteilig gegenüber den in der Telekommunikation und Unterhaltungselektronik eingesetzten III-IV-Diodenlasern; sie wird zudem meist in mehreren Moden abgestrahlt. Der für den Betrieb unumgängliche Einsatz von Kryostaten oder Stirlingkühlern treibt die Anwendungskosten enorm in die Höhe. Die am FhG-IPM entwickelten Bleisalzlaser können im wesentlichen in drei Grundtypen unterteilt werden, die alle auf der n-

¹ Der infrarote Spektralbereich wird unterteilt in die Bereiche des nahen Infrarot von 0,8 - 3 μm , des mittleren Infrarot von 3 - 15 μm und des fernen Infrarot von 15 - 1000 μm .

Schicht mit einem Streifenkontakt und auf der Substratschicht mit einem ganzflächigen Kontakt ausgelegt sind:

- Homostruktur laser: einfachste Struktur, bei der (durch Diffusion oder Ionenimplantierung) knapp unter der Oberfläche ein pn-Übergang erzeugt wird. Durch die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Ladungsträgerkonzentration im Halbleitermaterial (höhere Konzentration - geringerer Index) wird durch die lokal begrenzte Stromführung senkrecht zum pn-Übergang die Wellenleitung des elektromagnetischen Feldes an sich verringert, durch die Verstärkung selbst allerdings wieder ausgeglichen (gain guiding).
- Doppelheterostruktur laser (DH): durch Schichtwechsel mit unterschiedlichem Brechungsindex auf einem Substrat (aufgedampft mittels MBE: molekular-beam-epitaxie) wird in der Richtung senkrecht zum pn-Übergang eine integrierte Indexführung erreicht; in paralleler Richtung bleibt die Führung durch die Stromdichteverteilung (gain-guided) und den damit verbundenen Gradienten des Brechungsindex erhalten. Die Schichten unmittelbar um den pn-Übergang werden als Confinement-Schichten bezeichnet (nicht zu verwechseln mit dem optischen Confinementbereich im Wellenleiter). Vergleich ebenso mit Abb. 1.2: der Streifenkontakt wird in der Regel bei der Montage der Bleisalzlaser mit der Wärmesenke bzw. dem Kühlstift als elektrische Masse über eine weiche Indiumschicht kontaktiert. Mittels dieser Strukturen werden höhere Ladungsträgerkonzentrationen und Betriebstemperaturen erreicht [Che-35]. Die in dieser Arbeit verwendeten Diodenlaser sind überwiegend DH-Typen.
- Buried-Heterostructure-Laser (BH): diese Strukturen besitzen auch in der lateralen Richtung eine Indexführung durch einen integrierten „Graben“ und erzielen eine verbesserte Ladungsträgerdichte, eine damit verbundene Schwellstromsenkung und optimierte Wellen- bzw. Modenführung. Ihre Nachteile sind der erhöhte Aufwand bei der Herstellung und in der Regel niedriger Ausgangsleistung.

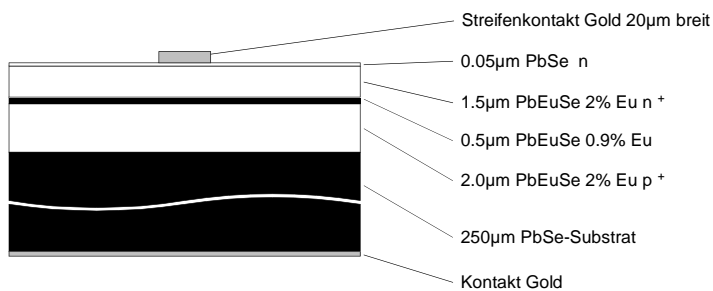


Abbildung 1.2: Typische Schichtfolge einer DH-Struktur einer abstimmbaren Bleichalkogenidlaserdiode (schematisch).

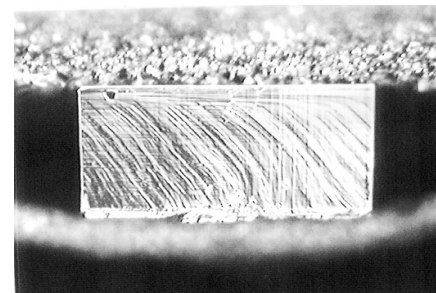


Abbildung 1.3: Spaltfläche einer Laserfaccette zwischen Bändchen (unten) und Kühlstift (oben) als Kontakte.

1.1 Innere Zusammenhänge - phänomenologisch

Ein am pn-Übergang angelegtes elektrisches Feld U treibt an der Diode Ladungsträger (Elektronen, Löcher) in die Verarmungszone des pn-Übergangs, wo sie, räumlich nicht mehr getrennt, rekombinieren können. Unter Vorwärtsspannung werden Elektronen von der n-Schicht her und Löcher von der p-Seite her in die pn-Übergangsregion (aktiver Bereich) injiziert. Das resultierende interne Feld der Potentialbarriere im Vergleich zum

Gleichgewichtszustand $-eV_0$ wird reduziert (vergleiche Abb. I.4 oben; E_L : Energie des Leitungsbandes, E_V : Energie des Valenzbandes). Die Diffusion von Elektronen und Löchern im Übergang wird durch Verschieben des sogenannten Fermi-niveaus F_f begünstigt, so dass in einem schmalen Bereich Elektronen und Löcher gleichzeitig vorhanden sind und rekombinieren können, strahlend oder nicht strahlend. Elektronenübergänge im Halbleiter sind nicht wie bei Gaslasern diskret, sondern bestehen zwischen zwei Bändern aus einem Quasikontinuum an Niveaus. Die bei der Rekombination erzeugten Photonen mit der Bandgapenergie $E_g \sim \hbar \cdot \omega$ können aber auch in einem umgekehrten Prozess wieder absorbiert werden. In Abb. I.4 oben ist ein pn-Übergang unter Vorspannung in Durchlassrichtung dargestellt. Eingezeichnet sind die bekannten Energien wie E_L^p : Energie des Leitungsbandes im p-Material, E_V^p : Energie der Valenzbandes im p-Material, U : angelegte Spannung und eV_0 die Gap-Energie. Das Fermi-niveau ist im thermischen Gleichgewicht aufgespalten in zwei Quasi-Fermi-niveaus (gestrichelt und gepunktet). Das untere Bild zeigt die Ladungsträgerdichten n und p der Elektronen und Löcher als Funktion des Ortes mit der Übergangsregion $-d_p$ bis $+d_n$ (im thermischen Gleichgewicht durchgezogen, mit Injektion gestrichelt).

Ab einem bestimmten kritischen Wert der extern angelegten Spannung wird eine sogenannte Besetzungsinversion erzeugt, sodass die stimulierte Erzeugung eines Photons in der aktiven Region wahrscheinlicher ist, als dessen Absorption. Innerhalb des Inversionsbereiches ist es nun

möglich, dass elektromagnetische Strahlung mit der Energie $E_f^n - E_f^p > \hbar \omega > E_g$ optisch verstärkt wird. Bei Inversion sind im Halbleiter nur Übergänge vom Leitungs- ins Valenzband möglich, Absorption tritt (beim absoluten Nullpunkt) nicht auf [Har-25]. Für längerwelligere Strahlung $< E_g$ ist der Halbleiter im wesentlichen transparent, für kürzerwelligere absorbierend. Die aktive Region in der Homostrukturverbindung wie sie in Abb. I.4 als Energiebandschema dargestellt ist, ist in der Regel für eine ausreichende Verstärkung zu schmal, da es keinen Führungsmechanismus für die Ladungsträger gibt. Abhilfe schafft da eine zusätzliche dünne Schicht zwischen den zuvor genannten n- und p-Schichten mit einem gezielt niedrigeren Bandgap im Vergleich zu den äußeren Schichten. Die Führung der Photonen ist jetzt durch eine dielektrischen Wellenleiter-eigenschaft gewährleistet, da Material mit kleinerer Bandlücke in der Regel eine größere Brechzahl besitzt. Der Anteil der Strahlung, der außerhalb in die passive Region eindringt, hat keinen Einfluss auf die stimulierte Emission und trägt somit auch nicht zur Verstärkung bei. Der Confinementfaktor Γ (auch als Füllfaktor bezeichnet) ist der Bruchteil der Intensität, welcher in der aktiven Region geführt wird, die sogenannte modale

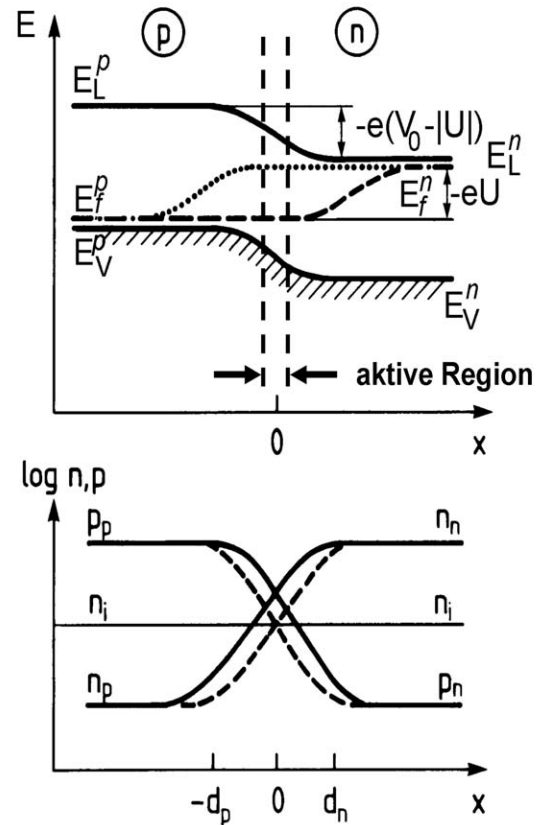


Abbildung I.4: Schema eines pn-Übergangs mit äußerer (Vor-)Spannung U in Durchlassrichtung (modifizierter Ausschnitt nach [Sal-45], Erläuterung siehe Text).

Energie. Γ ist von der Ordnung m der Mode abhängig und sinkt mit wachsender Modenordnung. Je größer die Dicke d der aktiven Region und der Brechzahlunterschied zwischen aktiver Region n_a und den führenden umgebenden Schichten n_c , desto höher ist der Anteil der Strahlung, der in der aktiven Zone geführt wird, und um so näher liegt Γ an 1. Bei indexgeführten Wellenleitern ist Γ für die Grundmode $m = 0$ näherungsweise:

$\Gamma \approx 1 / (1 + [2\pi^2 (n_a^2 - n_c^2) (d/\lambda)^2]^{-1})$ (erwähnt in [Kno-66]). Eine genaue Beschreibung für Γ mit separaten Lösungen in transversaler und lateraler Richtung findet sich zum Beispiel in [Agr1-1] oder [Pet-27]. Wegen der in die Nachbarbereiche auslaufenden Verteilung der geführten Welle im Wellenleiter, hat die geführte Welle eine Wellenlänge λ_{eff} zwischen der im aktiven Material (λ/n_a) und der in den äußeren Schichten (λ/n_c). Dem Wellenleiter wird dadurch ein sogenannter effektiver Brechungsindex n_{eff} zugeordnet werden ($\lambda_{\text{eff}} = \lambda/n_{\text{eff}}$). Es gibt mehrere konkurrierende Mechanismen bei einem Elektronenübergang aus dem Valenzband in das Leitungsband oder umgekehrt, die sich in zwei Gruppen untergliedern lassen:

- Strahlende Übergänge, an denen Photonen beteiligt sind: direkte Übergänge (spontan oder stimuliert), Excitonen-, Störstellen-Bandübergänge, Phononenübergänge. Bei der stimulierten Emission treffen Photonen geeigneter Energie auf Elektronen im Leitungsband und stimulieren diese unmittelbar zur Rekombination mit Löchern im Valenzband unter Aussendung eines Photons der gleichen Energie und des gleichen Impulses, und der selben Phase.
- Nichtstrahlende Übergänge, an denen kein Photon beteiligt ist: Der limitierende Faktor ist bei Diodenlasern im mittleren Infrarot die Auger-Rekombination. Ein Elektron-Lochpaar kann rekombinieren und die dabei frei werdende Energie an ein weiteres Leitungsbandelektron abgeben, welches dann ein energetisch höheres Niveau einnimmt. Dieses kann dann wieder thermalisieren, d.h. unter Erzeugung von Phononen relaxieren (die Folgen sind Temperaturerhöhung und Reduktion von Verstärkung und Wirkungsgrad).

Durch Reflexion an den äußeren Chipfacetten ist ein Rückkopplungsmechanismus sichergestellt, der dann für eine phasenstabile Modenstruktur der hin- und herlaufenden elektromagnetischen Strahlung sorgt. Die stabilen Moden, die an der vorderen und teilweise an der hinteren Facette ausgekoppelt werden, besitzen eine bevorzugte Polarisierung und stabile Phase.

Obwohl stimulierte Emission auftreten kann sobald ein externer Pumpstrom angelegt wird, emittiert der Laserchip kein kohärentes Licht bis zu einem bestimmten kritischen Punkt, dem Schwellstrom I_{th} (threshold current). Dem injizierten Schwellstrom I_{th} entspricht dabei eine Stromdichte J_{th} , ab der die Verstärkung g die Resonatorverluste gerade kompensiert. Mit einem weiteren Anstieg des Stroms wirkt die aktive Region für die elektromagnetische Strahlung optisch verstärkend. Die stimulierte Emission setzt ein (Inversion). Innerhalb eines kleinen Übergangsbereichs um I_{th} herum kann die Ausgangsleistung des Lasers um einige Größenordnungen ansteigen, siehe Abb. 1.5. Spontan emittierte Photonen sind weiterhin vorhanden und wirken dabei als zusätzliches Rauschen im Verstärkungsprozess.

Die quantitative Form der optischen geführten Moden lässt sich mit der aus den Maxwell-Gleichungen hergeleiteten Wellengleichung beschreiben [Agr2-2]:

$$\nabla^2 E + k_0^2 [1 + i\sigma / (\epsilon_0 \omega)] = -(k_0^2 / \epsilon_0) P \quad (1.1)$$

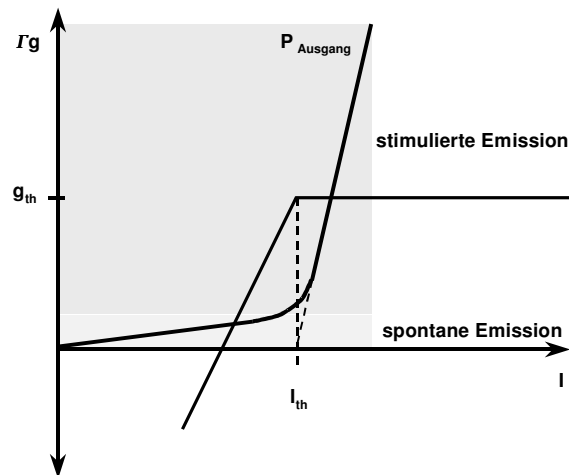
Die Felder E und P (induzierte elektrische Polarisierung) sind komplex angelegt, sie enthalten die Phaseninformation. Die Leitfähigkeit des Mediums wird durch σ , die Dielektrizitätskonstante mit ϵ_0 und die Wellenzahl im

Vakuum mit $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ bezeichnet. Für den stationären Zustand oder den Gleichgewichtszustand zwischen Absorption und Emission genügt es, die zeitunabhängige Form zu betrachten:

$$\nabla^2 E + \epsilon k_0^2 E = 0 \quad (1.2)$$

Dabei wurde die elektrische Polarisation P durch den Zusammenhang $P = \epsilon_0 \chi(\omega) E$ mit der Suszeptibilität χ ersetzt. Das dispersive Verhalten des Wellenleitermediums drückt sich in der Frequenzabhängigkeit von χ aus. Für ein isotropes Medium ist χ skalar. Die Suszeptibilität kann zerlegt werden in einen Grundanteil χ_0

Abbildung I.5: Verlauf der optischen Ausgangsleistung und der linearisierten Verstärkung im Wellenleiter in Abhängigkeit vom Injektionsstrom. Die Leistung P ist proportional zur Photondichte und Γg_{akt} unterhalb der Schwelle proportional zur Stromdichte.



ohne externes Pumpen und einen additiven Anteil χ_p , welcher der externen Pumpleistung unterhalb der Schwelle in erster Näherung proportional ist. Die komplexe Dielektrizitätskonstante ϵ läßt sich ebenfalls in einen Hintergrundanteil ϵ_b , der vom ungepumpten Material herrührt, und in einen komplexen Suszeptibilitätsanteil aufspalten:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon' + i\epsilon'' \\ &= \epsilon_b + i\text{Im}(\chi_0) + \chi_p + i\sigma/(\epsilon_0\omega) \quad \text{mit} \quad \epsilon_b = 1 + \text{Re}(\chi_0). \end{aligned} \quad (1.3)$$

Benutzt man den komplexen Anteil der Dielektrizitätskonstanten ϵ'' , so läßt sich die Fortpflanzungscharakteristik einer ebenen Welle im Medium mit den optischen Konstanten des Brechungsindex n und dem Absorptionskoeffizienten α beschreiben, der alle internen Verlustmechanismen enthält. Bei einem von außen gepumpten Laser nimmt α mit allmählich einsetzender Inversion ab und wird bei genügend hoher Pumpleistung schließlich negativ. In diesem Zustand wirkt der Halbleiter verstärkend mit dem optischen Gewinn bzw. der optischen Verstärkung $g(h\nu) = -\alpha(h\nu)$ (negative Verluste = Verstärkung). Bei weiter steigender Ladungsträgerdichte steigt die Verstärkung bis zur Schwelle, anschließend bleibt die Verstärkung konstant und die Ausgangsleistung steigt drastisch an (Abb. I.5).

Nimmt man für das Feld im Medium eine ebene Welle an, die sich in positive z -Richtung ausbreitet, läßt sich der Ansatz

$$E = E_0 e^{i\tilde{\beta}z} \quad (1.4)$$

verwenden. Die komplexe Konstante $\tilde{\beta}$ beschreibt die Fortpflanzung der Welle. Sie ist durch $\tilde{\beta} = k_0 \sqrt{\epsilon} = k_0 \tilde{n}$ gegeben, wobei $\tilde{n} = n + i(\alpha/2k_0)$ für den komplexen Brechungsindex steht. In der Realität ist der Zustand,

dass sich im Resonator stabile Moden als ebene Wellen ausbreiten und so beschreiben lassen, praktisch nie erfüllt; höchstens unter sehr starker Indexführung. Für gewöhnlich ist der Absorptionskoeffizient $\alpha \ll n \cdot k_0$. Durch Vergleichen von Real- und Imaginärteil und mit $\epsilon = \tilde{n}^2$ erhält man dann für den Brechungsindex und die Absorptionskonstante:

$$n = \sqrt{\epsilon'} = [\epsilon_b + \text{Re}(X_p)]^{1/2}, \quad (1.5a, b)$$

$$\alpha = \frac{k_0 \epsilon''}{n} = \frac{k_0}{n} [\text{Im}(X_0 + X_p) + \sigma / (\epsilon_0 \omega)].$$

Im Falle der Halbleiterlaser hängt X_p direkt von der Ladungsträgerkonzentration (Löcher und Elektronen) in der aktiven Region ab. Nach [Agr1-1] tragen mehrere Mechanismen zum $\text{Re}(X_p)$ selbst bei. Brechungsindex und Absorptionskoeffizient werden direkt durch das externe Pumpen (Injektionsstrom) der Diode beeinflusst. Die eben Welle läßt sich damit schreiben als:

$$E = E_0 e^{i(n k_0 + \alpha/2)z}. \quad (1.6)$$

Da generell $|\text{Re}(X_p)| \ll \epsilon_b$ ist, kann nach (1.5a) ähnlich wie bei der Suszeptibilität der Brechungsindex approximiert werden zu:

$$n \simeq n_b + \Delta n_p \quad \text{mit} \quad n_b = \sqrt{\epsilon_b} \quad \text{und} \quad \Delta n_p \simeq \text{Re}(X_p) / 2n_b, \quad (1.7)$$

n_b ist der Brechungsindex des ungepumpten Materials und Δn_p beschreibt dessen Änderung durch die Anwesenheit von zusätzlichen Ladungsträgern. Normalerweise ist $\text{Re}(X)$ negativ und obwohl die Indexänderung oft kleiner als 1% ist, ist sie dennoch signifikant für das statische und dynamische Verhalten, als auch für die spektrale Charakteristik des Lasers. In Gleichung (1.5b) besteht der Absorptionskoeffizient aus drei Anteilen verschiedener Absorptionsverluste: der erste Term steht für die konstanten Verluste des Bulkmaterials, der Zweite beschreibt die Änderung durch die wegen der zusätzlich extern gepumpten Ladungsträger geänderte Ladungsträgerverteilung und der Dritte steht für die internen Absorptionsverluste durch freie Ladungsträger. Die kombinierten Verluste außer der Absorption durch freie Ladungsträger werden zu einer Nettoverstärkung bzw. einem Nettogain zusammengefasst:

$$g = -k_0 / n_b \cdot \text{Im}(X_0 + X_p), \quad (1.8)$$

wobei $n_b = \sqrt{\epsilon_b}$ der Brechungsindex des ungepumpten Hintergrundmaterials ist. Ebenso gilt dann für den Nettoabsorptionsfaktor α mit einem zusammenfassenden Faktor α_{int} für die internen Verluste:

$$\alpha = -\Gamma g + \alpha_{\text{int}} \quad \text{mit} \quad \alpha_{\text{int}} = k_0 \sigma / (\epsilon_0 \omega n). \quad (1.9)$$

Um die Schwellenbedingung für die Verstärkung zu erhalten, kann man sich vorstellen, dass eine Welle, die zwischen den Resonatorflächen mit dem Abstand L einmal hin und her reflektiert wird, durch eine entsprechende Verstärkung quasi sich selbst wieder reproduzieren muss. Wenn R_1 und R_2 die Reflektivitäten der Laserfacetten an beiden Chipenden sind (nur der Amplitudenanteil r mit $|r|^2 = R$ wird reflektiert), dann ergibt die Nettoänderung eines Resonatordurchgangs gerade wieder eins: $\sqrt{R_1 R_2} \exp(2i\tilde{\beta}L) = 1$. Durch gleichsetzen von Real- und Imaginärteil dieses Ansatzes und Ersetzen von $\tilde{\beta}$ aus Gleichung (1.6) ergeben sich Bezie-

hungen für die Verstärkung und die erlaubten optischen Frequenzen. Die Schwellverstärkung resultiert zusammen mit (I.9) zu:

$$g_{th} = \Gamma g = \alpha_m + \alpha_{int} \quad \text{mit} \quad \alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right). \quad (\text{I.10})$$

Die Verluste durch die Teilreflektivitäten der Spiegel im FP-Resonator sind in dem Faktor α_m zusammengefasst. Betrachtet man die Verstärkung beispielsweise für eine feste interne Photonendichte, so steigt g proportional mit der Ladungsträgerdichte N an. In Abb. I.6 ist die Gainfunktion für wachsende Ladungsträgerdichten (\propto Strom) über dem relevanten Spektralbereich aufgetragen. Das Maximum der Kurven steigt in erster Näherung linear an. Bei der Laserschwelle beginnt die Inversion und stabile Moden bilden sich aus. Eine nützliche phänomenologische Näherung ist eine Linearisierung des Anstiegs durch $g = a(N - N_0)$ mit dem Gainkoeffizienten $a = \partial g / \partial N$ und der Ladungsträgerdichte N_0 , bei der der Wellenleiter transparent wird. Das Produkt $a \cdot N_0$ entspricht gerade dem Absorptionskoeffizienten des ungedumpten Materials. Über g_{th} hinaus bleibt die Verstärkung in guter Näherung konstant [Buu-36], [Agr1-1]; typisch für die Größenordnung der Verstärkung $g(\nu)$ von Diodenlasern sind einige $100/\text{cm}^{-1}$. Vergleicht man den durch numerische Modellrechnungen für indexgeführte Wellenleiter und Experimente bestätigten linearisierten Ansatz mit (I.8) und (I.5), dann stellt sich heraus, dass sich die komplexe Suszeptibilität ebenfalls mit der Ladungsträgerdichte N ändert:

$$\chi_p = n_b(2b - ialk_0)N \quad \text{mit} \quad b = \frac{\partial n}{\partial N} = -\frac{\text{Re}(\chi_p)}{\text{Im}(\chi_p)} \frac{a}{2k_0} = -\beta \frac{a}{2k_0}. \quad (\text{I.11})$$

Der eingeführte Parameter b entspricht der linearen Änderung des Brechungsindexes und β ist positiv und dimensionslos. In der Literatur wird β je nach Kontext auch häufig Linienverbreiterungsfaktor genannt und wurde insbesondere von [Hen1-37] eingeführt.

Die möglichen Emissionsfrequenzen des Resonators sind an die Bedingung für stehende Wellen, also ganzzahlige Vielfache der halben Wellenlänge im Resonator geknüpft. Aus der Schwellenbedingung

$\sqrt{R_1 R_2} \exp(2i\tilde{\beta}L) = 1$ lässt sich auch die Bedingung $\sin(2nk_0L) = 0$ ableiten, die wiederum mehrfache Lösungen $2nk_0L = 2m\pi$ mit dem ganzzahligen Vielfachen von m hat. Mit der Wellenzahl $k_0 = 2\pi\nu/c$ ist die Laserfrequenz ν gegeben über die Beziehung:

$$\nu = \nu_m = mc/(2nL) \quad (\text{I.12})$$

mit ν_m als m -te Longitudinalmode des Fabry-Perot-Resonators, siehe Abb. I.7 Mitte. Dieser hat die optische Länge $n \cdot L$, n wird auch als effektiver Brechungsindex bezeichnet. Da die Abstände der resultierenden Moden klein im Vergleich zur Breite der Gainkurve sind, gibt es mehrere an der Verstärkung beteiligte Moden. Im homogenen Fall schwingt nur eine Mode an, die mit ihrer Frequenz dem Gainpeak am nächsten liegt. Die Nachbarmoden verschwinden schnell mit zunehmender Ladungsträgerdichte zugunsten der Hauptmode. Die Gainkurve bleibt an der Schwelle quasi fixiert. In Abb. I.7 oben ist ein solcher Zustand mit einem typischen Modenprofil abgebildet. Die Gainkurve im unteren Bereich der Abbildung ist durch ein symmetrisches Profil genähert.

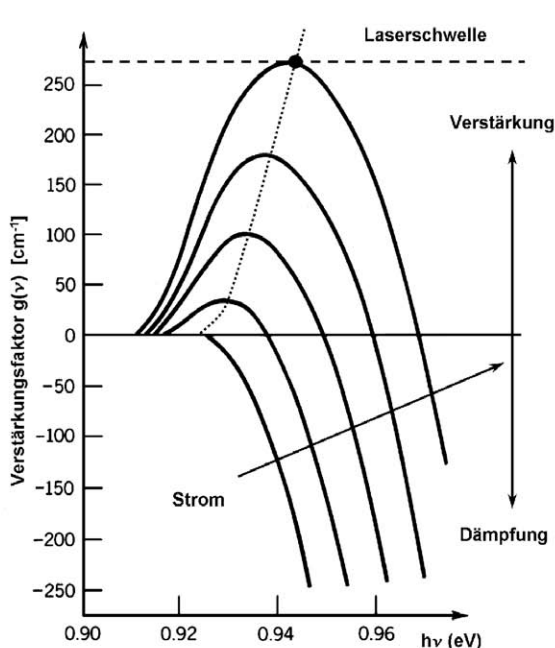


Abbildung I.6: Verstärkungsprofile für verschiedene, ansteigende Ladungsträgerdichten bis zur Schwelle. Die gestrichelte Linie markiert das jeweilige Maximum (typisch für Laser bei relativ hoher Betriebstemperatur und Injektionsdichte).

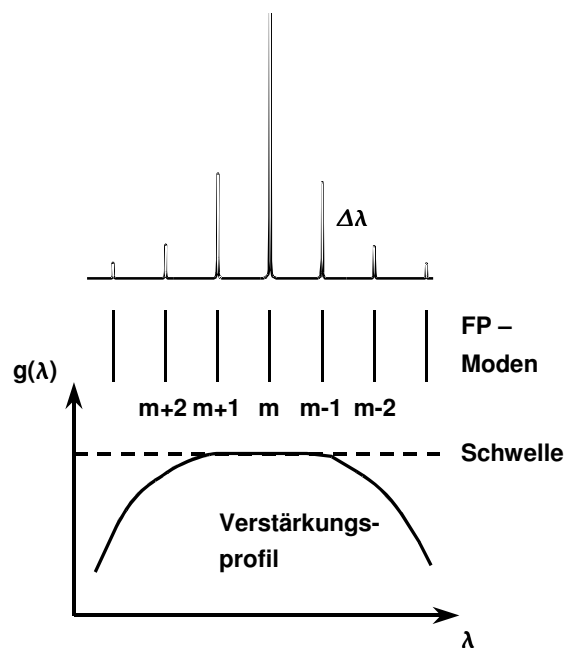


Abbildung I.7: Modenverteilung aufgrund symmetrisch genähertem Verstärkungsprofil. In der Mitte sind die möglichen Eigenmoden des Fabry-Perot-Resonators dargestellt und oben das resultierende Modenspektrum bei inhomogener Verbreiterung des Verstärkungsprofils.

Unter Berücksichtigung der Dispersion des Brechungsindexes ist der longitudinale Modenabstand mit dem Gruppenbrechungsindex n_g festgelegt über:

$$\Delta \nu = \frac{c}{2n_g L} \quad \text{mit} \quad n_g = n + \nu \frac{\partial n}{\partial \nu}. \tag{I.13}$$

Der genaue Verlauf der Gainkurve (funktionelle Form) ist generell nicht verfügbar; entweder man bestimmt sie experimentell, nähert sie numerisch je nach Modell mehr oder weniger aufwendig, oder benutzt für prinzipielle Untersuchungen eine einfache Näherung. In [Agr2-2] wird das Profil parabolisch mit einer linearen Abhängigkeit zwischen Gainpeak und Ladungsträgerdichte angegeben:

$$g_m = g_0 (N - N_0) \left[1 - \frac{(\omega_m - \omega_0)^2}{\Delta \omega_g^2} \right] - \sum_n \beta_{m,n} P_n. \tag{I.14}$$

Hier werden die einzelnen auftretenden Moden mit dem Index m unterschieden, ω_m ist die Kreisfrequenz der m -ten Longitudinalmode, ω_0 ist die Frequenz des Maximums der Gainkurve und $\Delta \omega_g$ ist die Frequenzbreite der Kurve über den gesamten positiven Bereich hinweg. Der letzte, phänomenologische Term schließt die Effekte der sogenannten Gainnichtlinearitäten mit ein. Diese Nichtlinearitäten sind physikalisch auf Phänomene wie spektrales beziehungsweise räumliches Lochbrennen, Zweiphotonenabsorption oder aufheizen des Ladungsträgergases zurückzuführen. Im Falle des Multimodenbetriebs wird im letzten Term in der Gleichung

über alle Moden aufsummiert. Die Koeffizienten $\beta_{m,n}$ beschreiben dabei jeweils die Eigen- und Kreuzsättigungseffekte zwischen den beteiligten Moden. Mit zunehmender Laserleistung wird die Gesamtverstärkung reduziert, die spektrale Verteilung wird schmäler und die Anzahl der Moden geringer.

1.2 Emissionsverhalten

Die möglichen Eigenschwingungen des elektromagnetischen Feldes, die sich im effektiven Wellenleiter des pn-Übergangs in Longitudinalrichtung einstellen, werden wie im vorigen Abschnitt bereits gebräuchlich als *Moden* bezeichnet. Sie entsprechen den Lösungen der Wellengleichung für die Wellenleiterstruktur, wobei in der Polarisationsrichtung zwischen TE-(transversal elektrische) und TM-(transversal magnetische) unterschieden werden muss. Die *Modenreflektivität* bezeichnet die Reflektivität an einer Grenzschicht zwischen zwei Dielektrika, in diesem Fall im wesentlichen das Verhältnis der Brechungsindizes zwischen Confinementbereich und Luft. Ist die Schichtdicke der aktiven Zone wesentlich kleiner als die optische Wellenlänge, läuft die Strahlung hauptsächlich im Confinement. Mit zunehmender Schichtdicke nimmt die Reflektivität für TE-Moden zu, für TM-Moden ab (im Extremfall sind Unterschiede über 20 % möglich siehe Abb. I.8, n_0 : Index für äußeres Medium bzw. für Luft, n_a : Index für Wellenleiter), weshalb in der Regel für Bleichalkogenidlaser nur die TE-Moden anschwingen; selten tritt ein Polarisationsgemisch auf. Durch die größere Reflektivität der TE-Moden benötigen diese eine niedrigere Schwellverstärkung und der Halbleiterlaser wird vorzugsweise auf TE-Moden strahlen. Damit bewirkt die selektive Reflektivität eine lineare Polarisierung des Resonatorfeldes und somit des emittierten Lichts.

Bei den Doppelheterostrukturlasern wie sie in ihrem prinzipiellen Schichtaufbau in Abb. I.2 zu sehen sind, wird die laterale Wellenführung durch den aufgebrachtten Streifenkontakt aus Gold gewährleistet. Typisch für solche Lasertypen wie sie auch für die Untersuchungen in dieser Arbeit verwendet werden, ist die resultierende Stromdichteverteilung nur unter dem Bereich des Streifenkontakts groß genug, um Laseremission zu

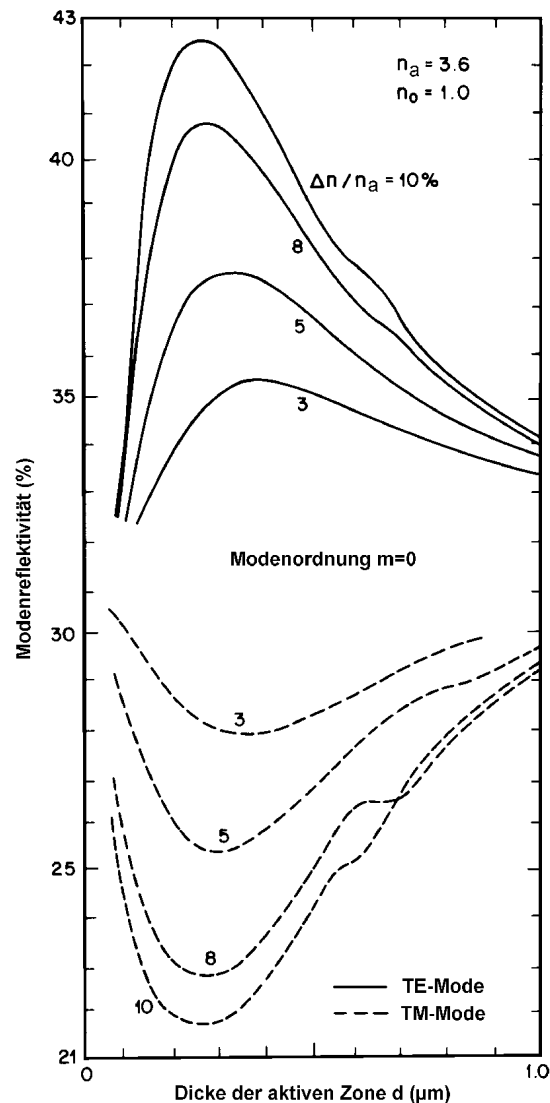


Abbildung I.8: Modenreflektivität von TE und TM-Mode an den Facettenenden für verschiedene Modenordnungen, abhängig von der Zonendicke [Ike-40].

erzeugen. Die Ladungsträgerdichte verläuft nicht linear, die veränderliche Verstärkung hat einen Brechungsindexverlauf quer zum führenden Bereich zur Folge. Hierdurch werden die Wellenfronten gekrümmt, was an der Laserfacette als ein im Laser liegender Fokus interpretiert werden kann.

In der transversalen Richtung wird der Wellenleiter durch eine mehr oder weniger steile Indexbarriere ausgebildet. Es entstehen senkrecht zum Übergang ebene Wellenfronten innerhalb des Resonators, außerhalb gekrümmte Wellenfronten aufgrund von Beugung, deren Focus scheinbar auf der Laserfacette liegt. Diese „versetzte“ Anordnung der Foci in lateraler und transversaler Richtung resultiert in einem Astigmatismus, dessen Größe allerdings nicht bekannt ist.

Die Unterschiedlich breiten Confinementbereiche entlang dem Wellenleiter sind in Abb. I.9 jeweils am linken Ende schematisch eingetragen. Die Energie des E-Felds wird in den *gainguided* Strukturen nicht nur überwiegend axial, sondern auch lateral transportiert. Das Feld kann demnach durch einen größeren Anteil spontaner Emission gestört werden [Har-25]. Die Abstrahlung aus dem Laserchip erfolgt aufgrund der geringen Dimensionen der aktiven Zone von wenigen μm in einem stark divergenten Kegel. Dieser hat im Fernfeld in Richtung des pn-Übergangs einen Öffnungswinkel von typischerweise 30° und größer, senkrecht dazu ist der Öffnungswinkel geringer was zu einer ellipsenförmigen Emission der Phasenfronten und des Intensitätsprofils des Laserstrahls selbst führt.

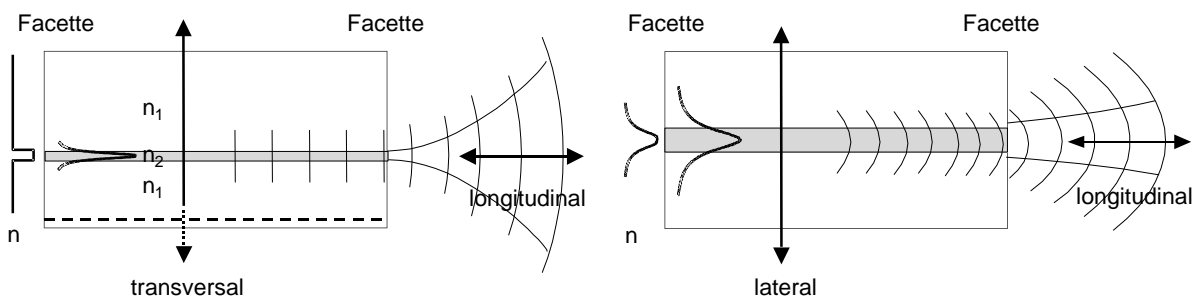


Abbildung I.9: Schematische Darstellung der Wellenfronten einer typischen Wellenführung einer Doppelheterostruktur mit Übergang in den Nahfeldbereich. Links ist die Wellenfront in transversaler Richtung durch Indexführung innerhalb des Leiters planparallel, rechts durch die Gainführung gekrümmt ausgebildet. Am linken Rand beider Bilder ist jeweils schematisch die Dichteverteilung der Ladungsträger mit dem zugehörigen Brechungsindexverlauf n dargestellt. Der schraffierte bzw. graue Wellenleiterbereich entspricht dem optischen Confinementbereich.

Die Intensitätsprofil senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ist weiterhin durch die laterale (parallel zur aktiven Zone) und die transversale (senkrecht zur aktiven Zone) Modenordnung gegeben. In Abb. I.10 ist z.B. eine 2D-Feldverteilung einer Abstrahlcharakteristik eines BH-Lasers gezeigt; links das gemessene, rechts das errechnete Fernfeld der TE_{01} -Mode. Der Index „0“ bezeichnet in diesem Fall den transversalen, der Index „1“ den lateralen Modenindex. In Abb. I.10 entsprechen die Grautöne der Intensität (schwarz = Maximal). Im Gegensatz zu den BH-Lasern ändert sich bei den DH-Lasern wegen der fehlenden streng lateralen Indexführung das Abstrahlverhalten stark mit dem Strom bzw. der Temperatur. Die laterale Führung der Welle wird dabei durch Effekte wie Temperaturverlauf im Kristall und breites Gainprofil bestimmt. Systematische Untersuchungen

haben gezeigt, dass bei DH-Lasern häufig Streifenmuster höherer lateraler Ordnungen auftreten und dass auch der Polarisationsgrad der Bleisalzlaser im Vergleich zu GaAs-Typen oft nicht besonders hoch ist. Der Polarisationsgrad geht indirekt in die Mischeffizienz zweier sich überlagernder optischer Strahlen ein, wurde aber in dieser Arbeit nur ansatzweise verfolgt.

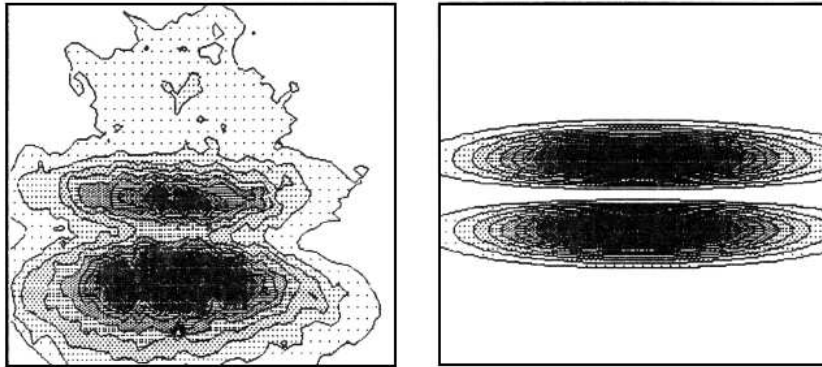


Abbildung I.10: Fernfeld der TE_{01} - Mode eines BH-Lasers mit einer Wellenleiterbreite von $15 \mu\text{m}$. Links ist das gemessene, rechts das berechnete Profil. Die Modenellipsen stehen senkrecht zum pn-Übergang [Agn-68].

In dem für diese Arbeit verwendeten optischen Aufbau, wurde der Strahlengang systematisch an verschiedenen Stellen anhand von Intensitätsprofilen untersucht. Um solche Profile ähnlich wie in Abb. I.10 an einer gewünschten Stelle im Strahlengang aufnehmen zu können, wurde der Parallelstrahl des Lasers mit einem Planspiegel zum Rand des optischen Tisches abgelenkt und dort abgescannt. Zu diesem Zweck wurde ein einfacher x-y-Scanner mit computergesteuerten Schrittmotoren und einem IR-Detektor aufgebaut. Spezielle Abbildungsoptiken auf dem optischen Weg zum Detektor hin wurden nicht verwendet, die sensitive Fläche des Detektorelements selbst kann als Apertur für den jeweiligen Messpunkt betrachtet werden. Bei einem Strahldurchmesser von 16-20 mm und einer Detektorfläche von ca. $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ reicht die Auflösung für ein Intensitätsprofil des Strahls vollkommen aus. Ein auf diese Weise gemessenes Profil repräsentiert zwar nicht die Phasenfront des Strahls, ist aber ein Maß für die Intensitätsverteilung. Mehrere Messungen in Ausbreitungsrichtung ergeben eine Richtungsverteilung. Aus diesem Verlauf lassen sich falls notwendig die Phasenfronten rekonstruieren.

In Abb. I.11 ist als Beispiel ein Vergleich zwischen Ein- und Ausgangsprofilen eines Monochromatormodul zu Trennung der Moden dargestellt. Es zeigt sich, dass das Profil zentrierter und homogener wird. Zum einen werden Nebenmoden herausgefiltert, zum anderen erfährt der Strahl über Ein- und Austrittsspalt eine Raumfilterung. Der passiv durchgelassene Strahl wird lediglich noch durch weit offene Irisblenden leicht abgeschattet. Der Weg durch den Monochromator verhilft dem Strahl ein gutes Stück in Richtung ideale Gaußverteilung.

Aus zwei Gründen wird allerdings für spätere Mischungsexperimente der Monochromator nicht eingesetzt, sondern nur zum gezielten Aufsuchen von Moden und deren strukturellem Auftreten in Abstimmvorgängen verwendet: 1) Der Strahlengang des Monochromators ist sehr schwer in der Weise justierbar, dass bei Abstimmvorgängen des Lasers keinerlei optische Rückkopplung auftreten kann, da während der Abstim-

mung auch die 'Abstrahlgeometrie' des Lasers geringfügig variiert. Werte im Promillebereich genügen bereits, den Laser deutlich zu stören. 2) Das Gesamtintensitätsrauschen des Lasers mit allen aktiven Nebenmoden ist in der Regel deutlich geringer als das Intensitätsrauschen (RIN) einer einzelnen herausgefilterten Mode.

Man nimmt dabei bei Bleisalzlasern eine in der Regel eher schlechte Nebenmodenunterdrückung in Kauf; zumindest bei Lasern mit BH und DH-Strukturen. Im Resonator können bei fester Temperatur und festem Strom viele gleichzeitige Oszillationen mit verschiedenen Frequenzen entstehen. Betrachtet man solch eine Multimodeoszillation an einem bestimmten Punkt im Oszillator (günstigerweise an einer Knotenstelle = Spiegel-facette), so läßt sich das elektromagnetische Feld (EM-Feld) komplex als Summe über alle Moden schreiben als:

$$E(t) = \sum_n E_n e^{i[(\omega_n + n \omega_0)t + \phi_n]}$$

mit ϕ_n als Phase der n-ten Mode. Im Realfall variiert die Phase zufällig mit der Zeit. Man kann davon ausgehen, dass je größer die Anzahl der gleichzeitig aktiven Moden wird, desto größer wird das Gesamtintensitätsrauschen des Laserfeldes. Die Fluktuationen im Laser entstehen dabei hauptsächlich durch zufällige Interferenzen zwischen den Moden selbst [Yar-44].

1.3 Abstimmeeigenschaften

Eine detaillierte Beschreibung der Abstimmeeigenschaften folgt aus der theoretischen Analyse der Resonatoreigenschaften des Lasers. Dazu benötigt man eine Beschreibung der räumlichen Verteilung der transversalen, lateralen und longitudinalen Moden in der aktiven Zone mittels der dreidimensionalen Wellengleichung. Über einen Separationsansatz erhält man eine Menge eindimensionaler Lösungen $\{f_i * g_j * h_k \mid i, j, k \in \mathbb{N}_0\}$, die das dreidimensionale Spektrum des Resonators bilden. Die Moden innerhalb des Bereichs mit Verstärkung schwingen an. Dieser Bereich entspricht einem etwa 30 cm^{-1} breiten Energieintervall oberhalb der Bandlücke des Halbleiters.

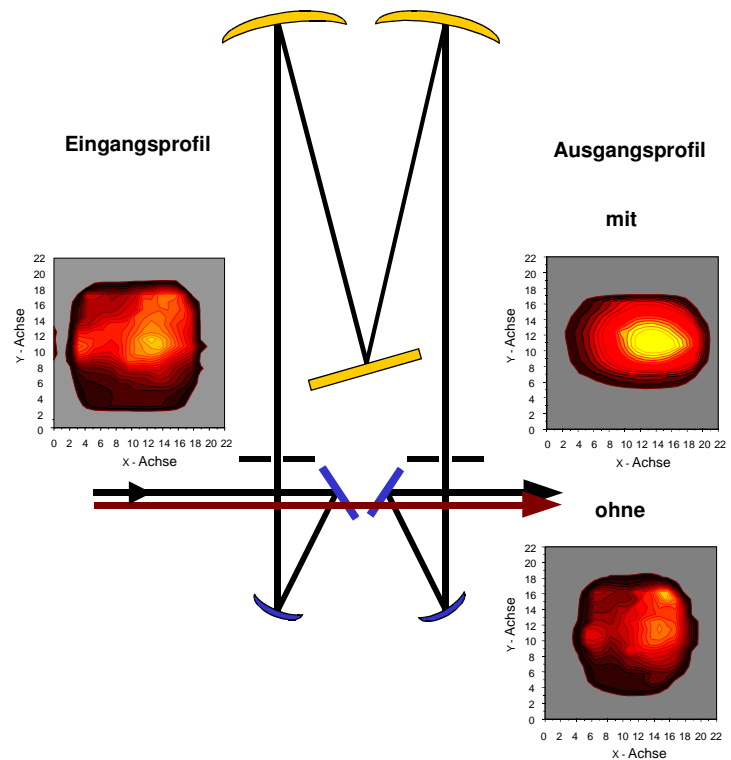


Abbildung I.11: Profilvergleich der Intensität im Strahlquerschnitt vor und nach dem Monochromator (vgl. Beschreibung des optischen Aufbaus in Kapitel II). Rechts ist jeweils das Profil mit und ohne Monochromatordurchgang (Spalt, Gitterreflektion) dargestellt.

Der Abstand zweier Longitudinalmoden beträgt für Bleisalzlasers typisch knapp 4 cm^{-1} , dies entspricht dem 'Freien Spektralbereich' des Fabry-Perot-Resonators, gebildet durch den Laserchip. Der feste Modenabstand berechnet sich über $\Delta \nu_{\text{mod}} = 1/(2 n_g l)$ mit dem Gruppenbrechungsindex n_g und der Resonatorlänge l . Typische Werte für l sind $200 \text{ } \mu\text{m}$ bis $300 \text{ } \mu\text{m}$ und für die Brechzahl $n = 4$ bis 5 . Bei konstantem n_g haben Longitudinalmoden in der Frequenzdarstellung bzw. Modenkarten einen festen, äquidistanten Abstand.

Der Wellenlängenbereich eines Bleisalzlasers ist durch dessen Zusammensetzung der Halbleitermaterialien grob festgelegt. Er lässt sich jedoch über die Betriebstemperatur des Lasers abstimmen, wobei zwei Mechanismen wirksam werden: Die Bandlückenabstimmung und die Modenabstimmung. Für die Bandlücke E_g und somit auch für die spektrale Lage der Gainkurve ergibt sich eine typische Bandlückenabstimmung von etwa

$d\tilde{\nu}/dT \approx 4 \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ für Temperaturen oberhalb 60 K , unterhalb ist sie geringer [Che-35]. Die Gainkurve verschiebt sich mit zunehmender Temperatur (bzw. Strom) zu kürzeren Wellenlängen hin und wird gleichzeitig breiter. Mit $E_g = hc/\lambda$ lässt sich die Verschiebung beschreiben durch:

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{\partial \lambda}{\partial E_g} \frac{\partial E_g}{\partial T} = -\frac{hc}{E_g^2} \frac{\partial E_g}{\partial T} \approx 10 \frac{\text{nm}}{\text{K}} \Big|_{\Delta \lambda_{\text{Las}} = 5 \text{ } \mu\text{m}} \cdot \quad (1.15)$$

Die Modenabstimmung dagegen basiert auf der Temperaturabhängigkeit der Brechzahl des Halbleiters, was wiederum die Resonanzbedingung (I.12) des Lasers verändert. Sie beträgt etwa $d\tilde{\nu}/dT \approx 1 \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$, oder wieder in Wellenlängen ausgedrückt:

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{\lambda}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \frac{\lambda}{l} \frac{\partial l}{\partial T} \approx 2.5 \frac{\text{nm}}{\text{K}} \Big|_{\Delta \lambda_{\text{Las}} = 5 \text{ } \mu\text{m}} \cdot \quad (1.16)$$

Die Längenänderung des Resonators mit der Temperatur kann in der Regel im Vergleich zur Brechungsindexvariation vernachlässigt werden. Wie in Abb. I.12 zu sehen ist, folgt die einzelne Mode also der Modenabstimmrate und das gesamte Spektrum der Gainabstimmrate.

Am flexibelsten lässt sich der Wellenlängenbereich über den Betriebsstrom abstimmen. Abhängig von der zeitlichen Änderungsrate der injizierten Stromdichte werden zwei Effekte, die für unterschiedliche Abstimmraten verantwortlich sind, unterschieden: Die cw- oder Quasi-cw-Stromabstimmung (DC bis $\sim 500 \text{ kHz}$) ist im wesentlichen eine Temperaturabstimmung, bedingt durch die mit dem Injektionsstrom eingebrachte Joule'sche Wärme zuzüglich Energieverluste unterschiedlicher nichtstrahlender Rekombinationsvorgänge bzw. Reabsorption von Strahlung. Sie variiert stark mit dem individuellen thermischen Widerstand R_{th} zwischen Chip und Wärmesenke und dem Serienwiderstand R_s des einzelnen Lasers. Die Abstimmrate liegt typischerweise im Bereich zwischen $d\tilde{\nu}/dI_{\text{cw}} \approx (0.01 - 0.1) \text{ cm}^{-1} \text{ mA}^{-1}$. Unter der Annahme, dass die Temperatur gleichmäßig im Laserchip verteilt ist, kann die Temperaturänderung aufgrund der Strommodulation ΔI ($\Delta I \ll I_0$) ausgedrückt werden durch [Yam-26]:

$$C_{\text{th}} \frac{d\Delta T}{dt} = -\left(\frac{1}{R_{\text{th}}}\right) \Delta T + r \Delta I \quad \text{mit} \quad r = 2I_0 - R_s + \left(V_j - \frac{h\nu}{e\eta_{\text{ext}}}\right). \quad (1.17)$$

Dabei ist C_{th} die thermische Kapazität des Laserchips und r die Wärmemenge, die durch einen Einheitsstrom erzeugt wird. Dieser Wert wird durch den konstanten Biasstrom I_0 , den Serienwiderstand R_s , die Kontaktspannung V_j , die Photonenenergie $h\nu$ und den externen Quantenwirkungsgrad η_{ext} beschrieben. Die Gleichungen (I.16) und (I.17) beschreiben eine relativ schnell abfallende Frequenzmodulation bei zunehmender

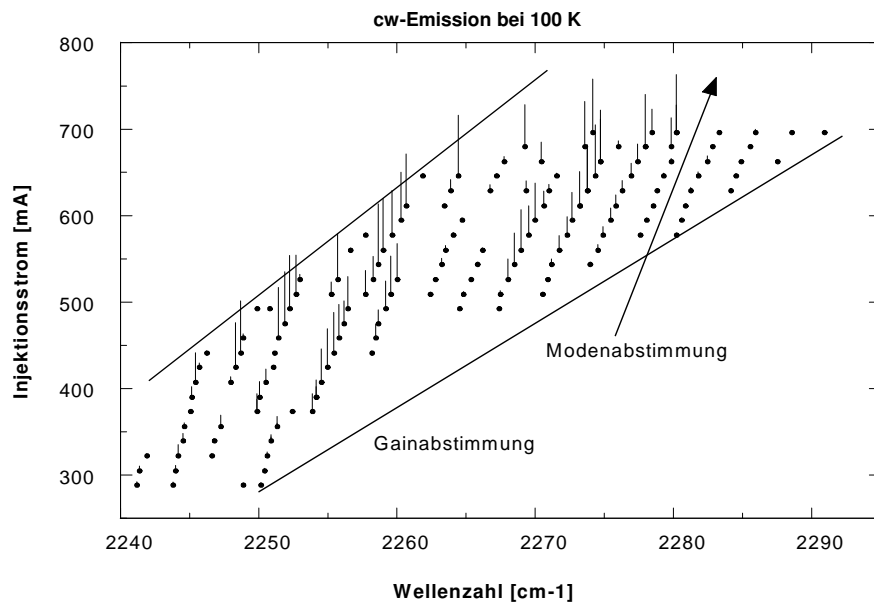


Abbildung I.12: Typische Modenkarte eines Bleisalzlaser bei einer konstanten Temperatur der Wärmesenke von 50 K. Aufgetragen ist die optische Leistung in Abhängigkeit von Diodenstrom und zugehöriger Wellenzahl. Die Messposition in der Wellenzahl-Laserstrom-Ebene ist durch einen Punkt gekennzeichnet, die dazugehörige optische Leistung proportional der jeweiligen senkrechten Linie.

Modulationsfrequenz mit einer Cutoff-Frequenz (3dB-Abfall) bei $1/(2\pi R_{th}C_{th})$. Oberhalb dieser Frequenz verläuft die Response relativ flach und es tritt weiter oben eine typische Überhöhung im Bereich der Laserresonanzfrequenz auf, vergleiche Abb. I.13. Dies ist der zweite typische Effekt, der bei Frequenzen deutlich oberhalb der Cutoff-Frequenz auftritt. In diesem Bereich ist die Modulation dominiert von der Modulation der Ladungsträgerdichte. Dem modulierten Ensemble der Ladungsträger kann eine Temperatur T_C zugesprochen werden. Der thermische Austausch zwischen den Ladungsträgern und den Phononen des Gitters (Temperatur T_{phon}) durch Wechselwirkung wird mit steigenden Frequenzen immer geringer. Nur noch die Ladungsträgertemperatur T_C (und somit die Beweglichkeit der Ladungsträger) kann der Strommodulation mit einem typischen Resonanzpeak bei der Frequenz der Relaxationsoszillation des Lasers folgen. Dieses Zusammenspiel wurde unter anderem von [Pet-27], [Dan-18], [Shal-19] und

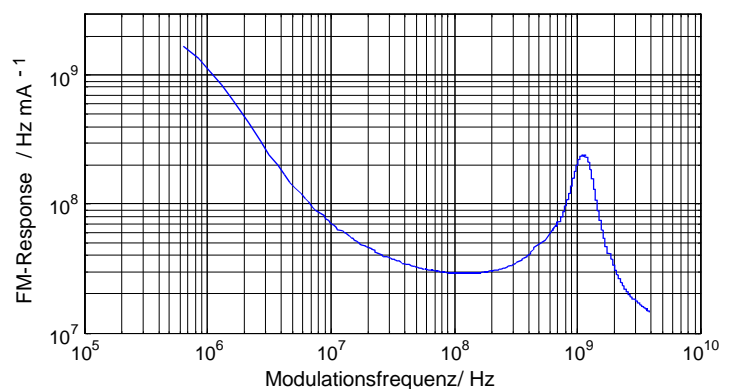


Abbildung I.13: Prinzipielle Abhängigkeit der Frequenzmodulation von der FM-Response eines Diodenlasers (gewonnen aus der Amplitudenänderung der Phase des Lasers in einer Simulation mit einem Ratengleichungsmodell, siehe Abschnitt I.4).

von [Kas-17] für Bleisalzlaser untersucht. Bei diesen Lasern ist auffällig, dass die Cutoff-Frequenz mit 400 kHz bereits recht niedrig ist.

Die Modenkarte wie sie in Abb. I.12 dargestellt ist, gibt das typische Verhalten des Lasers bei einem relativ langsamen Scanverfahren wieder. Langsam insofern, dass der Laser bei jedem Messpunkt genügend Zeit besitzt, sich auf einen quasi konstanten Arbeitspunkt einzustellen. Nach Einstellen von Strom und Temperatur wird die Frequenz der emittierten Strahlung mittels Monochromator abgetastet. Anders verhält sich der Laser, wenn er relativ schnell zum Beispiel mit Pulsen im Bereich von Mikrosekunden moduliert wird. Das ist bereits eine zeitliche Größenordnung, in dem ein thermischer Ausgleich zwischen Chip und Wärmesenke nicht mehr ausreichend gewährleistet ist. Bei Pulsmodulation stellt sich je nach Pulsform eine veränderte Modenverteilung und Abstimmung ein. Dynamik und mittlere deponierte joulische Wärme sind stark von der jeweiligen Modulationsart abhängig und können sich deutlich vom cw-Abstimmverhalten unterscheiden. Da bei den geplanten Messungen überwiegend mit Pulsen moduliert wird, macht es Sinn die Modenverteilung exemplarisch während eines Pulsverlaufes zu messen. Hierfür wurde ein Boxcar-Integrator verwendet. In Abb. I.14 ist ein Beispiel einer solchen Verteilung zu sehen, die an einem mit einem Puls-Rampen-Signal $I(t)$ modulierten Bleisalzlaser gemessen wurde (Pulsdauer $10 \mu\text{s}$). Der prinzipielle Modulationsverlauf mit einer Puls-Rampen-Kombination ist im oberen Teil der Abbildung dargestellt. Zu einer festen Monochromatorposition wird ein im Vergleich zur Periodendauer der Modulation schmales Zeitfenster über eine oder mehrere Modulationsperioden verschoben und bei jedem Inkrement das Ausgangsintensität des Monochromatorfilters gemessen. Zu sehen ist das Verschwinden zweier Moden und das Auftauchen einer neuen, stärkeren Mode dazwischen. Bereits in dieser Aufnahme ist ersichtlich, dass Moden mit unterschiedlichen Abstimmraten vorkommen können. Das Messverfahren ist allerdings nur für repetitive Modulationen geeignet und durch die Monochromatorauflösung begrenzt.

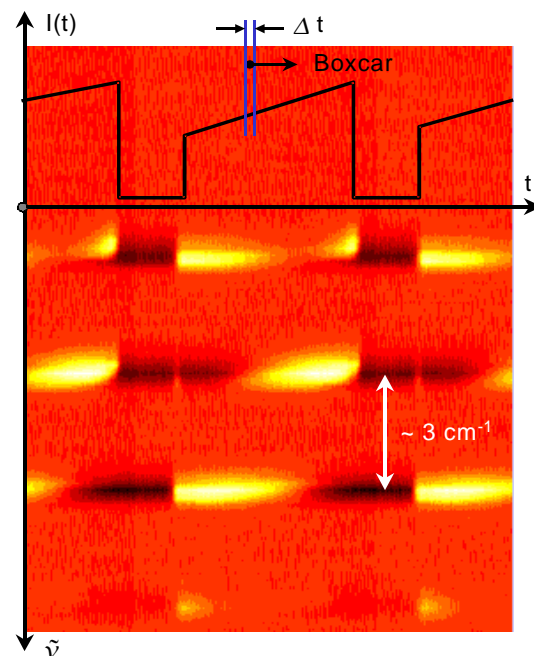


Abbildung I.14: Zeitlich aufgelöste Modenabstimmung während einer Puls-Rampen-Modulation.

1.4 Rauschquellen

Rauscheigenschaften und Relaxationsdynamik spielen in den unterschiedlichsten Laseranwendungen eine wichtige Rolle. Das Intensitätsrauschen begrenzt beispielsweise das Signal-Rauschverhältnis einer Analog- oder Digital-Pulsübertragung, das Phasen- bzw. Frequenzrauschen limitiert optische Anwendungen in der Interferentechnik, bei Überlagerungsverfahren oder kohärenten Übertragungssystemen. In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die Kopplungsmechanismen gegeben werden, die das optische Rauschen in der Frequenz mit dem Rauschen in der Amplitude/Intensität verbinden. Intrinsische Lasereigenschaften rufen Fluktuationen und Rauschen in Phase und Amplitude des elektrischen Feldes $E(t)$ hervor und bewirken infolgedessen eine Linienverbreiterung im Amplituden- und/oder Frequenzspektrum.

Im Wesentlichen wird das Rauschen eines Lasers durch die immer vorhandene spontane Rekombination im Wellenleiter bestimmt. Dabei entstehen spontan generierten Photonen, die zum Teil in Resonatormoden koppeln. Diese Vorgänge sind nicht phasenkorreliert zum stimuliert oszillierenden Resonatorfeld. Ein spontanes Emissionsereignis verursacht neben der Änderung der

Intensität über einen additiven Beitrag zur Photonenzahl S gleichzeitig eine damit verbundene Phasenfluktuation. Dies ist in Abb. I.15 für die komplexe Amplitude E des Modenfeldes $E_0 = E_0 \exp(i\omega t)$ schematisch gezeigt. Sowohl die Phasen-, als auch die Amplitudenfluktuationen sind für die Form der spektralen Verteilung bzw. die Linienbreite der Laseremission verantwortlich.

Erfolgt der Laserbetrieb deutlich über der Schwelle, dominieren die Phasenfluktuationen; der relative Rauschanteil der Amplitude im Vergleich zur Gesamtleistung ist dann vernachlässigbar. Dies betrifft allerdings nur das durch spontane Emissionsvorgänge verursachte Amplitudenrauschen.

Ein anderer Fall tritt bei Multimodelasern auf. Wenn die Seitenmodenunterdrückung relativ gering ist (Größenordnung 7-10 B), dann kann das relative Intensitätsrauschen der Hauptmode oder einer anderen einzelnen Mode schnell einige Potenzen größer sein als das relative Frequenzmodulations-Rauschen (FM-Rauschen) des gesamten Spektrums (Modenpartitionsrauschen vgl. [Har-25, p.164 und [Pet-27]). In diesem Fall, wie auch bei Modenübergängen und -sprüngen darf das Intensitätsrauschen nicht vernachlässigt werden.

Die Wahrscheinlichkeitsdichte der spontanen Emission gehorcht im Real- und Imaginärteil des zugehörigen E-Feldes $E_{sp}(t)$ einer Gaußverteilung. Eine übersichtliche Darstellung wie man sich die Änderung des Laserfeldes aufgrund eines Emissionsvorgangs sowohl in der Phase, als auch in der Amplitude vorstellen kann, ist beispielsweise bei [Hen1-37] und [Buu-36] zu finden. Es ist dazu üblich, für das Laserfeld eine normierte komplexe Feldamplitude $E(t)$ einzuführen, deren Betragsquadrat mit der Photonenzahl $S(t)$ innerhalb des Resonators korrespondiert.

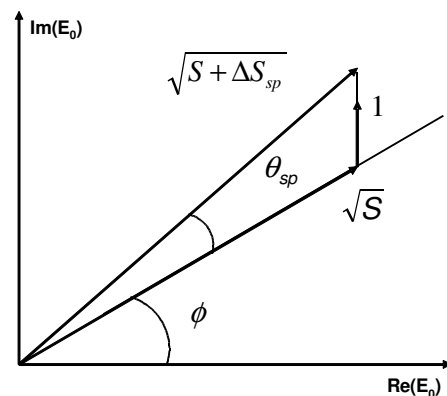


Abbildung I.15: Änderung des Laserfeldes mit der Photonendichte S aufgrund eines spontanen Emissionsvorgangs (analog zu [Hen1-37]).

$$S(t) = |E(t)|^2 \quad \text{oder} \quad E(t) = \sqrt{S(t)} e^{i\phi(t)} \quad (I.18)$$

Die Anzahl der Photonen im Resonator S ist das Produkt des aktiven Volumens und der Photonendichte. Anhand Abb. I.15 lässt sich mittels der Cosinusregel ($\cos^2 x = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2x$) die Änderung der Photonenzahl S aufgrund eines spontanen Emissionsvorgangs ableiten: $\Delta S_{sp} = 1 + 2\sqrt{S} \cos \theta_{sp}$ (siehe auch Abschnitt 4).

Weiterhin ergibt sich eine resultierende Phasenänderung des optischen Feldes zu: $\Delta \phi_{sp} = \sin \theta_{sp} / \sqrt{S}$.

Nachdem die Photonenzahl durch einen spontanen Emissionsvorgang angestiegen ist, relaxiert sie wieder in den Grundzustand zurück. Dabei wird wiederum eine zusätzliche Phasenänderung hervorgerufen.

Spontane Emission beeinflusst die Linienbreite einer Laserdiode in zweierlei Hinsicht: zum einen bewirken die abrupten Änderungen $\Delta \phi_{sp}$ der Phase eine Aufweitung der Frequenz $\omega(t) = d\phi/dt$. Dieser Effekt reicht jedoch nicht aus, um die Linienbreite von Halbleiterlasern zu erklären. Die Erklärung liegt in der Amplituden-Phasenkopplung über den in Gleichung (I.11) eingeführten Faktor β : eine plötzliche Änderung $\Delta S_{sp}(t)$ der Intensität führt zu Relaxationsoszillationen, durch die der Gleichgewichtszustand wieder hergestellt wird. Die damit verbundene Oszillation der Ladungsträgerdichte sorgt ihrerseits über (I.7) für eine Änderung des effektiven Brechungsindex, verbunden mit einer Änderung der Nettoverstärkung führt dies zu einer Modulation der Lichtfrequenz. Dieser Mechanismus führt bei Halbleiterlasern zu einem Verbreiterungsfaktor von $(1 + \beta)^2$ in der Formel für die Linienbreite.

Für stabile Singlemodelaser ist nach Shawlow-Townes die spektrale Linienbreite invers proportional zur emittierten Gesamtleistung des Lasers. Tatsächlich stellt sich aber mit zunehmendem Betriebsstrom eine Sättigung der Linienbreite ein (u.a. [Kik1-10], [Kik2-11]). Wahrscheinlich ist dies im 1/f-Rauschen begründet (vgl. Abschnitt 2.1 Signal- und Detektorrauschen), welches sich scheinbar leistungsunabhängig verhält. Die spektrale Breite hängt zusätzlich stark von der Intensität der Seitenmoden ab. Dies konnte in einer aufwendigen Rechnung gezeigt werden, die eine nichtlineare Abhängigkeit der Verstärkungsfunktion und das Modenpartitionsrauschen mitberücksichtigt [Els-12], [Pet-27].

Betrachtet man eine Laserdiode, die sich nur annähernd monomode verhält, mit einer Ausgangsleistung der Hauptmode von P_0 pro Facette und einer Leistung der einzelnen Nebenmoden $P_n \ll P_0$, dann kann gezeigt werden, dass sich die Linienbreite der Seitenmode proportional zu $\langle P_1 \rangle^3$ verhält ($\langle \rangle$: zeitliches Mittel). Die Linienbreite der Hauptmode hingegen nimmt proportional zu P_0 ab. Das Intensitätsrauschen des Lasers (RIN) aller Moden zusammen ist dabei niedriger als das Rauschen einer einzelnen Mode für sich ('mode partition noise' [Har-25]).

In Abb. I.16 ist die für Halbleiterlaser charakteristische spektrale Leistungsdichte in Kurve E dargestellt. Sie repräsentiert die Summe verschiedener intrinsischer Effekte, die frequenzmoduliertes Rauschen erzeugen. Die fundamentale, frequenzunabhängige Rauschquelle A ist durch das spontane Rauschen gegeben. Sie bildet die Grenze des Quantenrauschens eines freilaufenden Lasers. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens der spontanen Emissionsereignisse ist proportional zur Anzahl der Resonatormoden, die Amplitude des FM-Rauschens ist wiederum proportional zu den Resonatorverlusten. Wie bereits erwähnt führt die spontane Emission zu zusätzlichen Fluktuationen der Ladungsträgerdichte und über die Änderung des Brechungsindex zu einer zusätzlichen FM-Fluktuation B. Fluktuationen der Ladungsträger sind aufgrund von Interbandrelaxation und begrenzter Photonenlebensdauer einer tiefpassartigen Dämpfung unterworfen, die einen Resonanzpeak im

GHz-Bereich aufweist. Die dritte Quelle des FM-Rauschens C ist die Temperaturfluktuation, welche wiederum durch die Fluktuationen der Ladungsträgerdichte induziert wird. Sie besitzt ebenfalls eine Tiefpasscharakteristik, deren Cutofffrequenz durch die thermische Zeitkonstante des Lasers selbst bestimmt ist. Zusätzlich existiert ein $1/f$ -Rauschen D, oder genauer ein $1/f^\alpha$ -Rauschen, das bei niedrigen Frequenzen beobachtet werden kann. Gründe dafür können Fluktuationen in der Mobilität der Ladungsträger und in der Besetzungswahrscheinlichkeit der am lasenden Prozess beteiligten Übergänge sein. Da in der Spektroskopie die Halbleiterlaser meist mit speziell zugeschnittenen Modulationsfunktionen im kHz-Bereich oder schneller abgestimmt werden, liegt die Abtastrate für eine Absorptionslinie bereits im MHz-Bereich. Es ist zu erwarten, dass passende dynamische bzw. zeitlich aufgelöste Analysen des Lasersignals bezüglich seiner Linienbreite Ergebnisse liefern, die nicht mehr von $1/f$ -Rauschen und von thermischen Fluktuationen beeinflusst sind. Insgesamt werden die Linienbreitenmessungen schmäler ausfallen, als bei Homodyn- oder Fabry-Perot-Messungen.

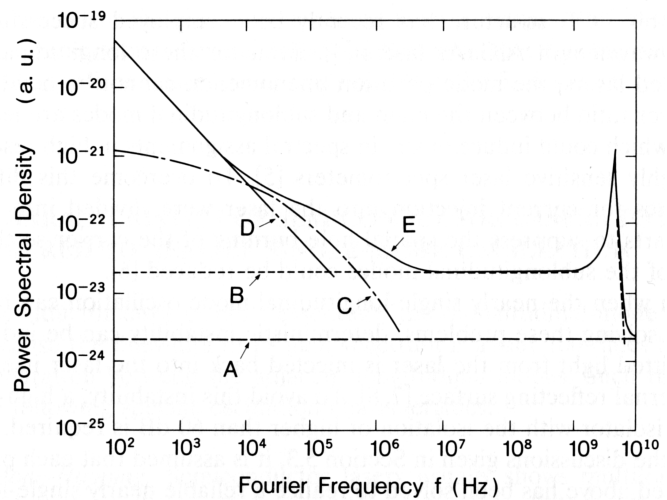


Abbildung I.16: Spektrale Dichteverteilung von FM-Rauschkomponenten eines Halbleiterlasers, induziert durch intrinsische Rauschquellen. Erläuterung siehe Text. (Quelle [Yam-26])

1.5 Phasenrauschen und Kohärenz

Wie man anhand der schematischen Darstellung in Abb. I.17 erkennen kann, ist das Laser-E-Feld, sofern der Laser selbst deutlich über der Schwelle betrieben wird, im stärkeren Maße vom Phasen- als vom Amplitudenrauschen betroffen; d.h. die Amplitude fluktuiert nur schwach, während die Phase für jeden Wert zwischen 0 und 2π gleichverteilt ist. Aus diesem Grund kann das E-Feld eines Monomode-Lasers, welcher weit oberhalb des Schwellstromes betrieben wird, in guter Näherung als quasimonochromatisches und amplitudenstabilisiertes Feld mit fluktuierender Phase modelliert werden [Hen1-37]: $E(t) = E_0 \exp i(\omega_c t + \phi(t))$, wobei ω_c den Mittelwert der optischen Laseroszillationsfrequenz, E_0 die konstante Amplitude und $\phi(t)$ die zeitlich auftretenden Phasenschwankungen darstellen. Die Quasistörungen der spontanen Emission verhalten sich dazu wie das Feld eines thermischen Strahlers. Die Frequenzen sind mehr oder weniger gleichmäßig über einen sehr großen spektralen Bereich verteilt. Die Phasenschwankungen selbst werden durch eine Vielzahl statistisch voneinander unabhängiger Emissionsereignissen hervorgerufen und lassen sich deshalb mit einer gaußförmigen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion beschreiben (normalverteilt).

Zunächst wird die Autokorrelationsfunktion des elektrischen Feldes eingeführt, da aus ihr später über die Fouriertransformation das Leistungsdichtespektrum des Lasers berechnet werden kann:

$$\Psi_{EE}(\tau) = \langle E^*(t) \cdot E(t+\tau) \rangle. \quad (1.19)$$

Dabei symbolisieren die eckigen Klammern den Erwartungswert (Mittelwert) des in den Klammern stehenden Terms. Durch Einsetzen der oben definierter E-Feldfunktion und vereinfachen erhält man:

$$\Psi_{EE}(\tau) = E_0^2 \cdot e^{i\omega_c \tau} \cdot \langle e^{i \Delta \phi(t, \tau)} \rangle, \quad (1.20)$$

$$\text{wobei } \Delta \phi(t, \tau) = \phi(t+\tau) - \phi(t)$$

die Phasenschwankungen zwischen den Zeiten $t+\tau$ und t darstellen. Um nun den Erwartungswert in 1.20

zu berechnen, muss die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion von $\Delta \phi$ bekannt sein. Wie bereits erwähnt wird das Phasenrauschen als normalverteilt mit einer gaußschen Verteilung angenommen. Diese Zufallsgröße ist über den Erwartungswert und die Varianz eindeutig bestimmt. Da in diesem Fall die Phasen zu unterschiedlichen Zeitpunkten den gleichen Erwartungswert aufweisen, ist der Erwartungswert (Mittelwert) von $\Delta \phi$ Null:

$$E(\Delta \phi(\tau)) = \langle \Delta \phi(\tau) \rangle = 0. \quad (1.21)$$

Die Varianz kann dann folgendermaßen angegeben werden:

$$\text{Var}(\Delta \phi(\tau)) = \sigma_{\Delta \phi(\tau)}^2 = E(\Delta \phi^2(\tau) - E(\Delta \phi(\tau))^2) = \langle \Delta \phi^2(\tau) \rangle. \quad (1.22)$$

In [Har-25] findet man eine geeignete Umformung für den Erwartungswert aus (1.20):

$$\langle e^{\pm i \Delta \phi(\tau)} \rangle = e^{-\frac{1}{2} \langle \Delta \phi^2(\tau) \rangle}, \quad (1.23)$$

d.h. der Erwartungswert dieses Ausdruckes und somit auch die Autokorrelationsfunktion des elektrischen Feldes können über die Varianz der Phase bestimmt werden. Diese Umformung hat nur Gültigkeit für Verteilungen mit Gaußcharakteristik.

Die gesuchte Varianz ist nun anhand eines sogenannten doppelseitigen Frequenz-Fluktuations-Spektrums (Leistungsdichtespektrum) $S_{\omega\omega}$ berechenbar. Der Erwartungswert einer Summe lässt sich berechnen, indem man die Erwartungswerte der Summanden addiert. Die Varianz der Phase lässt sich somit ausdrücken durch:

$$\langle \Delta \phi^2(\tau) \rangle = \langle (\phi(t+\tau) - \phi(t))^2 \rangle = \langle \phi^2(t+\tau) \rangle - 2 \langle \phi(t+\tau) \cdot \phi(t) \rangle + \langle \phi^2(t) \rangle. \quad (1.24)$$

Da die Phase eine reelle Größe ist, kann die Autokorrelationsfunktion in der vereinfachten Form

$\Psi_{\phi\phi}(\tau) = \langle \phi(t) \cdot \phi(t+\tau) \rangle$ dargestellt werden, in (1.24) eingesetzt ergibt sich dann:

$$\langle \Delta \phi^2(\tau) \rangle = \Psi_{\phi\phi}(0) - 2\Psi_{\phi\phi}(\tau) + \Psi_{\phi\phi}(0) = 2(\Psi_{\phi\phi}(0) - \Psi_{\phi\phi}(\tau)). \quad (1.25)$$

Die Autokorrelationsfunktion kann man nun wiederum mit Hilfe der Fourier-Rücktransformation durch das Leistungsdichtespektrum $S_{\phi\phi}(\omega)$ beschreiben (Wiener-Khintchine Theorem, siehe auch Abschnitt 3.1):

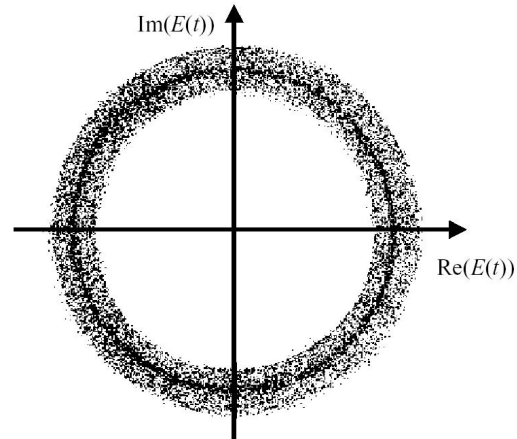


Abbildung I.17: Schematische Darstellung der Wahrscheinlichkeitsdichte der komplexen Zufallsvariablen $E(t)$ für ein Laserfeld (Quelle [Har-25]).

$$\langle \Delta \phi^2(\tau) \rangle = 2 \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\phi\phi}(\omega) d\omega - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\phi\phi}(\omega) \cos(\omega\tau) d\omega \right). \quad (1.26)$$

und dann noch weiter vereinfachen zu:

$$\langle \Delta \phi^2(\tau) \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\phi\phi}(\omega) (1 - \cos(\omega\tau)) d\omega = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\phi\phi}(\omega) \sin^2(\omega\tau/2) d\omega. \quad (1.27)$$

Autokorrelationsfunktion und Leistungsdichtespektrum sind hier reellwertige Signale und damit gerade Funktionen. Da Phase und Frequenz über die Differentiation nach der Zeit verknüpft sind, ergibt sich weiterhin folgende Abhängigkeit zwischen dem Leistungsdichtespektrum der Phase und der Kreisfrequenz:

$$S_{\phi\phi}(\omega) = S_{\omega\omega}(\omega) \frac{1}{\omega^2}. \quad (1.28)$$

Das Ergebnis nach Einsetzen in (1.27) lautet schließlich:

$$\langle \Delta \phi^2(\tau) \rangle = \frac{\tau^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\omega\omega}(\omega) \frac{\sin^2(\omega\tau/2)}{(\omega\tau/2)^2} d\omega. \quad (1.29)$$

Das Frequenz-Fluktuations-Spektrum $S_{\omega\omega}$ eines Lasers kann nach [Har-25] als Konstante über der Frequenz angenommen werden, d.h. man geht von einem weißen Rauschen aus. Diese Annahme gilt aber nur in guter Näherung für Laser, welche weit oberhalb des Schwellstromes betrieben werden. Durch diese Vereinfachung lässt sich nun das Integral in (1.29) mit folgender Umformung lösen:

$$\text{mit} \quad \int_0^{+\infty} \frac{\sin^2 ax}{x^2} dx = \frac{\pi}{2} |a| \quad \Rightarrow \quad \langle \Delta \phi^2(\tau) \rangle = S_{\omega\omega} |\tau|. \quad (1.30)$$

Das bedeutet, dass die Varianz proportional zur Zeitverzögerung τ ansteigt, oder mit anderen Worten ausgedrückt, die Korrelation der zufälligen Phasenwechsel mit der Zeit abnimmt. Die Autokorrelationsfunktion des elektrischen Feldes läßt sich jetzt in folgender Weise ausdrücken:

$$\Psi_{EE}(\tau) = E_0^2 \cdot e^{i\omega_c \tau} \cdot e^{-\frac{1}{2} \langle \Delta \phi^2(\tau) \rangle} = E_0^2 \cdot e^{i\omega_c \tau} \cdot e^{-\frac{1}{2} S_{\omega\omega} |\tau|}. \quad (1.31)$$

Mit Hilfe der Fouriertransformation ist daraus wiederum das Leistungsdichtespektrum bestimmbar. Die Transformationsvorschrift

$$\text{Im}(x(\tau)) = \text{Im}(e^{-a|\tau|}) = X(\omega) = \frac{2a}{a^2 + \omega^2} \quad (1.32)$$

und die Frequenzverschiebung um ω_c ergeben dann folgendes lorentzförmiges Leistungsdichtespektrum des Lasers:

$$S_{EE}(\omega) = E_0^2 \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega^2/4 + (\omega - \omega_c)^2} \quad (1.33)$$

Dabei wird der praktisch konstante Wert des Frequenz-Fluktuations-Spektrums $S_{\omega\omega}$ (oder auch FM-Rauschspektrum) über die 3dB-Bandbreite $\Delta\omega = \omega|_{3dB} = S_{\omega\omega}$ des Laserspektrums bestimmt, welche als „full width

at half maximum“ (FWHM) bezeichnet wird. Eine korrigierte Abschätzung der Linienbreite, unter der Annahme niedriger Spiegelreflektivitäten wird von [Vah2-14] angegeben:

$$\Delta \omega = \frac{\beta}{4\pi \tau_p (I/I_{th} - 1)} (1 + \alpha^2) \quad (1.34)$$

Darin bezeichnet β den spontanen Emissionfaktor, τ_p die Photonenlebensdauer, I den Pump- und I_{th} den Schwellstrom. Diese Gleichung gilt allerdings nur für Monomodelaser, im Multimodefall werden die einzelnen Photonendichten der Moden separat berücksichtigt und die Linienbreite wird im Schnitt 10% größer.

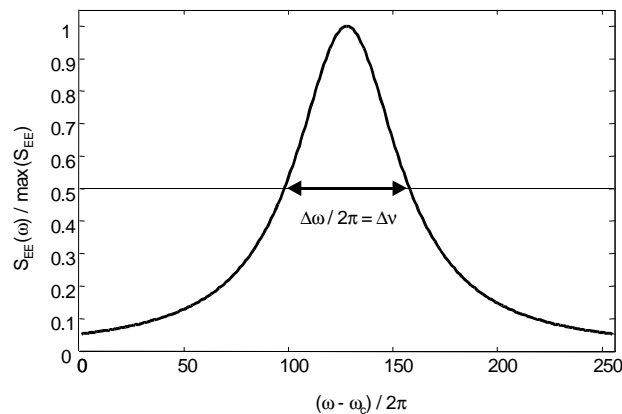


Abbildung I.18: Lorentzförmiges Spektrum eines Monomodelasers, weit oberhalb der Schwelle betrieben (FWHM = 60 Einheiten).

Aus der Varianz der Phasenfluktuationen lässt sich die Kohärenzzeit t_c berechnen. Sie wird als die Zeit τ definiert, bei der die Standardabweichung den Wert

$$\sqrt{\langle \Delta \phi^2(\tau) \rangle} = \sqrt{2} \cdot \text{rad} \quad (1.35)$$

annimmt [Pet-27] bzw. die Korrelation der Phasen mit diesem Zeitabstand entsprechend abgenommen hat. Physikalisch gesehen ist sie die maximale Zeitdifferenz zweier Signalkomponenten, bei der es noch zu einer stabilen Interferenz zwischen ihnen kommt. Folgerichtig lässt sich auch ein Zusammenhang zwischen der Kohärenzzeit t_c und der 3dB-Bandbreite $\Delta\omega$ angeben: $\Delta\omega = 2/t_c$. Für kleine Frequenzen (<100 kHz) zeigt das Frequenz-Fluktuations-Spektrum $S_{\omega\omega}$ allerdings eine $1/f$ -Abhängigkeit, die bei alleiniger theoretischer Betrachtung des Phasenrauschens zu einem gaußförmigen Spektrum des Lasers führen würde [Har-25]. Für gewöhnlich berücksichtigt man jedoch das weiße und das $1/f$ -Rauschen gleichzeitig, so dass das resultierende Spektrum durch Faltung des lorentzförmigen mit dem gaußförmigen Anteil entsteht. Die Varianz besteht dann aus der Summe von $\langle \Delta \phi^2 \rangle$ aufgrund des $1/f$ -Rauschens und dem entsprechenden weißen Rauschen. Ist das $1/f$ -Rauschen dominant, dann ist die Linienbreite deutlich größer, als bei vorhandenem weißen Rauschen und vor allem stark abhängig von der aktuellen Mess- bzw. Mittelungszeit.

Ähnlich wie das spektrale Linienprofil bei starker Phasen-Amplitudenkopplung über den Faktor α oder stärkerem Anteil an spontaner Emission keine reine Lorentzform mehr besitzt, kann die Ladungsträgerdichte auch direkt durch zusätzliche Rauschanteile des extern angelegten Betriebsstroms moduliert werden. In der Regel ist dieses Rauschen nicht mehr ideal weiß, sondern bandbegrenzt (farbiges Rauschen) und nicht mehr stationär.

Derartige Fluktuationen stören wiederum die Phase, so dass das resultierende Frequenzspektrum von einem lorentzförmigen Spektrum in ein gaußförmiges Spektrum übergeht. Bei sehr kleinen Fluktuationen wächst die Linienbreite quadratisch mit dem Rauschstrom an und geht dann in eine lineare Abhängigkeit über. Stromfluktuationen in der Größenordnung von wenigen μA reichen dafür bereits aus [Bur-15].

Fluktuationen der Ladungsträger, gleichgültig ob intern durch spontane Emission oder extern durch eine Strom injiziert, lösen wie bereits erwähnt nicht nur eine Störung in der Phase, sondern auch in der Amplitude aus. Berechnet man das optische Spektrum des Lasers unter Berücksichtigung der Ladungsträgerdynamik mit einem genaueren Modell zweiter Ordnung, dann ergeben sich Korrekturen in den Flankenbereichen des lorentzförmigen Leistungsdichtespektrums, die in einzelnen Peaks mit Intervallen $\pm\Omega$ von der Laserfrequenz resultieren (vergleiche auch 2.4 Heterodynmessung mit PbSe- und CO₂-Laser). Für die mittlere quadratische Änderung der Phase (= Varianz der Phase) ergibt sich nach [Osi-9] der Ausdruck:

$$\langle \Delta \phi^2(\tau) \rangle = \frac{R_{sp}}{2I_p} \left[(1 + \alpha^2)t - \alpha^2 \frac{e^{-\gamma\tau} \cos(\Omega\tau - 3\delta) - \cos(3\delta)}{2\gamma \cos(\delta)} \right] \quad \text{mit } \cos(\delta) = \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2 + \gamma^2}}. \quad (I.36)$$

Hierbei sind R_{sp} die mittlere spontane Emissionsrate, I_p die Intensität im Gleichgewichtszustand (mittlere Photonendichte im Resonator), Ω und γ die Winkelfrequenz und Dämpfungsrate der Relaxationsoszillationen.

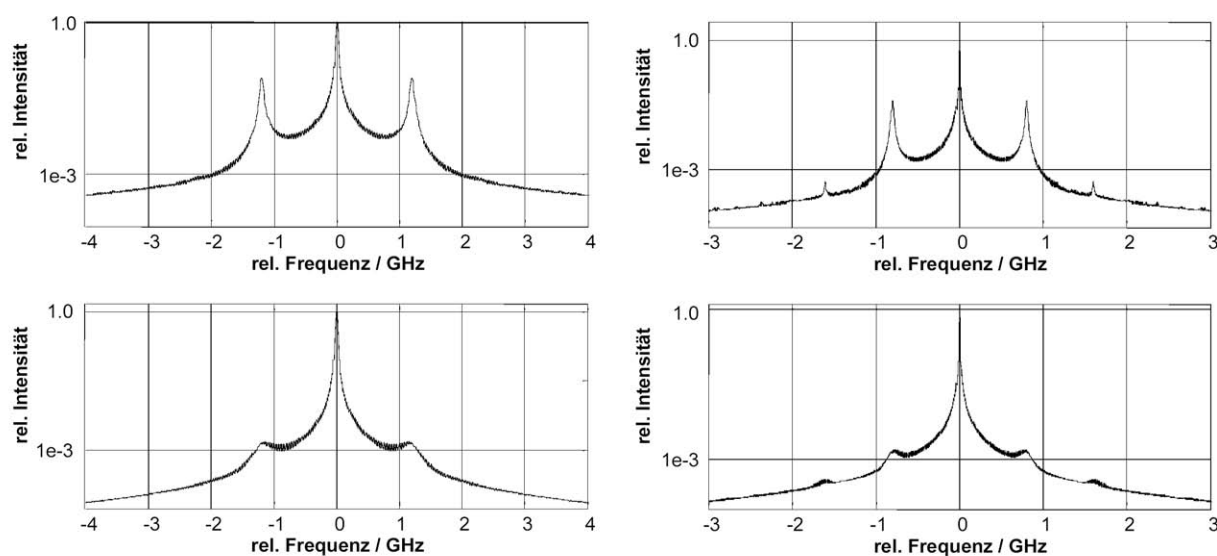


Abbildung I.19: Berechnete spektrale Verteilungen unter Berücksichtigung von Relaxationseffekten auf Basis von Gleichung (I.36). Die rechnerische Auflösung der Fouriertransformation beträgt 5 MHz. Die Reihen oben und unten wurden jeweils mit unterschiedlichen Dämpfungsfaktoren $\gamma=1\text{e}5$ und $\gamma=5\text{e}6$ berechnet. Links und rechts wurden unterschiedliche Oszillationsfrequenzen $\Omega=1.2$ GHz und $\Omega=0.8$ GHz benutzt. Reale Messungen weisen zusätzliche Oszillationen höherer Ordnungen auf. Zur Berechnung wurde Gleichung (I.36) mit einem zusätzlichen Cosinusterm erweitert (siehe Text), wie in den Spektren rechts dargestellt.

Berechnet man numerisch die Fouriertransformation der Autokorrelationsfunktion, dann ergeben sich spektrale Verteilungen wie in Abb. I.19 gezeigt. Die Gleichung (I.36) stellt nur die direkten Nachbaroszillationen neben dem Hauptpeak dar (Abb. I.19 links, oben und unten) und ermöglicht auch keine Asymmetrie in den

Amplituden der Nachbaroszillationen. Bei den Berechnungen der Spektren für Abb. I.19 hat sich gezeigt, dass sich Vielfache der Oszillationen wie im Bild rechts oben und unten dargestellt, durch eine kleine Erweiterung in (I.36) erzeugen lassen. Dabei wird der Ausdruck $\cos(\Omega \tau - 3 \delta)$ durch $\cos(\Omega \tau - 3 \delta + k \cos(\Omega \tau))$ mit einem Gewichtungsfaktor k ersetzt. Um letztendlich die berechneten Verteilungen mit realen Messungen wie zum Beispiel in Abb. I.26 vergleichen zu können, müssen die Spektren zusätzlich mit der instrumentellen Bandbreite im Experiment gefaltet werden. Eine vollständig analytische Berechnung des Leistungsdichtespektrums des Lasers aus der Varianz in Gleichung (I.36) ohne stark vereinfachende Annahmen ist nicht möglich. Details dazu finden sich zum Beispiel in [Agr1-1]. Das neue FM-Rauschspektrum ist nun im Vergleich zum vorigen Ausdruck mit reiner Lorentzform nicht mehr annähernd konstant, sondern hängt vom Verbreiterungsfaktor α ab. Direkt mit der Frequenz anstelle der Winkelfrequenz ausgedrückt, lautet es nach [Hen2-38]:

$$S_{\omega\omega}(\nu) = \frac{\Delta \nu_{ST}}{\pi} \left[1 + \frac{\alpha^2 \nu_r^4}{(\nu_r^2 - \nu^2)^2 + (\nu \gamma / 2\pi)^2} \right], \text{ wobei } \Delta \nu_{ST} = \frac{v_g^2 h \nu g_{th} \alpha_m}{8 \pi P_0}. \quad (I.37)$$

Der rechte Ausdruck ist die (nicht modifizierte) Abschätzung nach Shawlow-Townes mit der Gruppengeschwindigkeit v_g des Lichts, der Photonenenergie $h\nu$, der Verstärkung g_{th} an der Schwelle, den Spiegelverlusten α_m und der Ausgangleistung P_0 pro Facette. Im linken Ausdruck steht ν_r für die Frequenz der Relaxationsoszillationen. Nach Gleichung (I.37) ist das FM-Rauschspektrum unterhalb und oberhalb der Resonanzfrequenz annähernd konstant und proportional zu $(1 + \alpha^2)$.

2 Messverfahren und nichtlineare Mischung

Das Hauptproblem in der direkten Analyse von Laserstrahlung besteht in der hohen Lichtfrequenz im Bereich von zehn Terahertz und mehr. Eine direkte frequenzauflösende Detektion der Strahlung ist mit den zur Zeit verfügbaren Detektionssystemen nicht möglich. Zur Messung der Rauschcharakteristik des Lasers, insbesondere der Linienbreite (in erster Ordnung ein Maß für das Frequenzrauschen des Lasers) und der Abstimmigkeit, lassen sich prinzipiell zwei Verfahren anwenden:

Das eine nutzt das Superpositionsprinzip von Licht und überlagert die Wellenzüge mit geringem Phasenunterschied. Aus der Überlagerung resultieren sogenannte Schwebungsfrequenzen oder Interferenzen. Änderungen beziehungsweise Störungen in der optischen Frequenz machen sich dabei unmittelbar als Störungen in der Amplitude bemerkbar, oder anders formuliert: sowohl Phasen- als auch Amplitudenrauschanteile werden mittels Frequenz-Amplituden-Konversion (FM \rightarrow AM) direkt in ein Amplitudenrauschen umgesetzt. Die höchste Effizienz der Konversion wird an den Nulldurchgängen des Schwebungssignals erreicht.

Die Analyse des Intensitätsspektrums erlaubt unter bestimmten Voraussetzungen eine eindeutige Aussage über das optische Phasenspektrum des Lasers und somit dessen Linienbreite. Dabei ist besonders die mittlere statistische Phasendifferenz der Quellen von Bedeutung [Har-25]. Der Phasenverlauf des Interferenzsignals entspricht der Abstimmung des Lasers. Weiterhin ist der Kontrast des Interferenzsignals ein relatives Maß für die Linienbreite.

Mit zunehmender Linienbreite reduziert sich die maximale Kohärenzlänge l_c über $\Delta\nu = 2c / l_c$ und somit auch der Kontrast (zum Beispiel Michelson-, Mach-Zehnder-Interferometer). Eine systematische Kontrastauswertung für eine Absolutangabe der Laserlinienbreite ist ohne Referenzwerte von anderen Messmethoden (Fabry-Perot) und Zusatzinformationen über Modenverhalten aus passenden Modenkarten weitgehend problematisch [Lam-6], [Rei-8]. Eine zuverlässige Aussage ist nur bei Messungen im kontinuierlichem Laserbetrieb (cw) gegeben. Auf dem Interferometerprinzip basiert auch das scannende Fabry-Perot oder das Fabry-Perot-Etalon. Hier wird ein frequenzgefiltertes Signal aufgrund einer durch die Endflächen bedingten Filtercharakteristik erzeugt, womit ebenfalls eine FM-AM-Konversion erreicht wird. Das Transmissionssignal ist periodisch in der Wellenzahl mit einem Interval von $FSR = c / (2nd)$, auch Free-Spectral-Range genannt. Die Variablen n stehen für den Brechungsindex und d für den Abstand der reflektierenden Flächen bzw. Facetten. Mit der Größe F_{gesamt} (Finesse) wird die Güte des Interferometers angegeben. In diese fließen Reflektivität R , Qualität und Ausrichtung der Oberflächen über den Zusammenhang: $F_{\text{gesamt}}^{-1} = F_{\text{Reflektivität}}^{-1} + F_{\text{Rauheit}}^{-1} + F_{\text{Ausrichtung}}^{-1}$ mit ein. Der maximale Wert bei idealer Ausrichtung und vernachlässigbare Rauheit erreicht dann $F_{\text{Reflektivität}} = \pi\sqrt{R}/(1-R)$. Die spektrale Bandbreite der Transmission ist bei 'High-Finesse-Etalons' durch das Verhältnis FSR/F gegeben [Che-35]. Mit einem kurz gebauten Etalon mit hoher Reflektivität von ca. 98% ist eine Auflösung kleiner 10 MHz leicht erreichbar.

Da für eine dynamische Bestimmung der Laserlinienbreite der Abstand der Etalonfacetten kontinuierlich repetierend sehr schnell abgestimmt werden müsste, ist eine zeitaufgelöste Erfassung mit einem hoch auflösenden Etalon nicht durchführbar. Für eine ausreichend hohe Frequenzauflösung wären entsprechend viele Reflexionen innerhalb des Resonators und somit eine relativ lange Verweildauer der Photonen notwendig. Eine erforderliche hohe Reflektivität bzw. Facettengüte widerspricht somit einem schnellen Antwortverhalten des optischen Filters. Dies wäre jedoch für die Auflösung von polychromatischem Licht, insbesondere bei fluktuierender oder gar modulierter Amplitude notwendig [Dav-56].

Die bisher genannten Verfahren, auch optischen Frequenzdiskriminatoren genannt, sind zwar relativ kostengünstig, besitzen aber eine eher niedrige Frequenzauflösung in der Größenordnung von 2 -10 MHz. Sie unterscheiden nicht zwischen Frequenz- und Intensitätsfluktuationen, weisen aber eine hohe Empfindlichkeit auf. Zudem besitzen Fabry-Perot-Anordnungen relativ zum Strahlengang mehr oder weniger senkrecht stehende Resonatorflächen, welche schwer zu unterdrückende Rückreflexionen in den Laser verursachen. Diese Reflexionen verändern und/oder dominieren die effektive Linienbreite und das Abstimmverhalten der Laser in nicht vorhersagbarem Ausmaß.

Das zweite Verfahren nutzt durch Überlagerung zweier optischer Quellen auf einem Photodetektor den Mischungseffekt aus. Dabei entspricht der resultierende Photostrom bis auf einen Vorfaktor dem Quadrat des E-Feldes und es entstehen durch die Quadrierung sogenannte Mischfrequenzen, von denen einige wiederum so niederfrequent sind (unterer GHz-Bereich), dass sie der schnelle Photodetektor zeitlich auflösen kann. Der Phaseninformationsgehalt der entstandenen Mischsignale (spektrale Charakteristik) ist eine vollständige Kombination der Phaseninformation der ursprünglichen Quellsignale. Das Detektionsschema, bei dem ein zu analysierendes Signal der Frequenz ν_s mit einem bekannten, schmalbandigen Signal ν_{lo} (lokaler Oszillator) überlagert und dessen Quadrat registriert wird, nennt man Heterodyndetektion (vergleiche Abschnitt 2.2 „Heterodyndetektion“). Ein einzelnes Lasersignal kann auch über eine optische Verzögerungsleitung mit sich selbst überlagert und gemischt werden.

Die optischen Mischfrequenzen (auch Heterodynsignale, Schwebungsfrequenzen oder „beat note“ genannt) lassen sich zum Beispiel in einem RF-Spektrumanalysator auswerten. Die Breite des spektralen Peaks, gemittelt über eine gewisse Messzeit, ergibt eine kombinierte Laserlinienbreite, bei der allerdings auch hier die Information über die Zusammensetzung der AM- oder FM-Rauschanteile verloren geht. Zur Messung der „effektiven“ Linienbreite hat sich allerdings diese Methode etabliert, da mit ihr durch lange Verzögerungsleitungen Frequenzauflösungen bis 50 kHz leicht erreichbar sind [Oko-43]. Vorausgesetzt der Spektrumanalysator ist nicht limitierend, dann ist die Auflösungsgrenze gegeben durch das Inverse der optischen Zeitverzögerung τ_d . Dies gilt allerdings nur bei Mischung von Signalen aus der gleichen Quelle. Ist zum Beispiel der lokale Oszillator extrem stabil im Vergleich zum Messsignal, dann ist die Auflösung maximal so gut wie die Frequenzstabilität des lokalen Oszillators und nicht mehr durch die Verzögerungsstrecke begrenzt.

2.1 Signal- und Detektorrauschen

Rauschen wird als fundamental bezeichnet, wenn der Ursprung in der Teilchennatur des Lichts oder der Materie liegt und nie vollständig eliminiert werden kann; als nicht-fundamental, bezeichnet man das Rauschen aufgrund von nicht perfekten instrumentellen Komponenten, Ankopplungen und stromführenden Leitungen verschiedenster Art, welches sich zumindest theoretisch vermeiden lässt [Loh-63]. Komplexe Geräte und deren Zusammenspiel in einem Messaufbau besitzen viele Rauschquellen, die sich spektral überlagern und häufig in einer Normalverteilung resultieren. In der Regel ergibt sich allerdings durch dominante Quellen im jeweiligen Prozess eine charakteristische Rauschverteilung (parametrisierbar).

Als fundamental zu bezeichnen sind:

- Quantenrauschen (Schrot-Rauschen = shot noise);
- Thermisches Rauschen (Nyquist- oder Johnson-Rauschen).

Als nicht-fundamental:

- Flickerrauschen (unterschiedliche Varianz proportional zur Signalfrequenz, allgemein mit der Form $1/f^\alpha$);
- Umgebungs- oder Interferenzrauschen (Übersprechen und Antennenwirkung einzelner Komponenten);
- Impulsrauschen und Kontaktprellen (hochfrequente Anteile in Strom- und Spannungsflanken);
- Quantisierungsrauschen (zum Beispiel endliche diskrete Auflösung von A/D-D/A-Wandlern).

Im einfachsten Fall des 'weißen' Rauschens ist die spektrale Rauschdichte (mittleres quadratisches Rauschen pro gemessener Bandbreite [V^2/Hz]) unabhängig vom betrachteten Frequenzbereich. Bei einem konkreten System, das aus Signalquelle, Verstärkern, Filtern bestehen kann, lässt sich das Rauschen am Systemausgang bestimmen indem man die Rauschquellen der einzelnen Komponenten mit ihrer Übertragungsfunktion auf den Gesamtausgang umrechnet. Dabei können in der Regel die Beiträge (Varianzen) der einzelnen Rauschquellen quadratisch addiert werden [Hor-32].

Ein Maß zur Beurteilung des Auflösungsvermögens zum Beispiel eines Messsystems ist das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR: signal-to-noise-relation). Man versteht darunter das Maß, um wie viel sich ein Signal vom

Untergrundrauschen abhebt und somit noch eindeutig ausgewertet werden kann. Für Signale, die sich annähernd konstant verhalten, ist das SNR definiert als das Verhältnis zwischen dem Mittelwert und der Varianz des gemessenen Signals: $SNR \equiv \bar{x}/\sigma^2$; für Signale mit Transienten ist es allerdings günstiger das Verhältnis von Signalmaximum zur Varianz anzugeben: $SNR \equiv x_{max}/\sigma^2$.

Die Detektion elektromagnetischer Strahlung ist selbst bei einem idealen Detektor durch das sogenannte Quantenrauschen begrenzt. Für den Fall, dass keine weiteren Rauschquellen auftreten, ist die Detektion signalrauschbegrenzt. Der dem Signal entsprechende Photostrom i_s im Detektor ist proportional zur auftretenden Signalleistung P_s und die Ausgangsleistung P_{out} am Detektor ist wiederum proportional zu i_s^2 , so dass für das Signal/Rauschverhältnis der Ausgangsleistung gilt:

$$SNR = \frac{i_s^2}{i_n^2} = \frac{\eta P_s}{h \nu B} \quad (1.38)$$

mit i_n^2 als minimales Grundrauschen (ohne Vorverstärker), ausgedrückt durch die Varianz des Quantenstroms und B ist die Bandbreite, mit der gemessen wird. Die auf das Detektorelement auftreffende Photonenstrahlung mit der Frequenz ν und der konstanten Leistung P_s erzeugt einen bestimmten Elektronenfluss, wobei ein Photon mit einem (Quanten)wirkungsgrad η in ein freigesetztes Elektron umgewandelt wird.

Zur Charakterisierung von Detektoren und zum Vergleich derer Qualität sind folgende Begriffe gebräuchlich: Die rauschäquivalente Leistung NEP (noise equivalent power) ist die Leistung, bei der sich eine Signal/Rausch-Verhältnis von eins ergibt und wird proportional zur Bandbreite der Messung angegeben:

$$NEP = \frac{2 h \nu B}{\eta} \quad (1.39)$$

Die spektrale Empfindlichkeit gibt das relative Ausgangssignal als Funktion der Wellenlänge des Ausgangssignals an. Bei Photonendetektoren steigt üblicherweise die Empfindlichkeit mit zunehmender Wellenlänge ungefähr linear an. Das Signal hängt direkt von der Rate der auftreffenden Photonen ab und diese steigt mit der Abnahme der Photonenenergie bei konstanter Gesamtstrahlleistung. Erreicht die Wellenlänge schließlich die Bandkantenenergie, fällt die Empfindlichkeit rapide ab.

Die Responsivität $R(\lambda, f)$ gibt das Ausgangssignal (Spannung U , Strom i) eines Detektors relativ zur einfallenden Leistung P bei der Wellenlänge λ und der Modulationsfrequenz f der Strahlung an. Die Einheit der Responsivität wird je nach Beschaltung des Detektors in A/W oder V/W angegeben, also $R(\lambda, f) = U/P$ oder $R(\lambda, f) = i/P$.

Die Detektivität D^* ergibt sich aus der absoluten rauschäquivalenten Eingangsleistung $NEP_{abs} = NEP \sqrt{B}$ relativ zur Wurzel der Bandbreite B und zur Wurzel der Detektorfläche A . Sie wird bei einer bestimmten Wellenlänge, meist der Peak-Wellenlänge (höchste spektrale Empfindlichkeit) und bei einer bestimmten optischen

(Chopper-)Modulationsrate angegeben $D^* = \sqrt{A B} / NEP_{abs}$. Die Einheit ist dann $cm \text{ Hz}^{1/2} W^{-1}$. Alternativ dazu

verwendet man Schwarzkörperstrahlung zur Charakterisierung von Detektoren, dabei wird anstelle der Peakwellenlänge die Strahlertemperatur angegeben. Typische Verhältnisse sind dabei $D^*(5 \mu m) / D^*_{Black-Body}(500 K) = 6$, oder $D^*(10 \mu m) / D^*_{Black-Body}(500 K) = 2$. Für einen vollständigen Vergleich muss im Allgemeinen

der radiale Einfallswinkel der Strahlung (field of view) miteinbezogen werden.

- Quantenrauschen

Hat seine Ursache in der Quantisierung elektromagnetischer Strahlung in Photonen beziehungsweise von Strom in diskrete Ladungsträger. Das Auftreten dieser Quanten erfolgt zufällig mit einer statistischen Poisson-Verteilung von:

$$p(k, \tau) = \frac{(\bar{r}\tau)^k e^{-\bar{r}\tau}}{k!} \quad (1.40)$$

Dabei ist P die Wahrscheinlichkeit, dass k Ereignisse im Zeitraum τ eintreten, bei einer mittleren Rate von Ereignissen \bar{r} . Die Poisson-Verteilung besitzt die Eigenschaft, dass die Fluktuationen der mittleren quadratischen Abweichungen in einem bestimmten Zeitintervall τ gleich ihrem Mittelwert sind. Für die Ereignisse r gelten dann: $\overline{(r-\bar{r})^2} = \bar{r}$. Eine konstante in den Detektor einfallende Strahlung erzeugt durch die Photonen eine Elektronenrate $\bar{r} = \eta P / (h\nu)$ mit dem Planck'schen Wirkungsquantum h. Im Detektor entsteht dann ein mittlerer Strom $\bar{i} = \bar{n} e / \tau = \eta e P / (h\nu)$, dessen Rauschen mit seiner Varianz \bar{i}_n^2 beschrieben wird. Bei einem 100% sinusförmig modulierten optischen Signal ist dann der mittlere Strom gerade das $\sqrt{2}$ fache der mittleren optischen Eingangsleistung. Nach [Kin-58] ist das gemessene Rauschen in Abhängigkeit der Bandbreite B²:

$$\bar{i}_n^2 = \frac{e^2}{\tau^2} \bar{n} = 2 e B \bar{i} = 2 e^2 \eta B \frac{P}{h\nu} \quad (1.41)$$

mit der mittleren Zahl \bar{n} der im Messintervall τ erzeugten Elektronen der Elementarladung e. Das Quantenrauschen besitzt ein konstantes 'weißes' Rauschspektrum.

- Thermisches Rauschen

Tritt beim Stromfluss durch einen Widerstand infolge der statistischen thermischen Bewegung der Ladungsträger auf. Nach [Key-59] beträgt die Rauschleistung P_n eines Stromes durch einen Widerstand R der Temperatur T bei der Bandbreite B: $P_n = k T B$. Dieses thermische Rauschen ist ebenfalls ein 'weißes' Rauschen, der zeitliche Mittelwert ist gleich Null. Das entsprechende Stromrauschen im Kurzschluss ist

$i_n = \sqrt{4kT B/R}$, wobei hier i_n die Wurzel der Rauschstromvarianz bezeichnet.

- Generations- Rekombinations – Rauschen

Tritt bei Halbleiterdetektoren durch die statistische thermische Anregung und Rekombination von freien Ladungsträgern auf. Für extrinsische Photoleiter ergibt sich nach [Key-59] der Rauschstrom:

$$i_n = 2 I_B \sqrt{\frac{\tau B}{N_0(1 + \omega^2 \tau^2)}} \quad (1.42)$$

Dabei ist I_B der Vorstrom (Biasstrom), R der Widerstand des Detektorelements, τ die Lebensdauer, N_0 die Anzahl der freien Ladungsträger und ω die Kreisfrequenz der Strahlung.

- 1/f – Rauschen (flicker noise)

² Die effektive Bandbreite B eines integrierenden Filters der Messdauer τ wie das Detektorelement wird hier mit $B = 1 / 2 \tau$ angegeben.

Eine zufriedenstellende Theorie konnte dafür bisher noch nicht formuliert werden, da seine Ursache noch nicht vollständig geklärt ist. Es tritt jedoch meist in Anwesenheit von Potentialbarrieren an Kontakten oder im Inneren auf und ist typisch für die Einwirkung thermischer Fluktuationen. Für das Stromrauschen ergibt sich nach [Key-59] folgender Zusammenhang:

$$i_n = \sqrt{\frac{K_1 I_B^\alpha B}{f^\beta}} \quad (1.43)$$

Dabei ist K_1 ein Proportionalitätsfaktor, I_B der Biasstrom, und f die Frequenz; für die Exponenten ergeben sich meistens typische empirische Werte von $\alpha \simeq 2$ und $\beta \simeq 1$.

In der Praxis begrenzen neben der dauernd präsenten Hintergrundstrahlung das Generations- Rekombinations- und das $1/f$ – Rauschen die reale Messung maßgeblich. Infrarotdetektoren besitzen normalerweise einen

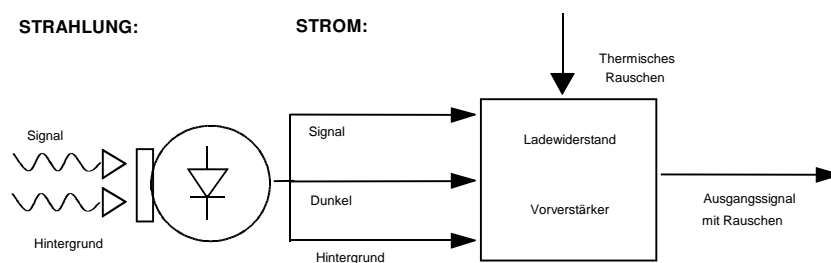


Abbildung 1.20: Prinzipieller Detektionsprozess einer Photodiode. Das Signal vom Detektor wird im wesentlichen unterschieden in Stromkomponenten des detektierten Signals, des detektierten Hintergrundes und die intern produzierte Dunkelstromkomponente. Das Gesamtrauschen dieser Stromkomponenten wird zusätzlich mit einem Rauschteil durch den Vorverstärker beaufschlagt bzw. verfälscht.

bis zu wenigen MHz dominanten invers abfallenden $1/f$ -Rauschteil; zu höheren Frequenzen hin fällt die Amplitude des Rauschstroms in zwei groben Stufen ab. Bei mittleren Frequenzen wird das Rauschen bestimmt durch das Generations- Rekombinations – Rauschen zusammen mit dem thermischen Rauschen, bei noch höheren Frequenzen dominiert nur noch das thermische Rauschen, letztendlich begrenzt durch das Quantenrauschen. Ein 'idealer' Detektor ist nur noch durch das Quantenrauschen begrenzt, diesem sehr empfindlichen Zustand kommt man mit der Heterodyn - Detektion dank ihres hohen Konversionsfaktors zwischen Eingangsleitung und der entstehenden Zwischenfrequenz, wie im nachfolgenden Kapitel beschrieben, bereits sehr nahe.

In der Praxis kann das vom Detektorelement kommende Stromsignal aufgeteilt werden in die Komponente des detektierten Signals, des detektierten Hintergrundes und in einen Dunkelstrom (Leckstrom). Der Dunkelstrom basiert neben verschiedenen Diffusionseffekten im wesentlichen auf thermische Generation von Elektron-Loch-Paaren in der Verarmungszone des pn-Überganges. Er stellt einen quasikonstanten DC-Anteil des Ausgangssignals dar, der durch das Anlegen einer inversen Biasspannung noch verstärkt wird. Ein Dunkelstrom ist permanent auch ohne Messsignal vorhanden. Die Hintergrundstrahlung setzt sich zusammen aus der Reststrahlung registriert im Betrachtungswinkel des Detektorelements und Strahlung aus dem umgebenden

Gehäuse. Die einzelnen Rauschterme der drei Signalkomponenten addieren sich dabei quadratisch, die Wurzel der Summe ergibt letztendlich das Gesamtdetektorrauschen, welches wiederum eine Funktion der Modulationsfrequenz, der Biasspannung und der Detektorfläche ist.

In Abb. I.20 ist ein typischer Detektionsprozess dargestellt. Insbesondere der Vorverstärker mit einem Ladewiderstand R_L zum Detektorelement hin und einem entsprechenden Ausgangswiderstand erzeugen weiteres thermisches Rauschen. Um ein bestimmtes SNR zu erhalten, ist nach [Sze-57] ein Minimum an optischer Leistung erforderlich:

$$(P_{opt})_{min} = \frac{2h\nu B}{\eta} \text{SNR} \left\{ 1 + \sqrt{\frac{I_{eq}}{\text{SNR} e B}} \right\} \quad (I.44)$$

Dabei ist $I_{eq} = I_b(\text{Hintergrund}) + I_d(\text{Dunkel}) + 2kT/eR_{eq} + \bar{i}_i^2/2eB$ mit $1/R_{eq} = (1/R_L) + (1/R_i)$; R_L ist der Ladewiderstand und R_i der Eingangswiderstand des Vorverstärkers. Unter der Annahme, dass $I_b = I_d = 1 \mu\text{A}$, $i_i = 0$ und $R_i = 50 \Omega$ beträgt, ist der äquivalente Strom I_{eq} nur noch dominiert durch das Johnson-Rauschen und beträgt $I_{eq} \approx 1 \text{ mA}$.

2.2 Heterodyndetektion

Bei der inkohärenten Detektion (Direktempfang) wird die auf das Detektorelement auftreffende Strahlung gesammelt und in vom Detektor abgegebene Leistung umgewandelt. Das Verhältnis zwischen Detektorfläche und kleinerem Spotdurchmesser ist nahezu irrelevant bezüglich des Detektorsignals und kann beliebig groß gewählt werden. Auch muss der Detektor nicht genau im Fokus des konvergierenden Strahls stehen. Da die interessierende Information in der Einhüllenden des optischen Signals, also im gemessenen Intensitätsverlauf (Amplitudenmodulation: AM) enthalten ist, ist die aktuelle Phasenlage bedeutungslos. Die Phaseninformation des optischen Signals und die Momentanfrequenz gehen bei diesem Verfahren verloren.

Das kohärente Detektionsverfahren dagegen nutzt die Kohärenzeigenschaft zweier optischen Strahlen und ermöglicht zum Beispiel durch additive Überlagerung einer optischen Signalquelle (S) mit einem kohärenten lokalen Oszillator und anschließender nichtlinearer Detektion die Erzeugung von Mischfrequenzen. Bei kohärentem Überlagerungsempfang ist die Information je nach Modulation in der Amplitude, der Frequenz oder der Phase des Lichts enthalten.

Damit die Strahlen interferieren können, ist es bei der Überlagerung notwendig, dass sie über ein bestimmte Strecke annähernd parallel und überdeckend verlaufen. Der energiereiche lokale Oszillator (LO) dient bei diesem Detektionsverfahren zur Referenz für Frequenz und Phase. Im einfachen monochromatischen Fall kann für das E-Feld beider Signale $E(t) = E_0 \cos(2\pi\nu t + \phi)$ angesetzt werden. Der Photodetektor stellt ein nichtlineares Element dar, dessen Ausgangsstrom $I_b(t)$ quadratisch vom eingestrahltten Feld abhängt. Sein nichtlinearer Effekt besteht darin, dass sich der Photostrom linear zur Lichtintensität und somit quadratisch zur Feldstärke verhält. Das Quadrieren im Zeitbereich äußert sich im Frequenzbereich als Faltung. Dabei entstehen bei rein reeller Rechnung Mischterme bei den Differenzfrequenzen und bei den Summenfrequenzen. Bei der Überlagerung der zwei elektrischen Felder E_s und E_o von Signal und lokalem Oszillator ergibt sich idealerweise für das Quadrat der Feldstärkensumme der Ausdruck:

$$\begin{aligned}
 I_D(t) \propto & \frac{1}{2} E_{0,s}^2 + \frac{1}{2} E_{0,lo}^2 + E_{0,s} E_{0,lo} \cdot \cos(\phi_s(t) + 2\pi(\nu_s - \nu_{lo})t) \\
 & + E_{0,s} E_{0,lo} \cdot \cos(\phi_s(t) + 2\pi(\nu_s + \nu_{lo})t) \\
 & + \frac{1}{2} E_{0,s}^2 \cdot \cos(2\phi_s(t) - 4\pi\nu_s t) + \frac{1}{2} E_{0,lo}^2 \cdot \cos(4\pi\nu_{lo} t).
 \end{aligned}
 \tag{I.45}$$

Die in diesem Term entstehende Zwischenfrequenz $\nu_{if} = |\nu_{lo} - \nu_s|$ ist gerade die Differenz der Trägerfrequenzen von S und LO (das System kann dabei nicht unterscheiden zwischen $\nu_{if} = \nu_{lo} - \nu_s = \nu_s - \nu_{lo}$, d.h. in welche Richtung die Signalfrequenzen relativ zum lokalen Oszillator verschoben ist) und liegt damit in einem wesentlich niedrigeren Frequenzbereich als die ebenfalls entstehende Summenfrequenz. Die Zwischenfre-

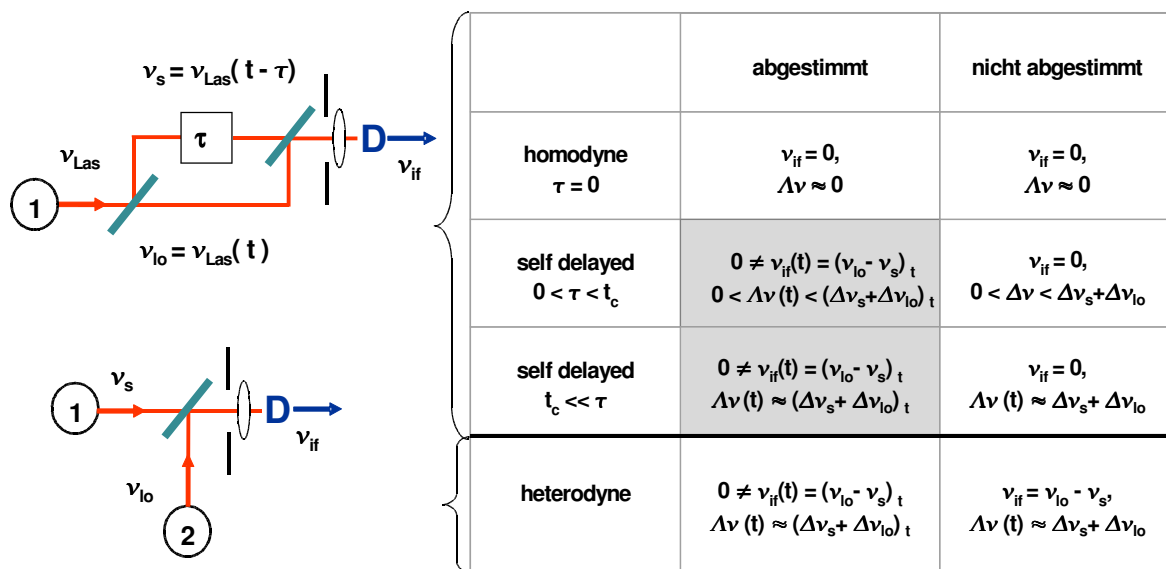


Abbildung I.21: Mögliche Anordnungen zur optischen Überlagerung zweier Signale mit den Frequenzen ν_s und ν_{lo} und den Linienbreiten $\Delta\nu_s$ und $\Delta\nu_{lo}$ der Emission. Prinzipiell wird dabei zwischen Homodyn- und Heterodynverfahren (links oben und unten) unterschieden. Die Signalkomponenten werden zunächst in einem Strahlteiler optisch überlagert und dann über eine Abbildung auf den Detektor D fokussiert. Das Interferenzsignal wird im Detektor nichtlinear registriert; nur die dabei erzeugte Differenzfrequenz ν_{if} kann auf Grund der Tiefpasswirkung zeitlich aufgelöst werden. Das resultierende Mischspektrum mit Breite der $\Delta\nu$ hängt von der relativen zeitlichen Verzögerung τ der Teilstrahlen zueinander und der Kohärenzzeit t_c ab.

quenz wird so gewählt, dass sie innerhalb der Bandbreite des Mischdetektors liegt und sich auflösen lässt. Der Detektor wirkt damit gegenüber den höher liegenden Ursprungs- und Mischfrequenzen als Tiefpass, beziehungsweise Integrator mit einer Zeitkonstante invers der Bandbreite des Detektorsystems. Die Phaseninformation bleibt aufgrund der kohärenten Überlagerung erhalten. Sowohl die Amplituden-, als auch die Phaseninformation des zu messenden Signals lassen sich so bei kohärenter Überlagerung mit normaler niederfrequenter Elektronik verarbeiten. Für eine optimale Ausgangsleistung am Detektor müssen in der Praxis noch

zusätzlich die Polarisationswinkel übereinstimmen. Dies kann durch Polarisationsdreher (z.B. $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Platten) erreicht werden.

Die genannte Überlagerung zweier Lichtstrahlen mit anschließender Quadrierung durch einen breitbandigen Detektor wird allgemein als Heterodyndetektion bezeichnet (siehe Abb. I.21 links unten). Dabei ist es gleichgültig, ob die optischen Signale von zwei unterschiedlichen Lichtquellen (heterodyne, falls $\nu_{lo} \neq \nu_s$) oder wie zum Beispiel im Falle eines Selbstmischexperiments (homodyne, falls $\nu_{lo} = \nu_s \Rightarrow \nu_{if} = 0$) aus ein und derselben Quelle stammen. Wird dabei ein aus der selben Quelle stammender Strahlenteil zeitlich um τ verzögert und mit sich selbst gemischt (siehe Abb. I.21 links oben), spricht man von einem verzögerten Selbstmischverfahren (self delayed heterodyne).

Bei Heterodynmischung liegt die Mischfrequenz bei einem endlichen Wert $\nu_{if} = \nu_{lo} - \nu_s$ und es ergäbe sich dort im Spektrum eine deltafunktionsartige Mischfrequenz, wenn beide Laser vernachlässigbare Linienbreiten hätten. Oft ist die Linienbreite des Lokaloszillators viel geringer als die des Signals. Dann mischt der LO mit jeder Frequenzkomponente des Signals und die resultierende Mischfrequenz hat damit das selbe Frequenzprofil wie das Ausgangsprofil des Signals. Haben beide vergleichbare Linienbreiten, ergibt sich als Mischspektrum die Faltung beider Linienformen, die in Näherung die Summe beider Linienbreiten besitzt. Bei Homodynmischung mit $\tau = 0$ ist die Mischfrequenz $\nu_{if} = 0$, das Mischsignal hat bei reinem Frequenzrauschen vernachlässigbare Linienbreite. Bei Heterodynmischung wird das Frequenzrauschen in der Mischung als verbreiterte Linie an der Stelle $\nu_{lo} - \nu_s$ mit einer Linienbreite des Frequenzhubs wiedergegeben. Wird nach Aufspalten einer Quelle, wie in Abb. I.21 unten dargestellt, der eine optische Pfad zeitlich derart verzögert, dass die Kohärenzzeit t_c mindestens dreimal kleiner als die Verzögerungszeit τ ist, dann lassen sich beide Strahlen als von zwei unabhängigen Quellen abstammend betrachten. Die spektralen Anteile der Einzelquellen lassen sich entsprechend statistisch unabhängig voneinander überlagern und bleiben in ihrer charakteristischen Verteilung $\Delta\phi$ erhalten [Oko-43], [Ric-48]; eine neue Linienbreite $\Delta\nu$ stellt sich ein. Das neue Mischspektrum entspricht bei völlig inkohärenter Überlagerung gerade der Faltung der beiden individuellen Verteilungen. Mit $0 < \tau < t_c$ ergibt sich ein Mischfall, Abb. I.21 zeigt eine Übersicht.

In den meisten Situationen kann man bei einem Laser von einer dominanten oder gar reinen Phasenstörung ausgehen. Drückt man das analytische Signal des optischen Feldes in komplexer Form aus durch

$E(t) = E_0 \exp i(\omega t + \phi(t))$, wobei Amplitudenfluktuationen bereits vernachlässigt wurden, dann lässt sich das Feld am Mischdetektor beim Selbstmischverfahren beschreiben durch:

$$E_d(t) = \frac{1}{2} A_0 \left\{ e^{i(\omega t + \phi(t))} + e^{i(\omega(t-\tau) + \phi(t-\tau))} \right\}. \quad (I.46)$$

Der Ausgangsstrom I_d am Detektor erhält einen Anteil i_d aus dem Mischterm $E_d(t) E_d^*(t) = |E_d(t)|^2$ nach [Yar-44] mit:

$$i_d(t, \tau) \propto e^{-i\omega\tau} e^{i\Delta\phi(t, \tau)} + c.c., \quad \text{mit} \quad \Delta\phi(t, \tau) \equiv \phi(t) - \phi(t-\tau), \quad (I.47)$$

Die Trägerfrequenz stellt sich bei $\omega_{if} = \omega(t) - \omega(t-\tau)$ ein. In der Praxis besitzen praktisch alle Lasersignale eine endliche Linienbreite, sie werden auch als quasimonochromatisch bezeichnet mit einer spektrale Verteilung beziehungsweise einer optische Linienbreite $\Delta\nu$.

Die meisten monomodalen Laserquellen besitzen als Phasenspektrum eine Lorentzform, bei deren Faltung mit sich selbst die Halbwertsbreite (FWHM) verdoppelt wird:

$$\begin{aligned} \text{Lorentzprofil: } S_L(\nu) &= \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L}{\alpha_L^2 + \nu^2}, & \text{Faltung für } \alpha_L > 0: & FS_L(\nu) = \frac{2}{\pi} \frac{\alpha_L}{4\alpha_L^2 + \nu^2} \\ \text{FWHM: } & 2\alpha_L, & & 4\alpha_L. \end{aligned} \quad (1.48)$$

Für ein Phasenspektrum mit einer Gaußform gilt entsprechend mit der 1/e-Breite α_D :

$$\begin{aligned} \text{Gaußprofil: } S_D(\nu) &= \frac{1}{\alpha_D \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\nu^2}{2\alpha_D^2}}, & \text{Faltung: } & FS_D(\nu) = \frac{1}{2\alpha_D \sqrt{\pi}} e^{-\frac{\nu^2}{4\alpha_D^2}} \\ \text{FWHM: } & 2\alpha_D \sqrt{2 \ln 2}, & & 4\alpha_D \sqrt{\ln 2}. \end{aligned} \quad (1.49)$$

Bei Mischprofilen wie zum Beispiel dem Voigtprofil wird die Rechnung aufwändiger. Bei einer Selbstmischung, bei der abhängig von der relativen zeitlichen Verzögerung τ eine teilkohärente Beziehung zwischen den Teilstrahlen entsteht, muss das resultierende Mischspektrum vollständig neu interpretiert werden. In [Ric-48], [Gal-49] wurde für eine beliebige Zeitverzögerung der Zusammenhang bzw. ein Ausdruck für ein Spektrum hergeleitet, welches ausschließlich durch Phasenstörungen aufgrund spontaner Emission erzeugt wird (siehe Abschnitt 2.3 „Intensitätsrauschen und Teilinterferenz“).

Sind die überlagerten Strahlen nicht mehr kohärent zueinander, treffen sie in erster Näherung mit zufälliger Phase aufeinander; nach dem klassischen Interferenzverständnis findet keine konstruktive Überlagerung nach dem Strahlteiler mehr statt. Die Intensität am Ausgang eines Interferometers lässt sich ausdrücken mit

$I(\tau) = I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re}\{\Gamma(\tau)\}$, dabei ist Γ im Interferenzterm $2 \operatorname{Re}\{\Gamma(\tau)\}$ die komplexe Kohärenzfunktion, welche definiert ist als die Autokorrelationsfunktion der komplexen Lichtwelle E_1 :

$$\Gamma(\tau) \equiv \langle E_1^*(t) E_1^*(t-\tau) \rangle = \lim_{T_m \rightarrow \infty} \frac{1}{T_m} \int_{-T_m/2}^{T_m/2} E_1^*(t) E_1^*(t-\tau) dt \quad (1.50)$$

Bei völliger Inkohärenz bleibt am Interferometerausgang nur die Summe der einzelnen Intensitäten übrig. Der komplexe Grad der Kohärenzfunktion ist die normierte Kohärenzfunktion: $\gamma(\tau) = \Gamma(\tau) / \Gamma(0)$. Beide Funktionen existieren nur indirekt durch den Interferenzterm in der Beschreibung der Interferometerintensität. Die Kontrastfunktion $K(\tau)$ ergibt sich bis auf einen Vorfaktor aus dem Betrag des komplexen Kohärenzgrades

$K(\tau) \propto |\gamma(\tau)|$. Für quasismonochromatisches Licht, dessen Kohärenzfunktion langsam spiralförmig auf den Nullpunkt zuläuft, ist die Kontrastfunktion eine exponentiell langsam abfallende Funktion [Lau-47]. Die Fouriertransformation dieser Funktion ergibt wiederum eine Lorentzform. Viele natürliche und künstliche Lichtquellen wie zum Beispiel eine Quecksilberdampf-Spektrallampe besitzen eine monoton abfallende Kontrastfunktion.

An dieser Stelle relativiert sich etwas der klassische Begriff der Kohärenzlänge, die sich mit $l_c = c \cdot t_c$ direkt aus der Kohärenzzeit bestimmen lässt. Die Vorstellung, dass zwei optische Strahlen (gleicher Frequenz!) mit einer relativen Zeitverzögerung zueinander größer als ihre Kohärenzzeit nicht mehr konstruktiv interferieren, ist nur korrekt, wenn sie eine monoton abfallende Kontrastfunktion besitzen. Trotzdem können zwei Strahlen, auch wenn sie länger als ihre Kohärenzzeit zeitlich versetzt sind, eine mehr oder weniger konstante Phasenbezie-

hung zueinander bzw. eine Kohärenz haben. Dies ist insbesondere der Fall, wenn die Responsezeit des Detektors deutlich kleiner ist, als die Kohärenzzeit der Strahlen zueinander. Die statistischen Fluktuationen der Trägerfrequenzen bleiben dabei immer noch dekorreliert. Die allgemeine Definition für die auf den Detektor fallende Intensität $I = \epsilon_0 c E^2 \propto E_0 E_0^* = |E_0|^2$ beinhaltet eine zeitliche Mittelung über die Zeit, da der Detektor die Lichtfrequenz nicht auflösen kann. Für den dynamischen Fall empfiehlt es sich, eine Art Kurzzeitintensität einzuführen:

$$I(t; T_m) = \frac{1}{T_m} \int_{t-T_m/2}^{t+T_m/2} E(t') E^*(t') dt'. \quad (1.51)$$

Bei zwei unterschiedlichen Trägerfrequenzen zum Beispiel entsteht als Überlagerung ein Schwebungssignal bzw. eine niederfrequente Differenzfrequenz ν_{if} , über die Kohärenzfunktion (hier als Kreuzkorrelation) ergibt sich als Kontrastfunktion nach (1.50) der Betrag einer Kosinusfunktion:

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau) &= \lim_{T_m \rightarrow \infty} \frac{1}{T_m} \int_{-T_m/2}^{T_m/2} [E_0^* e^{i\omega_1 t} + E_0^* e^{i\omega_2 t}] \cdot [E_0^{-\omega_1(t+\tau)} + E_0^{-\omega_2(t+\tau)}] dt \\ &= |E_0|^2 [e^{-i\omega_1 \tau} + e^{-i\omega_2 \tau}], \end{aligned} \quad (1.52)$$

mit $\Gamma(0) = 2|E_0|^2$ gilt dann für die Kontrastfunktion:

$$K(\tau) = |\gamma(\tau)| = \frac{1}{2} |e^{-i\omega_1 \tau} + e^{-i\omega_2 \tau}| = \left| \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \tau\right) \right|. \quad (1.53)$$

Die Funktion verläuft demnach periodisch, als Maß für die Kohärenzlänge kann die erste Nullstelle festgelegt werden.

Unterschiedliche Trägerfrequenzen lassen sich in einem Selbstmischexperiment entweder durch einen Akustischen-Modulator oder, wie später noch beschrieben wird, durch die Frequenzmodulation der Quelle selbst erzeugen; zum Beispiel läßt sich eine Laserdiode über den Injektionsstrom abstimmen. Wie in Abb. 1.22 anschaulich dargestellt, ist damit nach der Überlagerung zweier zeitlich zueinander verzögerten Teilstrahlen der resultierende Frequenzunterschied abhängig von der konstanten Zeitverzögerung τ und der Abstimmgeschwindigkeit. Das Spektrum zu einem gemessenen Zeitpunkt entspricht dabei annähernd der Faltung der spektralen Verteilung zum Zeitpunkt t_n und $(t_n - \tau)$. Annähernd insofern, als abgesehen von Effekten im teilkohärenten Fall, das Spektrum proportional zur Abstimmgeschwindigkeit verschmiert ist. Je nach Bandbreite des Analysefensters und Überlappungsgrad derselben, lassen sich bei der Bestimmung der Linienbreite nur höherfrequente Komponenten im Spektrum der Frequenz- oder Phasenfluktuationen berücksichtigt. Das Spektrum enthält demnach keine Langzeitkomponenten. Wie sich im Verlaufe der Arbeit zeigt, lassen sich „Langzeitfluktuationen“ (niederfrequenter Bereich der $1/f$ -Rauschkomponenten wie Temperaturdriften, Einfluss von Kühlervibrationen etc.) durch Mitteln über mehrere Zeit-Frequenzspektren, die repetierend bei gleichbleibender Modulationsform aufgenommen wurden, ebenfalls erfassen. Je kleiner τ , desto genauer entspricht der dynamische Verlauf der Differenzfrequenz der Abstimmrate des Lasers, desto schneller gerät man jedoch in die Situation einer teilkohärenten Überlagerung.

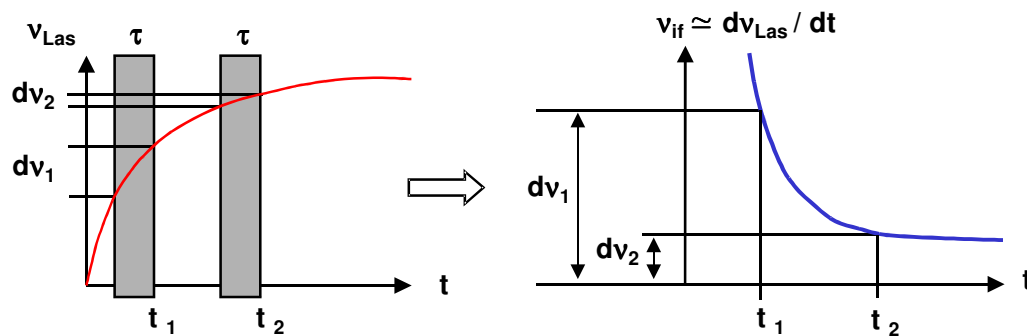


Abbildung I.22: Stimmt die Laserquelle über die Zeit ab, zum Beispiel wurzelförmig (links), dann resultiert der Frequenzverlauf des Mischsignals (rechts) aus den jeweiligen Frequenzdifferenzen dv_n zwischen der aktuellen Frequenz zum Zeitpunkt t_n und der Frequenz zu einem früheren Zeitpunkt $(t_n - \tau)$. Für $\tau \rightarrow 0$ entspricht der Verlauf der Differenzfrequenz der Abstimmrate des Lasers.

Wie auch im vorangegangenen Beispiel angenommen wurde, dass ein relativ langsamer Rampenanstieg in jedem Messintervall Zeit genug für den Halbleiterlaser lässt, sich auf einen stabilen Arbeitspunkt einzuschwingen bzw. durchzustimmen, lassen sich Laser unter einer Pulsmodulation mit Rechteckform bei einer Pulsdauer länger als $5 \mu\text{s}$ ebenfalls quasi-cw betreiben; zumindest gegen Ende der Pulse ist der Zustand des Lasers als stabil zu betrachten. Beim Flankenanstieg am Pulsanfang wird sich der Laser zuerst über Relaxationsschwingungen in eine sich noch ausbildende „Modenstruktur“ einschwingen, um sich dann, nach einer adiabatischen Ausgleichszeit zu stabilisieren (vergleiche Abb. I.22). Beim Flankenabfall wird die Abstimmung in einer Art „freier Fall“ schnell (Ladungsträgermodulation) und dann nach der thermischen Reaktionszeit, abgebremst durch stärker werdende Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern und Phononen, langsamer verlaufen.

Um einen Eindruck der Größenordnung der sich einstellenden Differenzfrequenz zu erhalten, wurde diese mit einem einfachen Modell berechnet und in Abb. I.23 graphisch dargestellt. Bei pulsmodulierten Bleisalzlaser, stellt sich die Differenzfrequenz im wesentlichen aufgrund gewählter Modulationsfrequenz, -strom und -form ein. Für Lasermodulation im Modell wurde eine lineare Rampenform mit 50% Pulsruhezustand angenommen. Da hier nur von einem Laser als Quelle ausgegangen wird, spielt der Grundstrom der Modulation keine Rolle, die Differenzfrequenz bei konstantem Strom ist ohne Abstimmung gleich Null. Aus den für die Standardcharakterisierung unter cw-Bedingung aufgenommenen Modenkarten lässt sich die Modenabstimmung von ungefähr $m_m = 44 \text{ cm}^{-1}/\text{mA}$ ablesen. Die zeitliche optische Verzögerung zwischen den beiden Teilstrahlen, bevor diese sich miteinander mischen, beträgt im Modell $\Delta t = L/c = 70 \text{ m}/c = 233 \text{ ns}$. Für Modulationsfrequenzen unter 500 kHz kann die Modenabstimmung m_m bei Rampenmodulation als annähernd konstant angenommen werden. Der Rampenstrom bestimmt die Steigung der Rampe und somit die resultierende Differenzfrequenz. Um Mischsignale mit einem Detektor mit einer Bandbreite von 1GHz noch zeitlich auflösen zu können, ist nur der Bereich links von der gestrichelten Linie wie in Abb. I.23 eingezeichnet zulässig.

Die zeitliche Verzögerung selbst lässt sich auf unterschiedliche Weise realisieren. Bei schmalbandigen Quellen wird in der Regel eine lange Verzögerung benötigt, da zur einfachen Auswertung des reinen Phasenspektrums

die Signalanteile deutlich inkohärent überlagert werden müssen. Dafür bieten sich Faserstrecken bis zu einigen Kilometern an. Der Nachteil liegt im Infraroten in der starken Dämpfung und Dispersion innerhalb der Faser. Die in dieser Arbeit verwendete optische Verzögerung besteht aus einer Whitezelle. Die reine Laufzeitverzögerung findet in Luft bzw. NO_2 statt und entsteht durch Mehrfachreflexion an Spiegeln innerhalb der Zelle.

Eine weitere oft verwendete Methode zur Erzeugung eines Mischspektrums mit einer Zwischenfrequenz ungleich Null ist der Einsatz eines Akusto-Optischen-Modulators (AOM) in einem der beiden optischen Strahlverläufe. Das Prinzip beruht auf der

Beugung an einem optischen Gitter, welches

durch eine akustische stehende Welle innerhalb des Modulationskristalls erzeugt wird; die akustische Welle erzeugt aufgrund der Dichteschwankungen eine gitterähnliche Brechungsindexstruktur. Der gebeugte Lichtstrahl wird aufgrund des Doppler-Effekts proportional zur Modulationsfrequenz des AOM's in der Frequenz verschoben. Eine optische Dekorrelation findet dabei jedoch nicht statt, d.h. zur inkohärenten Überlagerung in einem Selbstmischexperiment wird immer noch eine zusätzliche Laufzeitverzögerung benötigt. Ein weiterer Aspekt bei der Heterodyndetektion ist die erreichte Effizienz, die stark von der richtigen Überlagerung und Überdeckung der Strahlen abhängt. Die Überlagerung der Strahlung des Signaloszillators (SO) mit der des Lokaloszillators (LO) muss ohne größere Wellenfrontverkipfung (wegen Interferenz-Auslöschungen) und mit gleicher räumlicher Verteilung beider Strahlen geschehen. Zusätzlich müssen die Polarisationswinkel der SO- und LO-Strahlen übereinstimmen. Dies kann durch Polarisationsdreher wie $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Platten erreicht werden. Bei den meisten optischen Heterodynexperimenten in der Datenübertragung oder Astronomie hat man zum Beispiel beim LO eine gaußförmige radiale und beim SO aufgrund der runden Apertur in der Empfängeroptik eine sombrero-förmige Feldverteilung (Airyfunktion). Es treffen somit SO- und LO-Feldvektoren mit unterschiedlichen räumlichen Amplitudenverteilungen zusammen, weswegen sich die Überlagerungsausbeute verschlechtert. Der resultierende Strom zweier Feldstärken berechnet sich nach [Cho-33] zu:

$$i_h(t) = \left(\frac{e c \epsilon_0}{h \nu} \right) \iint_A \eta(r) E_{0,s}(r) E_{0,l}(r) \cos(|\omega_{lo} - \omega_s| t) dA, \quad (1.54)$$

dabei wurde angenommen, dass die monochromatischen Felder ($|\mathbf{E}_{lo}(r, t)| = E_{0,lo}(r) \cos(\omega_{lo} t)$) sich im wesentlichen normal in Richtung Detektoroberfläche hin bewegen und dass sich die Krümmung der Phasenfronten über die Detektorfläche hinweg vernachlässigen lässt. Die Quanteneffizienz η des Detektors kann dabei vom Ort auf der Detektoroberfläche abhängig sein.

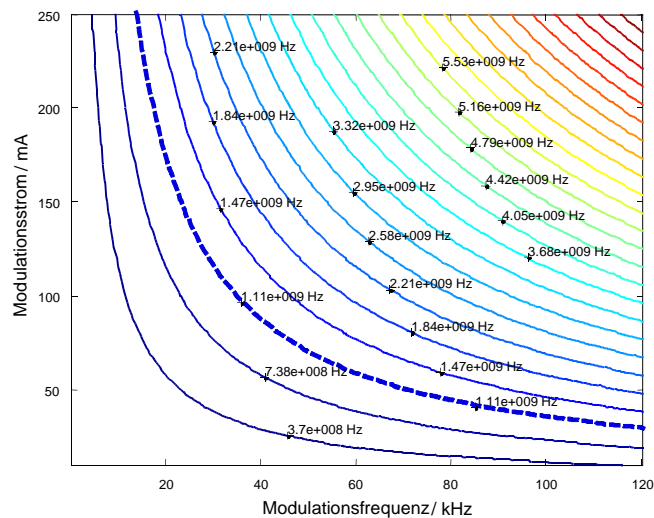


Abbildung I.23: Kurven gleicher Differenzfrequenz für Modulationsstrom und -frequenz. Die optische zeitliche Verzögerung beträgt bei diesem Modell 233 ns und die Modenabstimmrate $44 \text{ cm}^{-1}/\text{mA}$.

Die Heterodyneeffizienz η_h ist das Verhältnis zwischen der empfangenen elektrischen Leistung der Zwischenfrequenz i_h^2 (kohärente Leistung) und der bei optimaler Anpassung des Strahlprofils möglichen elektrischen Leistung i_n^2 (inkohärente Leistung). Sie ist also von beiden Strahlprofilen bzw. Feldverteilungen, der flächenabhängigen Responsivität (somit auch Geometrie der Detektorflächen) und von der Fehlanpassung der Phasenfronten abhängig. Allgemein lässt sich die Heterodyneeffizienz für komplexe, gestörte Feldverteilungen beschreiben mit:

$$\eta_h = \frac{\left| \iint_A \eta(r) \mathbf{E}_{lo}^*(r) \cdot \mathbf{E}_s(r) dA \right|^2}{\iint_A \eta(r) \mathbf{E}_{lo}(r) \cdot \mathbf{E}_{lo}^*(r) dA \iint_A \mathbf{E}_s(r) \cdot \mathbf{E}_s^*(r) dA} \quad (1.55)$$

Damit ist das Signalrauschverhältnis nach Gleichung (1.38) bestimmt durch: $SNR_n = i_h^2 / i_n^2 = P_s \eta_h / (h \nu B)$.

S. Cohen [Coh-51] hat in seiner Arbeit zum Beispiel die Überlagerungseffizienz (η_h) bei verschiedenen Kombinationen von Feldverteilungen in Abhängigkeit von der Wellenfrontverkipfung berechnet. Diese Effizienz entspricht einem normierten zweidimensionalen Korrelationsbetrag. Bei Überlagerung von zwei gleichartig verteilten Strahlen ohne Winkelfehler (z.B. Gauß-Gauß) ergibt sich wegen der Deckungsgleichheit immer eine Effizienz von eins. Für den Fall Airy(SO)-Gauß(LO) ergibt sich bei idealem Verhältnis der Intensitätsverteilungen eine Effizienz von 82%. Das bedeutet, dass wegen der unterschiedlichen Formen von rotationssymmetrischen Gauß und Airy die Überlagerungseffizienz 18% unter dem Idealfall liegt. Bei einem schrotrauschbegrenztem Empfänger erhöht sich dadurch der relative Schrotrauschanteil am Photostrom. Für das optimale Größenverhältnis zwischen der Gaußschen Strahltaile w_0 und dem Airyspot gibt [Coh-51] folgenden Zusammenhang an: $w_0 = 0,71 * \lambda * F$, hierbei ist F die F-Zahl der Airyfunktion. Daraus ergibt sich, dass der $1/e^2$ - Radius der Gaußintensität bei 58% vom Radius der ersten Nullstelle der Airyfunktion liegen muss.

In [Van-46] und [Yur-52] wird ebenfalls die optimale Detektorgröße bzw. Heterodyneeffizienz bei unterschiedlichen Feldtypen untersucht. Dabei spielen nicht nur Phasenfronten, sondern auch räumliche Kohärenz eine entscheidende Rolle. Auf die detaillierten und teilweise recht aufwendigen Rechnungen soll hier nicht näher eingegangen werden. Wie in Abb. 1.24 schematisch dargestellt, können sich bei Überlagerung zweier Wellenfronten bei kleinen Winkelverkipnungen bereits räumliche Frequenzen auf der Detektoroberfläche einstellen. Bei zwei ebenen Wellenfronten zum Beispiel ist der maximal zulässige Winkel θ zweier Wellenfronten für einen Detektor mit der Größe h gerade $\theta = \lambda / 2h$. Ist $\theta \gg \lambda / 2h$, dann treten viele räumliche Interferenzschwingungen über der Detektoroberfläche auf (genauer über der Apertur) und der Kreuzterm ist sehr klein; da sich die einzelnen Streifen herausmitteln. Mit kleiner werdendem θ reduziert sich auch die räumliche Frequenz bis $\theta = \lambda / 2h$, so dass nur noch eine halbe Welle über der Detektoroberfläche übrig bleibt.

Interessant ist der Vergleich zwischen dem Signalrauschverhältnis von inkohärenter Detektion und kohärenter Heterodyndetektion in Radarsystemen:

$$SNR_{inc} = \frac{\eta_D P_s^2}{h \nu [2B(P_s + P_{bk})] + k_1 P_{dk} + k_2 P_{th}}, \quad (1.56)$$

$$SNR_{coh} = \frac{\eta_D P_s P_{lo}}{h \nu B [P_{lo} + P_s + P_{bk}] + k_3 (P_{dk} + P_{th})}.$$

Dabei ist P_s die empfangene Signalleistung, P_{lo} die Leistung des LO, P_{dk} die äquivalente Leistung des Dunkelstroms $A_D B / (D^*)^2$, A_D die Detektorfläche in cm^2 , P_{th} die äquivalente Leistung des thermischen Rauschens des Empfängers $4kTB \cdot NF / R_L$, NF ist der Rauschfaktor des Empfängers ('noise figure') und $k_1 - k_3$ sind unterschiedliche Empfindlichkeitsfaktoren. Im inkohärenten Detektionssystem geht das empfangene Signal

quadratisch im Zähler mit ein, Hintergrundleistung und Signalleistung tauchen im Nenner als zusätzliche Rauschterme im Detektionsprozess auf, da die auftreffende Photonenzahl zufällig verteilt ist (Poissonrauschen). Im kohärenten System geht im Nenner zusätzlich die lokale Oszillatorleistung als Rauschquelle mit ein, der Zähler ist allerdings das Produkt der Leistungen von SO und LO. Wird die Leistung des LO so weit angehoben, dass er die anderen Rauschterme dominiert, dann heben sich die Rauschanteile des LO im Zähler und Nenner heraus. SNR_{coh} ist dann direkt proportional zur empfangenen Signalleistung, zusätzlich wird das kohärente Detektionssystem immun gegenüber dem Hintergrundrauschen, da nur die kohärenten

Signalanteile effektiv detektiert werden. Das System wird deutlich empfindlicher. Durch Anheben der LO-Leistung wird eine durch Quantenrauschen (Schrot-Rauschen = shot noise) begrenzte Detektion erreicht und der SNR_{coh} – Ausdruck vereinfacht sich zu $SNR_{coh} = SNR_h = P_s \eta_D / (h \nu B)$. Dieses Limit korrespondiert mit der Auflösungszeit $1/B$ des Systems und kann durch Integration über eine gewisse Zeit τ mit einem Faktor $(\tau/B)^{1/2}$ verbessert werden [Abb-61]. Die ideale minimal detektierbare Leistung lautet dann bei einem SNR von eins und idealer Quanteneffizienz $\eta_D = 1$: $P_{s,min} = h \nu \sqrt{\tau/B}$ (in W). Prinzipiell lassen sich monomode Diodenlaser des mittleren Infrarot als LO für eine Heterodynüberlagerung verwenden, die geringe Ausgangsleistung von wenigen hundert μW reicht jedoch nicht aus, um in einen durch Schrotrauschen begrenzten Betrieb zu gelangen. Bei schwachen Signalen muss das Detektorrauschen mitberücksichtigt werden.

Analog zu Ausdruck (1.47) entsteht durch heterodynes Überlagern zweier abgestimmter Quellen am Vorverstärker eine Ausgangsspannung V mit einer Differenzfrequenz ν_0 („beat signal“ oder „radio frequency (rf) beat note“) und einer Differenz der individuellen Phasen $\Delta\phi$:

$$V(t) = \rho_D(\nu_0) V_0(t) \sin(2\pi \nu_0(t') + \Delta\phi(t)), \quad (1.57)$$

wobei V_0 die Mischung der Amplitudenfluktuationen der jeweiligen Quellen und ρ_D die dimensionslose Frequenzresponse des Detektors ist. Für $\nu_0 \rightarrow 0$ geht $\rho_D \rightarrow 1$, die Unterscheidung zwischen t und t' soll verdeutlichen, dass es sich hier um verschobene Zeitskalen handelt.

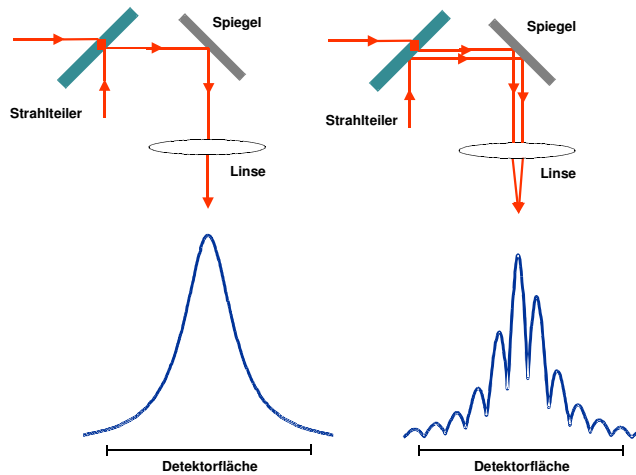


Abbildung 1.24: Fehlanpassung sich überlagernder Strahlprofile. Treffen einer oder beide der beiden Teilstrahlen in einem Winkel relativ zu optischen Hauptachse auf die Detektoroberfläche, so entsteht ein räumliches Interferenzfeld.

Die Differenzfrequenz ändert sich in der Rege deutlich langsamer als die statistisch verteilten unmittelbaren Frequenzfluktuationen $\Delta\nu \ll \nu_0$, gegeben durch die unmittelbare Differenzfrequenz:

$$\nu(t) = \nu_0 + \frac{1}{2} \frac{d\phi(t)}{dt} = \nu_0 + \Delta\nu(t). \quad (1.58)$$

Die gemessene Ausgangsspannung lässt sich in ihrer Frequenz nun entweder im Zeitbereich oder im Frequenzbereich analysieren. Im Zeitbereich ist der relevante Parameter die Varianz, die über mehrere Messwerte der unmittelbaren Frequenz $\nu(t)$ für verschiedene τ ermittelt werden muss. Das Resultat ist eine Form der Allan-Varianz, beschrieben über:

$$\sigma(\tau)^2 = \frac{1}{2} \left\langle \left[\nu_\tau(t) - \nu_\tau(t+\tau) \right]^2 \right\rangle. \quad (1.59)$$

Messtechnisch erweist sich diese Methode allerdings als eher aufwendig, weswegen eine Analyse im Frequenzbereich mittels geeigneter Zeit-Frequenz-Transformation sinnvoll erscheint. Generell lässt sich mit einer derartigen Transformation das Signal in seinem zeitlichen Verlauf auf die darin enthaltene Frequenzkomponenten analysieren.

2.3 Intensitätsrauschen und Teilinterferenz

Wie bereits im vorigen Abschnitt erläutert, entstehen im Falle der kohärenten optischen Überlagerung zweier Strahlen entsprechende Beiträge im dritten Term der Interferenzgleichung $I(\tau_0) = I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re}\{I(\tau_0)\}$. Der Anteil im sogenannten Interferenz- oder Kreuzterm ist proportional zur Restkohärenz und damit abhängig von der Phasenbeziehung zwischen beiden Strahlen. Die quadratische Abhängigkeit des Detektors liefert die Autokorrelation des Phasenrauschens des optisch überlagerten Feldes, was zu einem proportionalen Intensitätsrauschen des Detektorausgangsstroms führt. Ähnlich wie vereinfacht mit Gleichung (1.46) das auf den Detektor auftreffende E-Feld beschrieben wurde, empfiehlt es sich hier den Ansatz unter Einbeziehung der Amplitudenverhältnisse zu wählen. Man geht dabei von einem E-Feld E_d aus, welches aus dem ursprünglichen elektrischen Feld $E(t)$ und einem mit α gedämpften, mit τ_0 zeitverzögerten und mit ω_m frequenzverschobenen Spiegelbild besteht. Für kohärente Empfangssysteme ist $\alpha \ll 1$, für alle anderen Systeme, zum Beispiel phasenmodulierte, selbstverzögerte oder homodyne Systeme kann α alle möglichen Werte bis maximal 1 annehmen. Die folgenden Herleitungen lehnen sich stark an die Arbeit von [Ott-7] an. Um das empfangene elektrische Leistungsdichtespektrum (Empfangsspektrum) zu berechnen, ist es analog zu (1.19) notwendig, die Autokorrelationsfunktion der Intensität zu bestimmen. Mit $S(t) = |E_d(t)|^2 = E_d^*(t) E_d(t)$ ist dann:

$$\begin{aligned} \Psi_{SS}(\tau) &= \left\langle S^*(t) S(t+\tau) \right\rangle = \left\langle E_d^*(t+\tau) E_d(t+\tau) \cdot E_d^*(t) E_d(t) \right\rangle \\ &\text{mit} \quad E_d(t) = E(t) + \alpha E(t+\tau_0) e^{i\omega_m t}. \end{aligned} \quad (1.60)$$

Beim Ausmultiplizieren des Ausdrucks in (1.60) ergeben sich insgesamt $2^4 = 16$ Terme, wovon aber nur 6 einen Betrag ungleich Null liefern. Die anderen 10 Terme sind entweder mit $\exp(i\omega_m t)$ oder $\exp(i2\omega_m t)$ verknüpft, so

dass sie im Mittel null ergeben und somit nicht weiter berücksichtigt werden müssen. Die verbleibenden und vereinfachten Terme sind:

$$\Psi_{SS}(\tau) = E_0^4 \left[(1 + \alpha)^2 + \alpha^2 \cdot \langle r(\tau) \rangle + \alpha^2 \cdot \langle r^*(\tau) \rangle \right], \quad (1.61)$$

$$\text{wobei } \langle r(\tau) \rangle = \left\langle e^{i(\phi(t+\tau+\tau_0) - \phi(t+\tau_0) - \phi(t+\tau) + \phi(t))} \cdot e^{i\omega_m \tau} \right\rangle \text{ ist.}$$

Der Erwartungswert von $r(\tau)$ läßt sich mit Hilfe der Gleichung (1.23) umformen, da auch hier die schon beschriebenen Voraussetzungen bzw. Randbedingungen für deren Einsatz gegeben sind. Angewendet ergeben sich die Ausdrücke:

$$\langle r(\tau) \rangle = e^{-\frac{1}{2} \langle (\phi(t+\tau+\tau_0) - \phi(t+\tau_0) - \phi(t+\tau) + \phi(t))^2 \rangle} \cdot e^{i\omega_m \tau} = e^{p(\tau)} e^{i\omega_m \tau}, \quad (1.62)$$

und

$$\langle r^*(\tau) \rangle = e^{p(\tau)} e^{-i\omega_m \tau}.$$

Das Resultat für die Autokorrelationsfunktion der Intensität lautet dann:

$$\Psi_{SS}(\tau) = E_0^4 \left[(1 + \alpha)^2 + \alpha^2 \cdot e^{p(\tau)} \cdot 2 \cos(\omega_m \tau) \right]. \quad (1.63)$$

Der nächste Schritt ist die Auflösung des Exponenten $p(\tau)$ der e-Funktion. Günstig ist es, ihn durch Terme der im Abschnitt 1.5 „Phasenrauschen und Kohärenz“ hergeleiteten Phasenvarianz darzustellen. Das Empfangsspektrum berechnet sich dann durch Kennwerte des Lasers, wie zum Beispiel die 3dB-Bandbreite oder die Kohärenzzeit. Die Umstellung des Exponenten ist jedoch recht aufwendig, weshalb an dieser Stelle auf eine detaillierte Herleitung verzichtet wird. Prinzipiell wird zuerst das Quadrat innerhalb des Erwartungswertes aufgelöst. Danach muss man das Ergebnis mit quadratischen Ergänzungen versehen, so dass sich einzelne Terme zur Phasenvarianz bei einem bestimmten Wert t zusammenfassen lassen. Das Ergebnis setzt sich dann letztendlich folgendermaßen zusammen:

$$p(\tau) = -\frac{1}{2} \left[2 \langle \Delta \phi(\tau_0)^2 \rangle + 2 \langle \Delta \phi(\tau)^2 \rangle - \langle \Delta \phi(\tau + \tau_0)^2 \rangle - \langle \Delta \phi(\tau - \tau_0)^2 \rangle \right]. \quad (1.64)$$

Unter Annahme eines konstanten Frequenz-Fluktuationsspektrums kann die Beziehung (1.20):

$\langle \Delta \phi(\tau)^2 \rangle = S_{\omega\omega} |\tau| = \Delta \omega |\tau|$ benutzt werden. Nach [Gal-49] entspricht $\Delta \omega$ gerade der modifizierten Shawlow-Townes Linienbreite. Das Ergebnis ist letztendlich die Autokorrelationsfunktion:

$$\frac{\Psi_{SS}(\tau)}{E_0^4} = (1 + \alpha^2)^2 + \begin{cases} 2 \alpha^2 \cos(\omega_m \tau) \exp(-\Delta \omega |\tau|) & \text{für } |\tau| < |\tau_0| \\ 2 \alpha^2 \cos(\omega_m \tau) \exp(-\Delta \omega |\tau_0|) & \text{für } |\tau| > |\tau_0| \end{cases}, \quad (1.65)$$

von der aus über die Fouriertransformation das gesuchte zweiseitige Empfangsspektrum S_{SS} berechnet werden kann. Definiert man eine spektrale Leistungsdichte W nur für die positive Frequenzachse

$W(\omega) = 2 S_{SS}(\omega) = 2 S_{SS}(-\omega)$ für $\omega \geq 0$, dann kann das Spektrum so angegeben werden, wie man es auch mit einem Spektrumanalysator messen würde. Es lautet analog zu [Ric-48] und [Gal-49]:

$$\frac{W(\omega, \tau_0)}{E_0^4} = \left((1 + \alpha^2)^2 \delta(\omega) + 2 \alpha^2 \delta(\omega - \omega_m) e^{-\Delta \omega \tau_0} + 2 \alpha^2 \frac{\Delta \omega / \pi}{\Delta \omega^2 + (\omega - \omega_m)^2} \right) \cdot \left[1 - e^{-\Delta \omega \tau_0} \left(\frac{\Delta \omega}{\omega - \omega_m} \sin((\omega - \omega_m) \tau_0) + \cos((\omega - \omega_m) \tau_0) \right) \right] \quad (1.66)$$

Neben dem hier nicht weiter diskutierten Gleichanteil, entstehen in der Photodiode bei ω_m eine monofrequente und im Falle totaler Dekorrelation eine lorentzförmigen Komponente. Ist keines der beiden optischen Felder oder Signale verzögert, d.h. sind sie absolut korreliert ($\tau_0=0$), dann wird der quasilorentzförmige Anteil null und das detektierte Spektrum besteht nur noch aus einem Diracimpuls bei der Frequenz ω_m . Mit zunehmender Dekorrelation kommt es zu einem Leistungstransfer vom monofrequenten zum quasilorentzförmigen Teil. Das Spektrum kann in diesem Fall als eine Überlagerung aus dem schon erwähnten Diracimpuls und einer der Spaltfunktion ähnlichen Funktion angesehen werden, deren Minima im Abstand $1/\tau_0$ liegen. Nach [Ext-50]

kann die Fläche unter dem Heterodynspektrum $\int_0^\infty W(\omega, \tau) d\omega$ als Maß für den interferierenden Anteil beider Signalkomponenten benutzt werden. Dieses Maß ist relativ unabhängig gegenüber der Überdeckung der Strahlen und berücksichtigt indirekt die Responsivität des Detektors. Das Integral repräsentiert die Gesamtleistung des Signals und setzt sich aus dem lorentzförmigen und dem monofrequenten Anteil zusammen (kein DC-Anteil).

Im Falle der Teilkohärenz ist das Ergebnis allerdings sehr empfindlich gegenüber der relative mittleren Phase beider Signalanteile. Um ein stabilisiertes Spektrum zu erhalten, wurde in [Lud-53] bei Zeitverzögerungen kleiner τ_c ein Phasenmodulator in die Verzögerungsstrecke integriert. Dabei wurde pro Kanal eines Spektrumanalysers über mehrere Perioden gemittelt. Es zeigte sich, dass der Lorentzanteil unempfindlich gegenüber der Phasenlage ist. Wird die Quelle wie in den folgenden Experimenten abgestimmt, erfolgt ebenfalls eine relative Phasenverschiebung zueinander. Dies entspricht beispielsweise bei einer Abstimmung über eine Wellenzahl ($\text{cm}^{-1} \cong 30 \text{ GHz}$) bei einer Infrarotlaser von $10 \mu\text{m}$ Wellenlänge einer relativen Verschiebung mit der Größenordnung 10^{-3} . Eine zeitlich aufgelöste Spektralanalyse des Mischsignals zu diskreten Zeitpunkten erfährt demnach eine Mittelung über eine relative Phasenänderung in der Größenordnung 10^{-5} - 10^{-7} , was vernachlässigbar ist. In [Gal-49] wird ähnlich wie Gleichung (I.66) ein Ausdruck für den Homodynfall $\omega_m = 0$ angegeben. Darin steckt im DC-Anteil eine $\cos(\theta)$ -Abhängigkeit und im Mischanteil eine $\cos^2(\theta)$ -Abhängigkeit. Eine Vergleichsrechnung zeigte, dass Phasenänderungen bis 10^{-4} sogar im Deltapeak vernachlässigbar sind. In Abb. I.25 ist das Leistungsspektrum des Mischsignals einer Selbstmischung für verschiedene Linienbreiten (1, 2.5, 5 und 10 MHz) berechnet und dargestellt. Die optische Zeitverzögerung von $\tau_0 = 60 \text{ m}$ bleibt dabei konstant. Die kleinen Einsätze in den jeweiligen Plots repräsentieren die Lineardarstellung. Die Skalierung der y-Achse in Abb. I.25 ist in allen Bildern gleich, logarithmisch in den großen Bildern und linear in den Kleinen; lediglich der erste Einsatz ist mit einem Faktor drei verkleinert dargestellt.

Wie man deutlich sieht, führt eine größere Linienbreite des Lasers zu einer stärkeren Dekorrelation, was durch Verändern der relativen Zeitverzögerung zueinander ebenfalls erreichbar wäre. Der Deltapeak und die Seitensoszillationen bei $1/\tau_0 = 5 \text{ MHz}$ verschwinden allmählich. Ab ungefähr 5 MHz wird eine völlige Dekorrelation erreicht. Das Spektrum wird streng lorentzförmig und entspricht in seiner 3dB-Bandbreite der doppelten Laserlinienbreite, was in diesem Beispiel gerade zufällig der Frequenz der Seitensoszillationen entspricht. Typisch ist allerdings, dass sich die völlige Dekorrelation erst bei einer Zeitverzögerung einstellt, die dem dreifachen der Kohärenzzeit der Laserquelle entspricht. Die in Abb. I.25 gewählte optische Laufzeit von 60 m entspricht einer Zeitverzögerung von 200 ns, die Kohärenzzeit beträgt bei $\Delta\nu_{\text{Las}} = 5 \text{ MHz}$ nach $t_c = (\pi \cdot \Delta\nu_{\text{Las}})^{-1}$ gerade 64 ns.

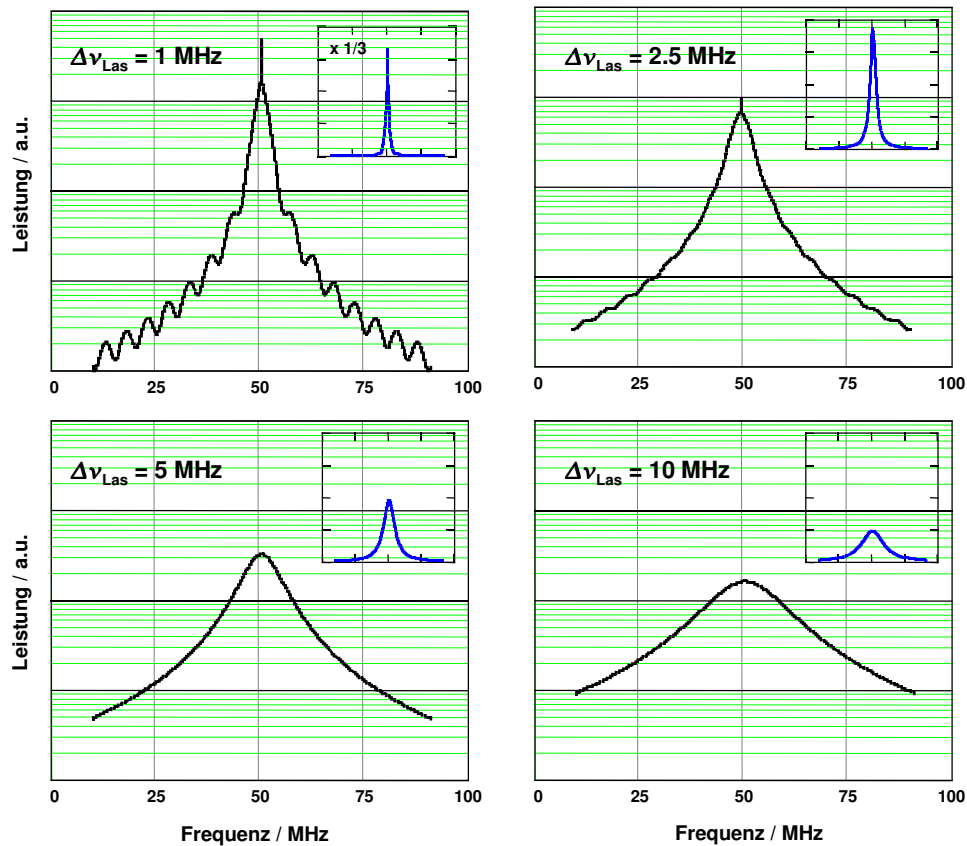


Abbildung I.25: Verläufe berechneter Leistungsspektren nach Gleichung (I.66) mit unterschiedlichen Linienbreiten. Das Mischsignal wird als eine Selbstmischung mit einer optischen Zeitverzögerung von 60 m angenommen. Bei ungefähr 5 MHz wird eine völlige Dekorrelation erreicht. Die Bildeinsätze jeweils rechts oben in der Ecke repräsentieren vergleichsweise die lineare Darstellung des Spektrums.

2.4 Heterodynmessung mit PbSe - und CO₂- Laser

In Vorversuchen im Labor wurden erstmals ein neuartiger Detektor, ein Quantenwell-Intersubband-Photodetektor (GaAs/GaAlAs), bezüglich NEP und Bandbreite getestet. Die sehr großen Frequenzbandbreiten, die mit solchen Quantenwell-Detektoren erzielbar sind (> 60 GHz), machen sie zu interessanten Kandidaten für den Einsatz in Heterodyn-Radiometern, Laserradar und in der Kommunikationstechnik. Die hohen Frequenzen, die dazu notwendig sind, lassen sich praktisch nur über ein Mischverfahren erzeugen. Die optische Frequenzbandbreite des Detektors wurde deshalb innerhalb eines Heterodynexperiments bestimmt, bei dem eine CO₂-Laser-Wellenlänge $\lambda = 9.32 \mu\text{m}$ (R(12)) mit der Strahlung eines abstimmbaren Bleisalzdiodenlasers gemischt wurde. Der Nachteil der geringeren Detektivität D^* gegenüber einem HgCdTe-Detektor stellt bei einem kohärenten Detektionsverfahren keine Begrenzung dar, da der Lokaloszillator als dominierende Rauschquelle für das

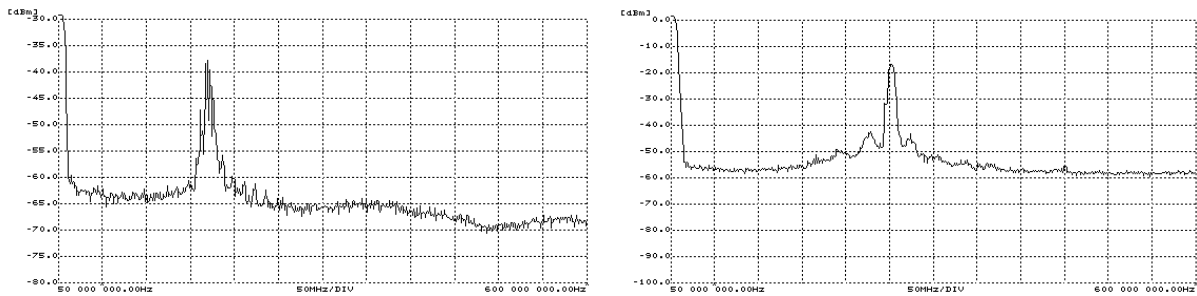


Abbildung I.26: Gemessene Spektren einer Heterodynmischung mit Bleisalzlaser als Signalquelle (#1597-2-4, bei $\sim 1090 \text{ cm}^{-1}$) und einem CO₂-Laser als Lokoszillator. Die Grundpegel der Signale liegen bei ungefähr -60 dBm, das Frequenzraster in x-Richtung hat eine Aufteilung von 50 MHz. Die Zentralfrequenz liegt links bei 170 MHz und rechts bei 255 MHz mit zusätzlichen Nebensignale in den Flanken.

maximale Signal-Rauschverhältnis maßgebend ist. Einzige Bedingung ist, dass der Quantenwell-Detektor die entsprechend höhere Lokoszillatorleistung ohne zusätzliche Rauscherhöhung verkraftet. Durch Abstimmen des Diodenlasers mit einer linearen Rampe innerhalb eines Monomodebereichs konnte gezeigt werden, dass der Detektor noch bis weit über 16 GHz hinaus mit ausreichendem SNR arbeitet, das D* allerdings zwei Größenordnungen schlechter ist als standardmäßig eingesetzte Detektoren aus Quecksilber-Cadmium-Tellurid (MCT).

Mit diesem Detektortyp wurden Spektralmessungen mit einem Spektrumanalysator durchgeführt, wie in Abb. I.26 zu sehen ist. Der Bleisalzlaser wurde dabei im Dauerstrich betrieben. Beide Spektren wurden im Abstand von zwei Minuten aufgenommen, für die rechte Aufnahme wurde der Arbeitspunkt des Lasers über den Strom leicht verschoben. Auffällig dabei sind die zusätzlich auftretenden Oszillationen in den Flankenbereichen. Der Bleisalzlaser arbeitet praktisch in einem Gleichgewichtszustand und seine Strahlung ist absolut inkohärent zur Strahlung des Lokoszillators. Interferenzeffekte durch Restkohärenz wie im vorigen Abschnitt beschrieben sind dadurch ausgeschlossen, Abstimmeeffekte ebenfalls. Nebenmodeneffekte wären als Ursache insofern denkbar, dass sie durch Kopplung untereinander das Intensitätsrauschen erhöhen. Einzige Erklärung, die die Nebenmodeneffekte miteinschließt, ist eine ausgeprägte Resonanz des nichtlinearen Lasersystems bei einer relativ niedrigen Frequenz im Bereich von $\sim 25 \text{ MHz}$. Bei dieser Resonanzfrequenz erfahren Intensitäts- sowie Phasenschwankungen nur eine geringe Dämpfung und es treten als Folge im E-Feld-Spektrum typische Relaxationsoszillationen auf.

Das Spektrum besitzt äquidistante, nach außen abnehmende Seitenbänder bei Vielfachen der Relaxationsfrequenz, was anhand einer Simulation mit einem Ratengleichungsmodell in Abschnitt 4.5 „Spektrales Rauschen“ bestätigt werden kann. Die Feldfluktuationen, die durch die spontane Emission entstehen, lassen sich in eine Phasenverteilung und eine Intensitätsverteilung trennen. Die Phasenkomponenten sind in der Nähe der Emissionsfrequenz aufgrund der Dämpfung der Amplitudenkomponenten durch eine Gainsättigung [Vah1-13] dominant. Bei Frequenzen in der Nähe der Resonanz bzw. der Seitenbänder sind die Phasen- und Amplitudenkomponenten vergleichbar, da der Sättigungseffekt der Verstärkung kaum Auswirkung mehr hat. In der Literatur wird an einigen Stellen auf die Asymmetrie zwischen den Amplituden der Seitenbänder verwiesen,

wonach die niederfrequenten Seitenbänder leicht höher ausfallen als die Höherfrequenten [Agr1-1], [Yar-44], [Osi-9]. Bei [Vah1-13] wird dies auf eine deutliche Korrelation zwischen Phasen- und Amplitudenfluktuationen zurückgeführt und theoretisch untermauert. Das Quadrat der Relaxationsfrequenz variiert linear mit dem Betriebsstrom oberhalb der Schwelle.

3 Zeitfrequenzanalyse

Ähnlich wie bei der zeitlichen Analyse von einfachen Zeitreihen mit konkreten Amplitudenwerten wie zum Beispiel von Strom- oder Leistung kann eine Analyse auch im Frequenzraum durchgeführt werden. Die Untersuchungen beziehen sich dann auf die Fragestellung der Änderung bzw. Durchstimmung des Frequenzgehalts eines bestimmten Signals über der Zeit oder auf das Auftreten einzelner Frequenzkomponenten zu einem gewissen Zeitpunkt. Dabei kann sich die gesamte spektrale Frequenzcharakteristik mit der Zeit verändern. Für die Analyse benötigt man die Möglichkeit, zeitaufgelöst einen kompletten Spektralbereich erfassen zu können. Zum Beispiel liefert ein Multichannel- oder Spektrumanalyzer ein solches Spektrum mit einer entsprechenden Auffrischrate, die für eine zeitaufgelöste Analyse allerdings nicht ausreichend ist. Eine Alternative wäre, das Zeitsignal mit seiner spektralen Information hinreichend schnell zu digitalisieren. Die spektrale Verteilung lässt sich anschließend sukzessive für jeden diskreten Zeitpunkt durch Analyse eines schmalen Bereichs um diesen Zeitpunkt herum bestimmen. Voraussetzung ist eine hinreichend große Bandbreite. Frequenzen, deren Periode länger als der Betrachtungsabschnitt dauert, können nicht erfasst werden. Dieses Verfahren ist solange unkritisch, solange das Spektrum relativ kompakt ist. Das bedeutet, dass sich die für die Analyse relevante Frequenzinformation auf den entsprechende Zeitabschnitt beschränken und innerhalb des auflösbaren Frequenzbereichs liegen. Zum anderen muss sich das Spektrum relativ stationär bzw. quasistationär verhalten (Erläuterung folgt später), damit es sich innerhalb zeitlich geringen Abständen analysieren und darstellen lässt. Die mathematische Umsetzung dieses Ansatzes führt zu einer speziellen Form einer Zeitfrequenzanalyse, der sogenannten gefensterten Fouriertransformation. Die Zeitfrequenzanalyse ist dabei die natürliche Erweiterung der Fourieranalyse auf sich zeitlich verändernde Signale durch eine zeitabhängige Beschreibung der Frequenzkomponenten eines Signals.

Problematisch wird die Auswertung mit konstanten Fenstern bei sich zeitlich schnell verändernden Spektral-
komponenten. In diesem Fall kann es bei der Digitalisierung eines Signals durch Undersampling zu unerwünschten Aliasingeffekten führen; ein Oversampling hingegen lässt sich gezielt zur Konvergenzverbesserung bei einer Signalzerlegung bzw. Transformation ausnutzen [Bla-71]. Das bedeutet sogar, dass im Falle sich zeitlich schnell ändernder Frequenzkomponenten die Auflösung verbessert wird.

Das dynamische Verhalten der Heterodynsignale in dieser Arbeit ist durch sehr unterschiedliches Frequenzverhalten geprägt. Zu Beginn eines Lasermodulationspulses treten sehr starke Leistungsänderungen und Frequenzabstimmungen auf. Chirpähnliches Verhalten der Differenzfrequenz zu Beginn der Pulsabstimmung, stark fluktuierendes und chaotisches Verhalten in Bereichen von Modensprüngen oder Instabilitäten bei Rückreflektionen in den Laser eröffnen zwar einerseits viele Details und lassen entsprechend vielseitige Interpretationen des Laserabstimmverhaltens zu, andererseits erschweren sie aber das Erstellen geeigneter umfassender

Auswerteverfahren. Eine einheitliche Auswertemethode, die jedem charakteristisch spektralen als auch zeitlichen Verhalten gerecht wird, ist ohne Kompromisse praktisch kaum realisierbar.

3.1 Fouriertransformation und Zeit-, Frequenzlokalisierung

Betrachtet man ein im Zeitbereich (time domain) erfasstes Signal, so lässt sich zum Beispiel nach einer Fouriertransformation (FT) in der Darstellung eines Energiespektrums ($|FT|^2$) nicht eindeutig nachvollziehen, aufgrund welcher Frequenzmodulation das zugehörige Spektrum erzeugt wurde. War es ein linearer oder ein parabolischer Verlauf, traten die hohen Frequenzanteile hauptsächlich zu Beginn oder am Ende des Signals auf usw.. Die Fouriertransformation ist eine Zerlegung in komplexe Exponentialfunktionen von unendlicher Dauer und ist von daher in der Zeit nicht lokalisiert. Die Zeitinformation ist lediglich in der Phase des komplexen Ergebnisses der FT enthalten, deren Interpretation wiederum nicht trivial ist. Dies bedeutet Informationsverlust für alle Signale, die die stationäre Bedingung nicht erfüllen. Ein deterministisches Signal wird definitionsgemäß als stationär bezeichnet, wenn es sich als direkte Summe von Cosinusfunktionen oder im komplexen Fall von Exponentialfunktionen darstellen lässt:

$$x(t) = \sum_{k \in N} \Lambda_k \exp[i(2\pi \nu_k t + \Phi_k)]. \quad (1.67)$$

Das Signal besteht also aus einer Summe von Funktionen mit konstanter unmittelbarer Amplitude Λ_k und unmittelbarer Frequenzen Φ_k . Statistische Signale werden als im weitesten Sinne stationär [Cle1-74] bezeichnet, wenn ihr Erwartungswert unabhängig von der Zeit ist und ihre Autokorrelationsfunktion lediglich von der Zeitdifferenz abhängt. Der Umstand, dass die Zeitinformation nach einer FT verloren geht, ist in Abb. 1.27 im mittleren Bild nochmals grafisch veranschaulicht. Dargestellt ist dort die FT des stark verrauschten frequenzmodulierten Signals (links oben). Der Verlauf in der Zeit-Frequenzdarstellung (TFR: time frequency representation) im rechten Bild spiegelt dagegen deutlich den zeitlichen Verlauf des Modulationssignals (links unten) wieder. Zur Veranschaulichung wurde der Modulationsverlauf (gestrichelt) mit der Zeit-Frequenzdarstellung überlagert.

Operationen zur Signalverarbeitung, sei es in der Signalübertragung, Kodierung, Rauschfilterung oder Texturerkennung lassen sich mittels sogenannten linearen zeitinvarianten Operatoren L realisieren. Das bedeutet zum Beispiel im Zeitbereich, wenn das Eingangssignal $f(t)$ um τ zeitverzögert ist, dann ist nach der Operation das Ausgangssignal ebenfalls um τ zeitverzögert: $g(t) = Lf(t) \Rightarrow g(t-\tau) = Lf_\tau(t)$. Operationen wie die FT, die eine Koordinatentransformation durchführen, haben in der Regel ebenfalls solche linearen Eigenschaften. Angestrebt wird, die in dem jeweiligen Signal vorhandene Information durch eine Transformation zu erhalten und sie lediglich unter einem anderen 'Blickwinkel' zu betrachten und zu analysieren. Damit es möglich ist, ohne Verluste von einer Repräsentation zur anderen zu wechseln, sollte es zu einer entsprechenden Transformation demnach auch eine Rücktransformation geben. Ein solches Exemplar von sogenannten unitären Transformation ist die FT, welche die Eigenschaft besitzt, dass das innere Produkt (Skalarprodukt) erhalten bleibt und deren Inverse gleich der Adjungierten ($UU^{*T} = I$) ist. Ein geeigneter unendlich dimensionaler Vektorraum mit

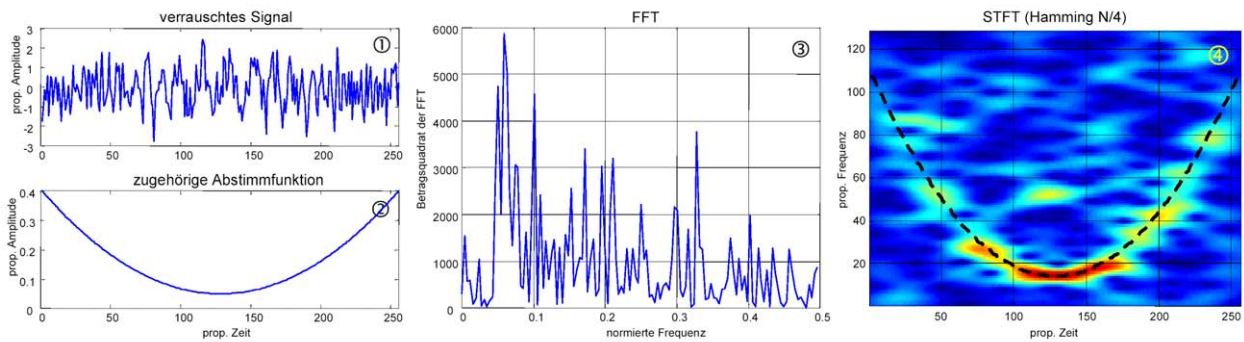


Abbildung I.27: Grafiken zum Vergleich des Results einer Fouriertransformation (FT) eines nicht stationären Signals (1) in der Darstellung eines Frequenzspektrums ($|FT|^2$) (3) und einer Zeit-Frequenztransformation (hier STFT: short time fourier transformation) in der Darstellung im Zeit-Frequenzraum (4). Das Ursprungssignal (1) wurde aus einem frequenzmodulierten Sinussignal erzeugt und mit starkem Gaußrauschen versehen. Der gestrichelte überlagerte Verlauf in der Zeit-Frequenzdarstellung läßt deutlich den Verlauf der zugrunde gelegten Modulationsfunktion (1) wiedererkennen.

erklärtem inneren Produkt ist der Hilbertraum der quadratintegriblen Funktionen $\mathbf{L}^2(\mathbb{R})$. Das innere Produkt ist darin definiert durch:

$$\langle f, g \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) g^*(t) dt \quad (I.68)$$

mit $g^*(t)$ als komplex konjugierte von $g(t)$ und $f(t)$, $g(t) \in \mathbf{L}^2(\mathbb{R})$. Damit ist sichergestellt, dass ein Satz von orthogonalen Funktionen und deren „Vektorlänge“ durch die Transformation erhalten bleibt.

Abgesehen von der Wellenzahl bzw. der Frequenz sind Amplitude und Phase die Schlüsselinformationen linearer zeitinvarianter (oder allgemeiner ausgedrückt: shiftinvarianter) Operationen oder Transformationen zu denen auch die Faltungsoperatoren L gehören. Komplexe Exponentialfunktionen bilden für lineare zeitinvariante Operatoren einen Satz von Eigenvektoren und damit ein Orthonormalsystem in $\mathbf{L}^2(\mathbb{R})$. Die Faltungsoperation lässt sich schreiben als:

$$L e^{i\omega t} = \int_{-\infty}^{\infty} h(u) e^{i\omega(t-u)} du \quad (I.69)$$

und umformen zu

$$L e^{i\omega t} = e^{i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} h(u) e^{-i\omega u} du = \hat{h}(\omega) e^{i\omega t},$$

wobei nun $\hat{h}(\omega)$ den Eigenwert von L darstellt. Gleichzeitig repräsentiert $\hat{h}(\omega)$ die Fouriertransformierte von $h(u)$ bei der Frequenz ω . Anhand des Integrals wird gemessen „wie viele“ Oszillationen mit der Frequenz ω in $h \in \mathbf{L}^1(\mathbb{R})$ vorhanden sind. Die FT und ihre Inverse ist theoretisch definiert durch:

$$\hat{f}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (I.70a, b)$$

Mit Ausdruck (I.70) ist die unsymmetrische Form der FT beschrieben; bei der üblicheren symmetrischen Form wird für die Normierung sowohl bei der Hin- als auch Rücktransformation ein $1/\sqrt{2\pi}$ -Term vor dem Integral mitgezogen. Wendet man nun die Faltung L auf f in Gleichung (I.70 b) an, dann wird deutlich, dass der Operator L jede Sinuskomponente von f durch \hat{h} (Übertragungsfunktion) verstärkt oder abschwächt und als Filter funktioniert:

$$Lf(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\omega) \hat{h}(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (\text{I.71a, b})$$

Beliebige quadratintegrale Funktionen lassen sich im Hilbert-Raum nicht nur in einer Linearkombination vollständig beschreiben, sondern bis auf einen bestimmten Fehler auch durch eine Summe von zum Beispiel M solcher Eigenvektoren linear approximieren:

$$f_M = \sum_{n=0}^{M-1} \langle f, \phi_n \rangle \phi_n \quad (\text{I.72})$$

Die Zahl M ist, wenn dabei der Fehler gegen Null geht, gleichzeitig ein Maß für die sogenannte Regularität einer Funktion. Mit anderen Worten ist die Regularität ein Maß für die Stetigkeit bzw. „Glattheit“ einer Funktion, wie schnell sie zum Beispiel abklingt. Quantitativ ausgedrückt wird Regularität daran gemessen wie oft eine Funktion stetig differenzierbar ist. Die Werte der Skalarprodukte $\langle \cdot, \cdot \rangle$ im Ausdruck (I.72) sind Gewichtungsfaktoren für die entsprechenden Frequenzkomponenten ϕ_n . Durch gezieltes Verändern oder gar Null setzen lassen sich damit gewünschte Frequenzfilter, insbesondere Rauschfilter, realisieren. Nimm man zum Beispiel für die ϕ_n Exponentialfunktionen $\exp(i\omega t)$ an, dann kann das Ergebnis (Antwortfunktion) eines linearen zeitunabhängigen Faltungoperators L mit $Lf = g = f * h$ indirekt über die Inverse der FT berechnet werden. Es läßt sich zeigen, dass die Faltung im Zeitbereich dem direkten Produkt im Frequenzbereich entspricht.

Es gibt eine ganze Reihe von interessanten Eigenschaften der Fouriertransformation, von denen hier nur drei der für die weitere Beschreibung der Zeit-Frequenztransformationen wichtigen Zusammenhänge in Kürze beschrieben werden sollen. Sei f eine Funktion aus $L^1(\mathbb{R})$, die jeweils unterschiedlich manipuliert wird. In der Beziehung (1) von Gleichung (I.73) wird f um u nach rechts geschoben. Die FT von f erhält eine zusätzlichen Faktor $\exp(-i\omega u)$. In Beziehung (2) wird f mit einer reinen Schwingung $\exp(i\omega_0 t)$ mit der Frequenz ω_0 multipliziert. Analog wie in (1) die Verschiebung im Zeitraum stattfindet, verschiebt sich in (2) die FT von f im Frequenzraum um ω_0 .

$$\begin{aligned} \text{Zeitverschiebung} \quad & \int_{-\infty}^{\infty} f(t-u) e^{-i\omega t} dt = e^{-i\omega u} \hat{f}(\omega) \stackrel{(1)}{\Leftrightarrow} f(t-u), \\ \text{Frequenzverschiebung} \quad & \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega_0 t} f(t) e^{-i\omega t} dt = \hat{f}(\omega - \omega_0) \stackrel{(2)}{\Leftrightarrow} e^{i\omega_0 t} f(t), \quad (\text{I.73}) \\ \text{Skalierung} \quad & \int_{-\infty}^{\infty} f\left(\frac{t}{a}\right) e^{-i\omega t} dt = |a| \hat{f}(a\omega) \stackrel{(3)}{\Leftrightarrow} f\left(\frac{t}{a}\right). \end{aligned}$$

Eine nützliche Beziehung, wenn es wie im nächsten Abschnitt um die Beschreibung der Wavelets geht, ist die dritte Beziehung (3) von (I.73). Sie gilt für beliebiges $a \in \mathbb{R}_0$ (ohne Null), ihre FT wird für $|a| > 1$ in die Breite

gezogen und für $|a| < 1$ horizontal gestaucht. Ist außerdem $a < 0$, so wird die FT zusätzlich an der vertikalen Achse gespiegelt. Betrachtet im Zeit- und Frequenzraum wird die Funktion f mit einem Faktor $a > 1$ in die Breite gezogen und die FT mit dem Faktor $1/a < 1$ horizontal gestaucht und zusätzlich mit dem Faktor $|a|$ vertikal gestreckt.

Um ein Signal gleichzeitig in seinem Zeit- und Frequenzverhalten zu charakterisieren, lassen sich die mittlere Lokalisierung und die mittlere Verschmierung in beiden Repräsentationen als Betrachtungsmerkmal verwenden. Der Mittelwert und die Standardabweichung können dazu verwendet werden und sind definiert über:

$$\begin{aligned} \text{Zeitmittel} \quad t_m &= \frac{1}{\|f\|^2} \int_{-\infty}^{\infty} t |f(t)|^2 dt, \\ \text{Zeitausbreitung} \quad T^2 &= \frac{1}{\|f\|^2} \int_{-\infty}^{\infty} (t-t_m)^2 |f(t)|^2 dt. \end{aligned} \quad (1.74)$$

Analoges gilt im Frequenzbereich für das Frequenzmittel ν_m und die Frequenzausbreitung B mit der Normierung $4\pi/\|f\|^2$ anstelle von $1/\|f\|^2$. Die Betragsquadrate in Zeit und Frequenz $|f(t)|^2$ und $|\hat{f}(\omega)|^2$ lassen sich weiterhin als Wahrscheinlichkeitsverteilungen interpretieren. Für die in Gleichung (1.74) benutzte Normierung wird unter der Voraussetzung, dass der Wert endlich ist, ein Energiemaß des gemessenen Signals benutzt, welches sich beschreiben lässt durch:

$$\|f\|^2 = E_x = \int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt < +\infty. \quad (1.75)$$

Ein Zeitsignal oder ein beliebiger Ausschnitt dessen kann schließlich in einer Zeit-Frequenzebene durch seine mittlere Position (t_m, ν_m) und einen Bereich, um den seine Energie hauptsächlich konzentriert ist, charakterisiert werden. Diesem Bereich kann wiederum eine Fläche mit entsprechenden Bandbreiten T und B in Zeit und Frequenz zugeordnet werden. Für das Produkt von T und B gilt die Unschärferelation $T \times B \geq 1$ [Mal-70]. Eine perfekte Lokalisierung in der Zeit wird durch die Diracfunktion $\delta(t-u)$ ausgedrückt. Sie ist beschränkt auf den Zeitpunkt $t=u$, die FT jedoch besitzt mit $e^{-iu\omega}$ eine gleichförmig verteilte Energie über alle Zeiten (vergleiche Abb. 1.28). Die optimale Unschärfe sowohl in der Zeit als auch in der Frequenz ($T \times B = 1$) wird mittels einer Gaußfunktion

$$g(t) = a e^{i\xi t} e^{-b(t-u)^2} \quad \text{mit } (u, \xi, a, b) \in \mathbb{R}^2 \times \mathbb{C}^2 \quad (1.76)$$

erreicht. Allgemein lässt sich die Frequenzausbreitung einer Funktion f reduzieren, indem sie durch $s < 1$ skaliert wird, während die totale Energie konstant bleibt. Wenn

$$f_s(t) = \frac{1}{\sqrt{s}} f\left(\frac{t}{s}\right), \quad \text{dann ist } \|f_s\|^2 = \|f\|^2. \quad (1.77)$$

Die Fouriertransformation $\hat{f}_s(\omega) = \sqrt{s} \hat{f}(s\omega)$ wird ausgedehnt auf $1/s$, sodass was in der Lokalisierung bezüglich der Frequenz verloren wird, in der Lokalisierung bezüglich der Zeit wieder gewonnen wird.

3.2 Kurzzeit - oder Gefensterter - Fouriertransformation

Um die durch die allgemeine FT verlorene Zeitinformation wenigstens annähernd zu erhalten, liegt es nahe, das Frequenzspektrum hintereinander zu verschiedenen diskreten Zeitpunkten zu betrachten. Dies ist nur möglich, wenn in einem Bereich um den jeweiligen Zeitpunkt herum genügend Signalinformationen für das untersuchte Spektrum vorliegen. Um Aliasingeffekte bei der FT dieses extrahierten Signal- oder Fensterbereichs zu unterdrücken, wird dieser Bereich in der Praxis mit einer zugehörigen Fensterfunktion multipliziert. Eine solche Funktion dämpft den Anfang- und Endbereich des Datensatzes bevor die FT berechnet wird. Wird diese Prozedur sukzessive wiederholt, läßt sich das kontinuierliche Ergebnis beschreiben durch eine Kurzzeit- oder Gefensterter Fouriertransformation (STFT: short-time Fourier transformation) S_h mit einem Analysefenster $h(t)$:

$$S_h f(u, \omega) = \langle f, h_{u, \omega} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) h(t-u) e^{-i\omega t} dt. \quad (1.78)$$

In Gleichung (1.78) unterdrückt die Multiplikation mit dem Fenster $h(u-t)$ die Signalwerte außerhalb des Fensterbereichs um den Analysezeitpunkt $u = t$ herum und liefert damit eine Lokalisierung des jeweiligen Spektrums des Signals $f(t)$ in der Nachbarschaft von t . Unter der Voraussetzung, dass das Integral der Transformation SF endlich ist bzw. eine endliche Energie besitzt, existiert auch eine exakte Umkehrtransformation

$$f(t) = \frac{1}{2\pi E_h} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_h f(u, \omega) h(t-u) e^{i\omega t} du d\omega \quad (1.79)$$

mit der Fensternormierung $E_h = \int_{-\infty}^{\infty} |h(t)|^2 dt$ (Standardabweichung von $|h|^2$). Die Relationen (1.78), (1.79) drücken aus, dass das vollständige Signal zerlegt bzw. dargestellt werden kann mit einer gewichteten Summe von besonderen Wellenformen, den sogenannten Atomen oder oszillierenden Paketen:

$$h_{t, \omega}(u) = h(u-t) e^{i\omega u}. \quad (1.80)$$

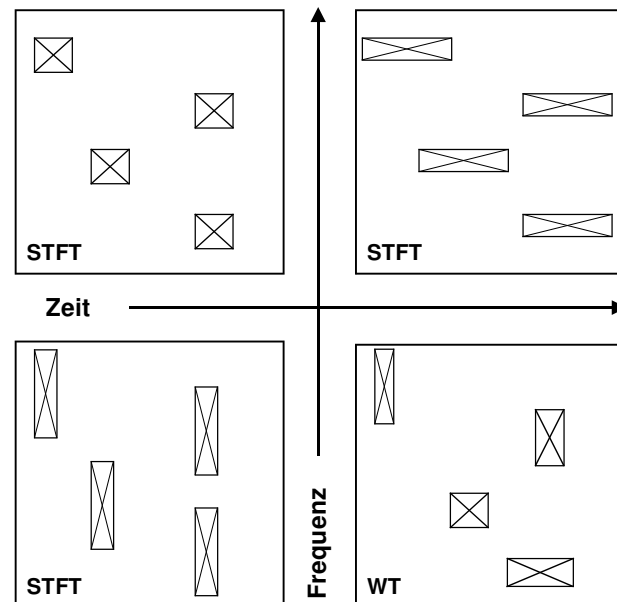
Diese Atome werden bei der STFT gebildet durch eine Translation einer konstanten Funktion h in der Zeit t und einer Modulation mit unterschiedlichen Frequenzen ω . Eine ausführliche Behandlung der FT, ihre Eigenschaften und Anwendungen bei Fensterung und Filterung finden sich unter anderem bei [Blk-80] und [But-81]. Gleichung (1.78) ist eine komplexe Transformation, deren Phaseninformation hauptsächlich für die Rekonstruktion in Gleichung (1.79) verwendet wird. Interessanter ist die Zeit-Frequenzdarstellung in Form des Betragsquadrates $|S_h x(t, \omega)|^2$, auch Spektrogramm genannt. Da gezeigt werden kann, dass

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |S_h f(t, \omega)|^2 dt d\omega = E_x = \int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt \quad (1.81)$$

gilt, entspricht das Spektrogramm einer Verteilung der Energie E_x über die Zeit-Frequenzebene. Mit der festen Fensterbreite bleibt die analysierende Bandbreite über das gesamte Zeit-Frequenzspektrum und damit die Auflösung $r = T \cdot B$ konstant. Je höher die Frequenz, desto höher ist die Anzahl der Oszillationen innerhalb des Fensters, desto eher ließe sich allerdings auch die Lokalisierung einengen und optimieren. Das bedeutet, man würde für unterschiedliche Positionen im Zeit-Frequenzspektrum unterschiedliche Auflösungen benötigen. Dies ließe sich zum Beispiel mit einem Satz gefensterter FT-Analysen erfüllen. Ähnlich arbeitet aber auch die

Wavelettransformation (WT), die im Gegensatz zur STFT eine konstante relative Bandbreite $c=B/v$ anwendet. In Abb. I.28 ist ein Vergleich verschiedener Zeit-Frequenzauflösungen dargestellt. Bei der STFT-Repräsentation ist jeweils nur ein Flächentyp von Zeit-Bandbreitenprodukten $T \times B$ möglich, die WT ermöglicht unterschiedliche Auflösungen in einer einzigen Zeit-Frequenzdarstellung.

Abbildung I.28: Zeit-Frequenzauflösungen verschiedener Spektrogramme: gleiche Lokalisierung in Zeit und Frequenz (l.o.) und unterschiedliche (r.o. und l.u.). Im Gegensatz zur gefensterten FT, in der man h konstant hält, erlaubt die Wavelettransformation (WT) variierende Auflösung in Zeit und Frequenz. Rechts unten ist die Zeit-Frequenzdarstellung einer WT im Vergleich dargestellt.



3.3 Kontinuierliche - und Diskrete - Wavelettransformation

Um nichtstationäre Signale mit unterschiedlichen Auflösungen analysieren zu können, werden Zeit-Frequenzatome benötigt, die sich auch in ihrer zeitlichen Lokalisierung variieren lassen. Nach [Mal-70] ist ein Wavelet eine Funktion $\psi \in L^2(\mathbb{R})$ mit einem verschwindenden Mittelwert gleich Null, normiert auf 1 und zentriert bzw. lokalisiert in der Umgebung von $t = 0$. Ein Wavelet ist nicht eindeutig definiert, insbesondere sind alle quadratintegrablen Funktionen zugelassen, deren FT zu einem positiven, endlichen Integral $\int |\hat{\psi}(t)|^2 / |t| dt$ führen. Die Familie derartiger Atome lässt sich durch Dilatation mit dem Parameter s und Verschiebung mit dem Parameter u erzeugen:

$$\psi_{u,s}(t) = \frac{1}{\sqrt{|s|}} \psi\left(\frac{t-u}{s}\right). \quad (I.82)$$

Die Atome bleiben dabei normiert $\|\psi_{u,s}\| = 1$. Für $|s| > 1$ wird die Funktion auseinander gezogen, für $|s| < 1$ gestaucht. Für $s < 0$ kommt eine Spiegelung hinzu. Der Vorfaktor $|s|^{-1/2}$ wird lediglich zu Skalierungszwecken eingeführt und stellt sicher, dass das Betragsquadrat $|Wf(u, s)|^2$ das Energiedichte-Spektrum des Signals $x(t)$ darstellt. Durch Korrelation mit einer Funktion f entsteht die kontinuierliche Wavelettransformation (CWT) zu einer bestimmten Zeit u und einer Skala s :

$$W f(u, s) = \langle f, \psi_{u,s} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \frac{1}{\sqrt{|s|}} \psi^* \left(\frac{t-u}{s} \right) dt. \quad (1.83)$$

Die WT kann wiederum als Faltungsprodukt umgeschrieben werden:

$$W f(u, s) = f * \bar{\psi}_s(u), \quad \text{mit} \quad \bar{\psi}_s(u) = \frac{1}{\sqrt{s}} \psi^* \left(\frac{-t}{s} \right). \quad (1.84)$$

Die FT von $\bar{\psi}$ lautet $\hat{\bar{\psi}}_s(\omega) = \sqrt{s} \hat{\psi}^*(s\omega)$ und da $\hat{\psi}_s(0) = \int \psi(t) dt$ ist, wirkt $\hat{\psi}$ wie die Transferfunktion eines Bandpassfilters. Die Faltung in (1.84) bildet demnach die WT mit einem Satz unterschiedlich „verschmierten“ Bandpassfiltern. Die Rücktransformation ist gegeben durch:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} W f(u, s) \psi_{u,s}(t) s^{-2} du ds. \quad (1.85)$$

Viele Waveletfamilien wie zum Beispiel die Haar-Wavelets, Meyer- oder Spline-Wavelets bilden eine Orthonormalbasis. Mit solch einer Basis in $L^2(\mathbb{R})$ lassen sich alle Funktionen, sofern sie eine endliche Energie besitzen, zerlegen. Ist zudem $f \in L^2(\mathbb{R})$, dann ist die WT bijektiv. Sowohl die STFT als auch die CWT sind extrem redundante Transformationen, da sie eine von einer Variablen abhängige Funktion in einen Raum mit zwei Variablen transformieren. Die komplette Reduktion der Redundanz ist nun gleichbedeutend mit der Bildung einer optimalen Basis für eine Funktion. Dies führt unter anderem zu unterschiedlichsten Familientypen von Basen wie „Wavelet-Packet- oder lokale Cosinusbasen“ (wavelet packet or local cosine bases). Im Bereich der Sprachkompression wurde 1976 eine Technik eingeführt, die mittels einer „invertierbaren Filterbank“ ein Signal durch sukzessives Filtern und Reduzieren in der Samplingrate ein Signal in Frequenzbänder zerlegte. Es konnte gezeigt werden, dass das Ursprungssignal aus den Frequenzbändern wieder hergestellt werden kann. Dazu werden die Aliasinganteile, die typischerweise bei einem Filterprozess entstehen, durch eine spezielle Klasse von Filtern, sogenannte „konjugierte Spiegel-Filter“ (conjugate mirror filter), eliminiert. Dieser Zusammenhang bildete den Ausgangspunkt, auch Wavelets in der Multiskalen- oder Multiresolutionsanalyse einzusetzen. Die Theorie dazu zeigt, dass jedes konjugierte Spiegelfilter zu einem charakteristischen Wavelet gehört, welche wiederum eine Orthonormalbasis bilden. Numerisch ermöglichte eine derartige kaskadierbare Zerlegung eines Signals mittels diskreten Filterbanken in Subbänder die Realisierung einer schnellen diskreten Wavelettransformation (vergleiche dazu [Mal-70], [Bla-71], [Gou-79]). Der Rechenaufwand ist bei der schnellen WT um einiges günstiger. Geht man von einer Zerlegungstiefe M eines Signals mit der Länge N aus, dann werden $M \cdot N$ Multiplikationen für eine schnelle WT benötigt, für eine schnelle FT dagegen N^2 komplexe Multiplikationen. Ist N eine ganzzahlige Zweierpotenz, dann reduziert sich die Anzahl auf $\frac{1}{2} N \ln_2 N$. In der Regel werden für eine Multiskalenanalyse Atome mit ganzzahliger Dilatation $s = 2^m$ erzeugt oder anders formuliert, der Raum zu einer bestimmten Skala mit einer allgemeinen Skalierungsfunktion

$\varphi_{u,m}(t) := 2^{m/2} \varphi(2^m t - u)$ aufgespannt. Die Skalierungsfunktion wiederum erfüllt eine Skalierungsleichung

$$\varphi(x) := 2^{-1/2} \sum_{k \in \mathbb{Z}} h_k \varphi(2x - k) \text{ deren Koeffizientenvektor } h \text{ die Skalierungsfunktion } \varphi \text{ eindeutig festlegt. Es}$$

ist bewiesen, dass sich theoretisch aus jeder Skalierungsfunktion explizit ein Wavelet konstruieren lässt [Lou-72]. Darin liegt umgekehrt der Schlüssel, dass sich eine Wavelettransformation numerisch relativ schnell berechnen lässt. Die Koeffizienten der reellen Zahlen h erscheinen in den entsprechenden Algorithmen.

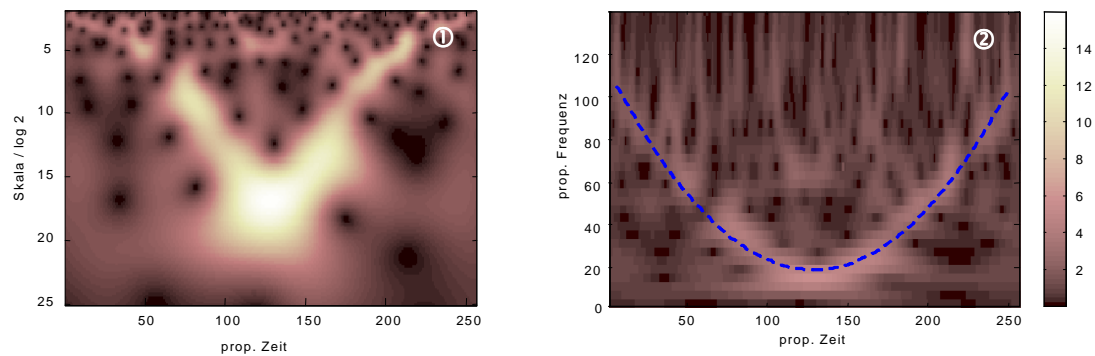


Abbildung I.29: Kontinuierliche Wavelettransformation in der Darstellung als Skalogramm (1) des verrauschten Signal aus Abb. I.27. Die WT wurde mit einer Auflösung von 25 Skalenstufen berechnet, deren zeitliche Skalierung mit 2^m abnimmt. Die linearisierte Form (2) ist direkt mit der STFT vergleichbar und lässt deutlich den Verlauf der ursprünglichen Modulationsfunktion (gestrichelt) erkennen.

Bei der Zerlegung eines Signals in Subbänder werden keine Phasenverzerrungen wie zum Beispiel bei zeitlich endlichen Impulsresponsefiltern (FIR) wie in der Fouriertheorie üblich erzeugt. Die Subbänder sind zur Rekonstruktion des Ursprungssignals direkt linear aufsummierbar. Durch die schnelle Berechnungsmöglichkeit beziehungsweise der direkte Zusammenhang zwischen Filterbanken und Wavelets kam die Wavelettheorie in der Signalverarbeitung erst richtig zu ihrer Bedeutung. Nicht nur in der effektiven Kompression von Signalen oder Bildern aufgrund des im Vergleich zur FT meist günstigeren Approximationsverhaltens, sondern auch in der Reduktion beziehungsweise Filterung von Rauschanteilen. Das Besondere ist, dass das Rauschen bei einer WT für jede Frequenzkomponente mit der gleichen Varianz behandelt wird, das heißt Colored-Noise wird bei der DWT als White-Noise „umverteilt“ [Bor-76]. Dies hat wiederum zur Folge, dass Rauschanteile vom Signal getrennt werden können unabhängig davon, ob sie an steilen bzw. spitzen oder flachen bzw. glatten Signalanteilen überlagert sind. Die Spitzen bleiben dabei erhalten, diese „Rauschtrennung“ ist nicht zu vergleichen mit einer schlichten Glättung.

In Abb. I.29 ist die kontinuierliche Wavelettransformation des stark verrauschten Signals aus Abb. I.27 als Skalogramm dargestellt. Das Skalogramm ist das Betragsquadrat der Wavelettransformation $|Wf(u, s)|^2$. Die Intensität entspricht quasi der Waveletenergie an der Stelle (t, s) . Die Transformation wurde über 25 Skalenstufen berechnet. Je größer die Skala (2^m), desto länger die analysierende Waveletfunktion, desto größer die zeitliche Auflösung. Daneben in Abb. I.29 ist die linearisierte, in Frequenz umgerechnete Version zu sehen, die sich unmittelbar mit der STFT-Darstellung vergleichen lässt. Für eine homogene Darstellung des linearisierten Datensatzes empfiehlt es sich, den Datensatz des Skalogramms durch Interpolation aufzublähen. Man erkennt deutlich, dass die Komponenten zu höheren Frequenzen hin besser aufgelöst sind, die Modulationsfunktion (gestrichelt) wird an den Enden besser herausgearbeitet.

Dem Wavelet an sich lässt sich in der Regel nicht ohne weiteres eine Frequenz zuordnen so wie man es bei der FT oder STFT mit Sinus und Cosinus als Basisfunktionen gewohnt ist. Um die WT in Abb. I.29 zu linearisieren und den Skalen eine Frequenz zuzuordnen, wurde für das in diesem Fall verwendete Morlet-Wavelet – für jede Skala eine entsprechende Pseudo-Frequenz berechnet. Diese lässt sich über die bestmögliche Anpassung einer Sinusgrundfrequenz wie in Abb. I.30 gezeigt ermitteln. Dabei entspricht diese Frequenz gerade dem

Maximum der FT vom Betrag der entsprechenden Waveletfunktion.

Wie bereits im vorigen Abschnitt erwähnt erlaubt die WT eine variable Auflösung in Zeit Δt und Frequenz Δf , das Gesamtprodukt bleibt allerdings konstant.

Meist möchte man allerdings die Lokalisierung sowohl in der Zeit als auch im Ort optimieren, wobei das Gesamtprodukt minimal werden soll. Eine solche

alternative Methode für die zeitaufgelöste spektrale Analyse stellt die (Pseudo)-Wigner-Ville-Transformation dar. Sie ist die erweiterte und optimierte Version der original Wigner-Transformation, bei der Interferenzartefakte (Kreuzkomponenten) weitgehend unterdrückt sind. Mit ihr können beide Größen Δt und Δf unabhängig voneinander gewählt werden und theoretisch beliebig kleine Werte annehmen [Coh-51]. Der

Rechenaufwand für solch eine Transformation steigt allerdings entsprechend proportional, so dass auf diese Art der Transformation nicht näher eingegangen und angewendet wurde. In den letzten Jahren sind viele „optimale“ Zeit-Frequenztransformationen ent-

standen, die mit unterschiedlichen Atom- oder Kern-

funktionen auf unterschiedlichen Signalklassen funktionieren. Eine spezielle Form, die AOK (Adaptive Optimal-Kernel)-Zeitfrequenzdarstellung ist mit numerisch vertretbarem Aufwand anwendbar, da die Redundanz bereits vor der Transformation durch adaptives anpassen eines radialen Gaußkerns niedrig gehalten wird [Jon-78], [Bar-77]. Der Gaußkern ist an sich optimal und wird hierbei kontinuierlich an die verändernde Zeit-Frequenzcharakteristik des Eingangssignals angepasst. Es hat sich gezeigt, dass diese Transformation gerade bei Signalen mit einer geringen Anzahl von Perioden, wie es zum Beispiel bei einem Etalonsignal häufig der Fall ist, immer noch gute Resultate liefert. Beispiele dazu werden in Kapitel III aufgeführt.

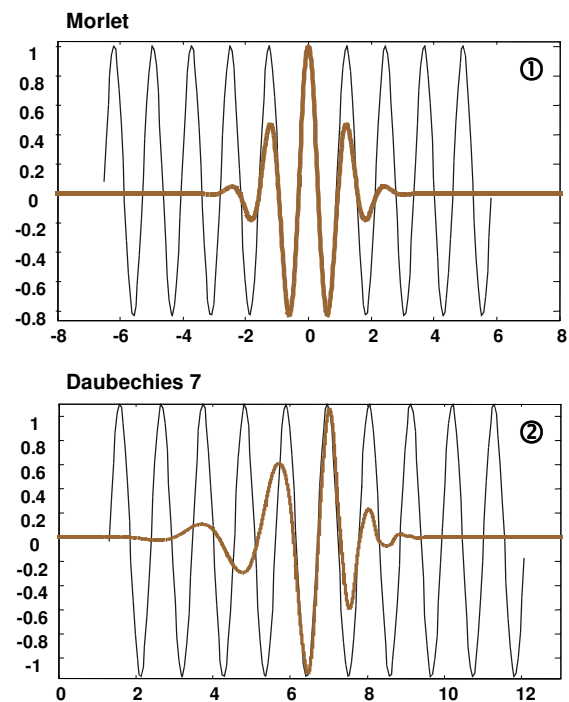


Abbildung I.30: Anpassung eines Sinusverlaufs zur Bestimmung der Wavelet-Pseudofrequenz.

- 1) Morlet-Wavelet mit einer Periode von 1,2 und Frequenz von 0,83 Hz.
- 3) Daubechies 7 – Wavelet mit einer Periode von 1,44 und Frequenz von 0,69 Hz.

4 Modellierung von Heterodynsignalen

Bei einer Lasermodulation in der optischen Mischung treten verschiedene Frequenzkomponenten auf, deren zeitliche Verläufe stark von der jeweiligen Dynamik und vom Arbeitspunkt des Halbleiterlasers abhängen. Um sich in einem ersten Schritt die bei einer Heterodynmischung auftretenden Signale veranschaulichen zu können, wurde vor der Durchführung der eigentlichen Laborexperimente versucht, das prinzipielle Verhalten einer Laserdiode zu simulieren. Theoretisch lässt sich dazu ein Satz von Differentialgleichungen, die sogenannten Ratengleichungen, verwenden. Das mit solch einem Modell numerisch berechnete E-Feld wird anschließend dazu benutzt, eine nichtlineare Mischung zu berechnen und deren Frequenzkomponenten zu untersuchen. Diese künstlichen Signale waren sehr hilfreich, um zum Beispiel einen geeigneten Zeit-Frequenz-Transformationsalgorithmus für die spätere Auswertung realer Messsignale zu entwerfen und zu testen.

4.1 Signalkomponenten

Das Frequenzverhalten der Diodenlaser zeigt einige Charakteristika mit unterschiedlichem physikalischen Ursprung, die oft überlagert auftreten und schlecht trennbar sind. Bei den typischen Verläufen der durch die Abstimmung zeitlich veränderlichen Differenzfrequenz, in Extremsituationen wie Pulsanfang und -ende oder in Bereichen mit Modensprüngen, ist eine bestimmte Auswertemethode mit festgelegten Parametern nicht für alle Situationen gleichermaßen geeignet. Entsprechend schwierig wird es in diesem Zusammenhang, immer die 'exakte' Linienbreite zu bestimmen. Falls man in diesen dynamischen Fällen überhaupt noch von Linienbreiten im klassischen Sinn sprechen kann.

In einigen Fällen reicht die systembedingte elektronische Bandbreite des Systems nicht mehr für eine komplette Erfassung der Linienbreite aus, oder die Signalleistung verteilt sich gleich gewissermaßen über alle Frequenzbereiche und Seitenbänder, besonders im Flankenbereich bei sich sprunghaft verändernden Lasermodulationen. Generell gilt, dass ein stark nichtlinearer Laserverstärker auf stochastische Störungen, deren Wirkung kurz gegenüber seiner charakteristischen Zeitkonstanten $\tau = 1/\Delta\omega$ ist, mit Phasenschwankungen reagiert aufgrund derer es zu einer Verbreiterung seiner Resonanzbandbreite kommt [Web-39]. Solche Störungen sind zum Beispiel durch das Eigenrauschen beziehungsweise die spontane Emission innerhalb des Lasers gegeben. Eine andere nicht zu unterschätzende Quelle ist das hochfrequente Rauschen des Injektionsstroms, welcher extern eingespeist wird. Die Störungen gehen über die Erzeugung von Ladungsträgern sowohl direkt in Intensitäts-, als auch in Phasenschwankungen über.

In der Regel kann man einen stationären Rauschprozess mit Gaußverteilung annehmen. Ist die charakteristische Fluktuationszeit klein gegenüber der Responsezeit τ des Systems, dann kann gezeigt werden, dass der Prozess als weißes Rauschen formuliert werden kann. Einzelne Rauschereignisse werden aufgrund längerer Responsezeiten von Relaxationsprozessen oder thermischen Vorgängen innerhalb des Lasers gedämpft [Lug-22]. Unter diesem Aspekt und mit den Effekten der schnellen Abstimmung durch die Ladungsträgerdichte und der langsamen thermischen Abstimmung (1.3 „Abstimmeigenschaften“), ist zu erwarten, dass das Phasen-

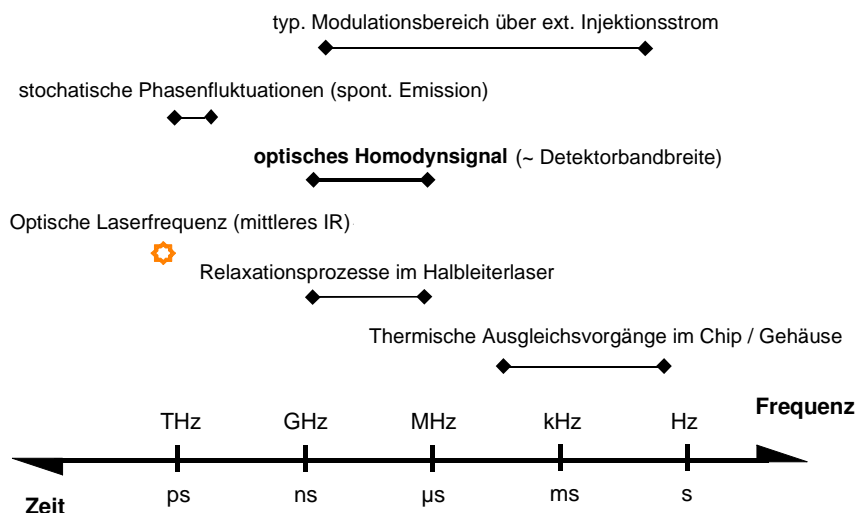


Abbildung I.31: Vergleich verschiedener Zeit- und Frequenzgrößenordnungen, die in einer Laserdiode auftreten können.

rauschen der Laseremission bei schnellen Modulationen größer ist, als bei langsamen. Thermische Effekte greifen dort erst bei Frequenzen deutlich unterhalb 1 MHz. Dagegen spricht allerdings wieder ein höherer Frequenzmodulationsindex bei niedrigeren Frequenzen. Da durch spontane Emissionen oder hochfrequentes Rauschen des Injektionsstroms sowohl Intensitäts- als auch Phasenrauschen im Resonator verursacht werden, ist zwischen beiden zugehörigen spektralen Verteilungen eine hohe Korrelation gegeben [Pet-27].

4.2 Lasersimulation mittels Ratengleichungen

Das Strahlungsfeld besteht aus einem Satz sich überlagernder Eigenschwingungen, gekennzeichnet durch Frequenz, Intensität und Polarisation. Die Frequenz wird durch das aktive Medium und den Resonator, die Intensität durch die Pumpprozesse, die die Übergangswahrscheinlichkeiten und den Wirkungsgrad bestimmen. Ausgangspunkt zur theoretischen Beschreibung der Lasercharakteristika und der Strahlungseigenschaften kann entweder die Elektrodynamik (Maxwell-Theorie) für das Strahlungsfeld und/oder die Quantenmechanik für das Atomsystem sein [Jun-34]. Ein Vergleich verschiedener Beschreibungsmodelle [Hor-32], [Yar-44], [Hau-3], [Cho-33] ergibt, dass je nach theoretischer Behandlungsweise sich verschiedene typische Lasereigenschaften beschreiben und erfassen lassen. Mit zunehmender Detailliertheit unterscheiden sich die folgenden Ansätze:

- *Bilanz-/Ratengleichungen*: Beschreibung des Strahlungsfeldes durch Photonenzahlen und Übergangswahrscheinlichkeiten des Atomsystems durch Besetzungszahlen; erfassbar sind damit zum Beispiel Schwellbedingung, Intensität und Dynamik (Relaxationsoszillationen, Modulation durch Injektionsstrom) des Laser Vorgangs.

- *Semiklassische Theorie*: Beschreibung des Strahlungsfeldes durch klassische Elektrodynamik mit quantenmechanischer Beschreibung des Atomsystems; zusätzliche Erfassung von Phasen-, Polarisations- und Frequenzbedingungen möglich. Hiermit lassen sich bereits Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Moden und Phänomene von außen injizierter Lichtfelder untersuchen.
- *Quantentheorie*: quantentheoretische Beschreibung von Strahlungsfeld und Atomsystem, notwendig zur Behandlung von quantenoptischen Fragen wie z.B. Photonenstatistik; Besonderheiten wie Linienbreiten und Intensitätsfluktuationen werden erfassbar.

Die rein quantentheoretische Beschreibung wird in der Regel ersetzt durch eine klassische/semiklassische Kombination mit zusätzlichen, phänomenologisch hinzugefügten Fluktuationen. Eine genauere Betrachtung zeigt, dass derartige Fluktuationen in den Rategleichungen durch additive Terme $F(t)$, die sogenannten *Langevinkräfte* [Pet-27][Cho-33] ausreichend beschrieben werden können. Damit ist es möglich, den Einfluss der spontanen Emission zu berücksichtigen. Wie weiter unten in den Rategleichungen verwendet, sind die additiven Rauschquellen sehr eng mit den Dämpfungstermen (zum Beispiel R_{sp}/τ_c oder g_0) verbunden. Die Grundidee ist, dass die Systemvariablen wie die Ladungsträgerdichte $N(t)$ oder die Photonendichte $S(t)$ jeweils ein stabiles Reservoir bilden, deren Responsezeit deutlich kleiner ist, als die zugehörigen dynamischen Vorgänge. Durch das Rauschen verursachte Störungen, die an dem Reservoir „zupfen“, erfahren eine Dämpfung. Die Systemreservoirs lassen sich dadurch adiabatisch entkoppeln. Ein derartiger Modellierungsansatz setzt verschiedene Eigenschaften an den Rauschprozess voraus. Zum einen muss er *stationär* sein, das bedeutet, dass der Rauschcharakter sich über die Zeit nicht ändert (Standardabweichung ist zeitlich unabhängig); zum anderen muss die statistische Verteilung *ergodisch* sein (zeitlicher Mittelwert ist gleich dem Ensemblemittelwert). Ein solcher Prozess ist über den Erwartungswert und die Varianz eindeutig bestimmt.

Geht man von einem komplexen phasenmodulierten E-Feld für die Laseremission aus, dann entspricht einer spontanen Emission eines Photons zum Zeitpunkt t_i ein komplexes elektrisches Feld $E_{sp}(t_i) = \exp(i\Theta(t_i))$ mit Betrag 1 und zufälliger Phase $\theta(t_i)$. Für die Lasergleichungen werden nur die Änderungen der Photonendichte $\Delta S(t_i)$ und der Phase $\Delta\phi(t_i)$ benötigt. Zufällige Schwankungen der Ladungsträgerdichte $N(t)$ sind nur bei Halbleiterlasern mit sehr geringem Schwellstrom von Bedeutung. Ein passender Langevinterm $F_N(t)$ würde in diesem Fall dem Schrotrauschen entsprechen, bleibt aber in der folgenden Simulation unberücksichtigt. Aus der Beschreibung der Einzelereignisse für Amplitude und Phase durch spontane Emission in Abschnitt 1.4 „Rauschquellen“ ergeben sich für die Fluktuationen der Phase

$$\Delta\phi(t) = F_\phi(t) \approx \sum_i \delta(t-t_i) \frac{\sin(\Theta(t_i))}{\sqrt{S(t_i)}} \quad (1.86)$$

und für die Fluktuationen der Intensität

$$\begin{aligned} \Delta S(t) &= \sum_i \delta(t-t_i) + F_S(t), \\ F_S(t) &= \sum_i \delta(t-t_i) 2\sqrt{S(t_i)} \cos(\Theta(t_i)). \end{aligned} \quad (1.87)$$

Mit der mittleren Rate der spontanen Emission

$$R_{sp} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T dt \delta(t - t_i), \quad (1.88)$$

folgt $\langle \Delta \phi(t) \rangle_t = \langle F_\phi(t) \rangle_t = 0$, $\langle \Delta S(t) \rangle_t = R_{sp}$ und $\langle F_S(t) \rangle_t = 0$; dabei bezeichnet $\langle \cdot \rangle_t$ eine zeitliche Mittelung. Die Werte der Kreuz- und Autokorrelationen lassen sich dann ausdrücken durch [Agr2-2]:

$$\begin{aligned} \langle F_\phi(t) F_\phi(t') \rangle_t &= R_{sp} / 2 S_{ini} \delta(t - t'), \\ \langle F_S(t) F_S(t') \rangle_t &= 2 R_{sp} S_{ini} \delta(t - t'), \\ \langle F_S(t) F_\phi(t') \rangle_t &= 0. \end{aligned} \quad (1.89)$$

Der Betrag S_{ini} entspricht der Photonendichte des Lasermodells im Gleichgewichtszustand. Zwischen den Rauschquellen von Phase und Photonendichte besteht keine Kreuzbeziehung (allerdings zwischen F_N und F_S ; da hier die Phasen- beziehungsweise Frequenzmodulation im Vordergrund steht, wird F_N nicht benötigt). Es gibt in der Literatur eine ganze Reihe verschiedener Ausführungen zu Ratengleichungen, die mehr oder weniger detailliert ausfallen. Das Verhalten einer Halbleiterlaserdioden lässt sich prinzipiell mit drei Differentialgleichungen hinreichend beschreiben. Anschaulich lassen sich die drei Gleichungen verstehen als eine Art dynamischer Verstärker, der die durch einen extern angelegten elektrischen Strom injizierte spontane Emission in eine gerichtete kohärente Photonenemission umformt. Für die Simulation in dieser Arbeit wurde folgende modifizierte Form eines Satzes von Ratengleichungen nach Tucker [Tuc-4], [Men2-31] verwendet:

$$\begin{aligned} \frac{dN(t)}{dt} &= \frac{I(t)}{q V_a} - g_0 \frac{[N(t) - N_0] S(t)}{1 + \epsilon S(t)} - \frac{N(t)}{\tau_c}, \\ \frac{dS(t)}{dt} &= \Gamma g_0 \frac{[N(t) - N_0] S(t)}{1 + \epsilon S(t)} - \frac{S(t)}{\tau_p} + \frac{\Gamma \beta}{\tau_c} N(t) + F_S(t), \\ \frac{d\phi(t)}{dt} &= \frac{1}{2} \alpha \left[\Gamma g_0 [N(t) - N_0] - \frac{1}{\tau_p} \right] + F_\phi(t). \end{aligned} \quad (1.90 \text{ a, b, c})$$

In diesen Gleichungen ist N die Ladungsträgerdichte der aktiven Region mit dem aktiven Volumen V_a , S ist die Photonendichte und ϕ die optische Phase. N_0 ist die Ladungsträgerzahl, bei der der optische Wellenleiter transparent wird, τ_p die Photonenlebensdauer, τ_c die Lebensdauer der Ladungsträger, β der spontane Emissionsfaktor, g_0 ist die Steigung der Verstärkung beim Schwellstrom, I ist der injizierte Strom, Γ der optische Confinementfaktor, α der Verbreiterungsfaktor der Linienbreite (Amplituden-Phasenkopplung) und q die Elektronenladung. Die optische Leistung, die durch die Diode erzeugt wird, berechnet sich über:

$$P(t) = \frac{S(t) V_a \eta h \nu}{2 \Gamma \tau_p}, \quad (1.91)$$

mit η als Wert für die optische Quanteneffizienz (die ausgekoppelte Leistung hängt zudem von der Spiegelreflektivität ab). Mit der Korrektur $(1 + \epsilon S)^{-1}$ in (1.90 a, b) wird eine Verstärkungsnichtlinearität eingeführt [Agr1-1], wobei ϵ als Gainsättigungsparameter bezeichnet wird. Nahe der Schwelle wird S relativ klein und $(1 - \epsilon S)^{-1}$

geht gegen 1. Der vorletzte Term in Gleichung (I.90 b) entspricht der mittleren Rate R_{sp} der spontanen Emission in Gleichung (I.88). Im letzten Term von (I.90 a) entspricht $1/\tau_c$ der totalen Ladungsträger-Rekombinationsrate (ohne den Anteil der stimulierten Emission). Diese setzt sich aus $1/\tau_c = A + BN + CN^2$ zusammen, wobei A die Rate der nichtstrahlenden Rekombination, B die Rate der spontanen Elektron-Loch-Rekombination und C die Rate der Auger-Rekombination ist.

Das Modell selbst wurde in einer Simulationsumgebung namens SIMULINK innerhalb MATLAB aufgebaut. Um die numerischen Berechnungen in einem vertretbaren Zeitaufwand zu halten, wird auf Multimodebetrieb verzichtet. Ziel ist es, ein mit Rauschen behaftetes, abgestimmtes Lasersignal (E-Felddatensatz) mit einer Dauer in der Größenordnung von 100 ns oder länger zu erzeugen. Um Relaxationsprozesse bei schnellen Änderungen des Injektionsstroms zu untersuchen, werden Simulations- oder Samplingraten im Subpicosekundenbereich benötigt. Alleine die mittlere Photonenlebensdauer liegt in der Größenordnung 10^{-12} s und die der Ladungsträger bei 10^{-9} s. Die reale optische Emissionsfrequenz eines 10 μ m-Lasers liegt bei 300 THz, in der Simulation wird allerdings aus Zeitgründen bei einem knappen Terrahertz gearbeitet. Wenn man darauf achtet, dass genügend Wellenzüge bei den spektralen Analysen miteinbezogen werden, dann stellt die Frequenzreduktion kein Problem dar; die Statistik bleibt erhalten, die Simulationsergebnisse sind qualitativ mit den bei 300 THz gerechneten Ergebnissen vergleichbar.

Weiterhin fehlen in dem Modell Zusammenhänge wie zum Beispiel: Gain- oder Indexnichtlinearitäten, thermische Effekte, Leckströme [Men1-28], Diffusionsterme für die Ladungsträger, von der Verstärkung abhängiges Wellenleitervolumen usw. Trotzdem liefert das Gleichungssystem für einen ersten Ansatz doch bereits gute Ergebnisse. Das gesamte SIMULINK-Modell in Darstellung von Blockschaltbildern ist in Anhang 1 aufgeführt. Die Parameter für das Modell wurden anhand Literaturangaben [Che-35], [Agr1-1] und eigenen Erfahrungen derart zusammen- bzw. eingestellt, wie sie bei Bleisalzlaser zu erwarten sind (Bezeichnungen und Werte im Modell siehe Anhang 1: Simulationsparameter für die Ratengleichungen). Es muss allerdings darauf geachtet werden, dass das DGL-System anhand der Koeffizienten und der gewählten Modulation in einem stabilen Lösungsbereich arbeitet. Ist das typische aktive Volumen V einmal festgelegt, sind die kritischen Parameter im Gleichungssystem im wesentlichen der Gainparameter g_0 , kombiniert mit dem Sättigungsparameter ϵ und β als Proportionalitätsfaktor für die spontane Emission.

Für die numerische Berechnung des Gleichungssystems (I.90) wird durchgehend ein Lösungsalgorithmus mit variabler Schrittweite verwendet (Adams-Bashforth-Moulton, Matlabbezeichnung: ode113). Dynamische Vorgänge, die sich schnell ändern, werden automatisch mit kleinerer Schrittweite berechnet und gewinnen an Auflösung. Für die Ausgabe wird allerdings ein Vektor mit äquidistanten Zeitpunkten erzwungen. Bei den folgenden Abbildungen wurden im Lasermodell noch keine Rauschsterme implementiert, damit sich das Grundverhalten 'klarer' zeigt und der Rechenaufwand reduziert wird.

In Abb. I.32 ist die Kurve der Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Grundstrom dargestellt. Sie lässt sich simulieren, indem der Injektionsstrom mit einer linearen Rampe angesteuert und die Samplingrate deutlich länger als die optische Frequenz gewählt wird. Die Verlängerung des annähernd linearen Anstiegs der Laserleistung mit dem Strom (gestrichelte Linie) nach dem Kurvenknick, schneidet die Nullachse bei ungefähr 23,3 mA. Dieser Wert entspricht dem Schwellstrom:

$$I_{th} = \frac{qV_a}{\tau_c} \left(N_0 + \frac{1}{g_0 \tau_p} \right). \quad (1.92)$$

In Abb. I.33 sind typische Resonanzkurven des Modells aufgrund der *Amplitudenmodulation* bei unterschiedlichem Biasstrom dargestellt. Die Kurven sind zum besseren Vergleich normiert auf das Peakmaximum abgebildet, man erkennt deutlich mit zunehmendem Grundstrom ein Verschieben des Resonanzpeaks zu höheren Frequenzen hin. Das System wird quasi steifer. Die Höhe und Steilheit des Peaks hängt stark von dem nichtlinearen Gainparameter ϵ ab. Für $\epsilon = 0$ ist der Peak extrem Spitz, was nicht der Realität entspricht.

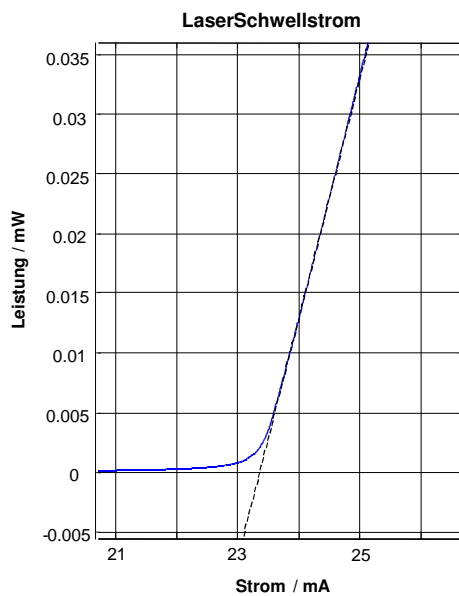


Abbildung I.32: Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Grundstrom. Der Schnittpunkt der gestrichelten Gerade mit der Nullachse entspricht dem Schwellstrom bei ~ 23.5 mA.

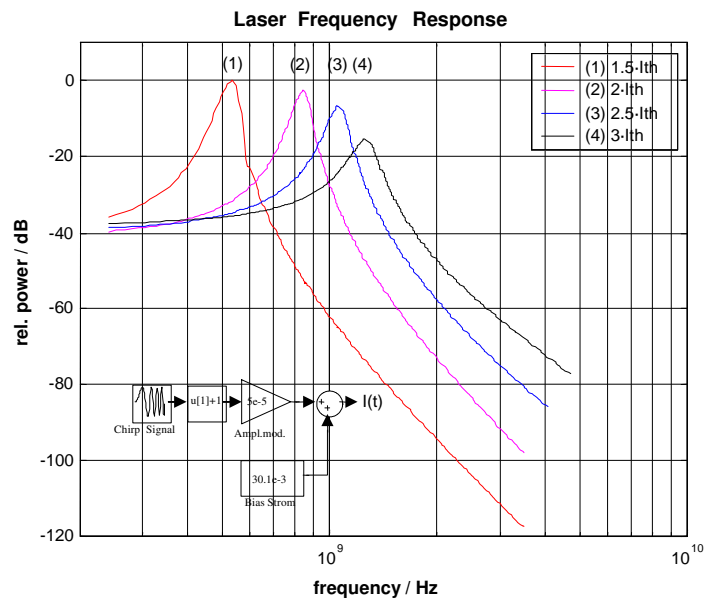


Abbildung I.33: Resonanzpeaks typischer Responsekurven aufgrund einer Amplitudenmodulation. Die Peaks verschieben sich mit zunehmendem Grundstrom. Die Blöcke in der Ecke links unten zeigen die Beschaltung für den Eingangstrom, moduliert mit einem linear durchgestimmten Sinussignal (linear chirp).

Zur Strommodulation wurde ein linear durchgestimmtes Sinussignal verwendet. Eine Modulationsamplitude von $5e-5$ mA beziehungsweise ein resultierender Modulationsindex von ungefähr $2e-3$ reicht bereits völlig für die Anregung aus (Kleinsignalanalyse, die Frequenzänderung darf dabei nicht zu schnell erfolgen). Die Responsekurven selbst wurden aus der Amplitudenmodulation der generierten optischen Leistung gewonnen. Dies entspricht bei konstantem Modulationsstrom der Response $|P(\omega)/I(\omega)|$ des Systems. In [Buu-36], [Agr1-1] wird sie typischerweise angegeben mit:

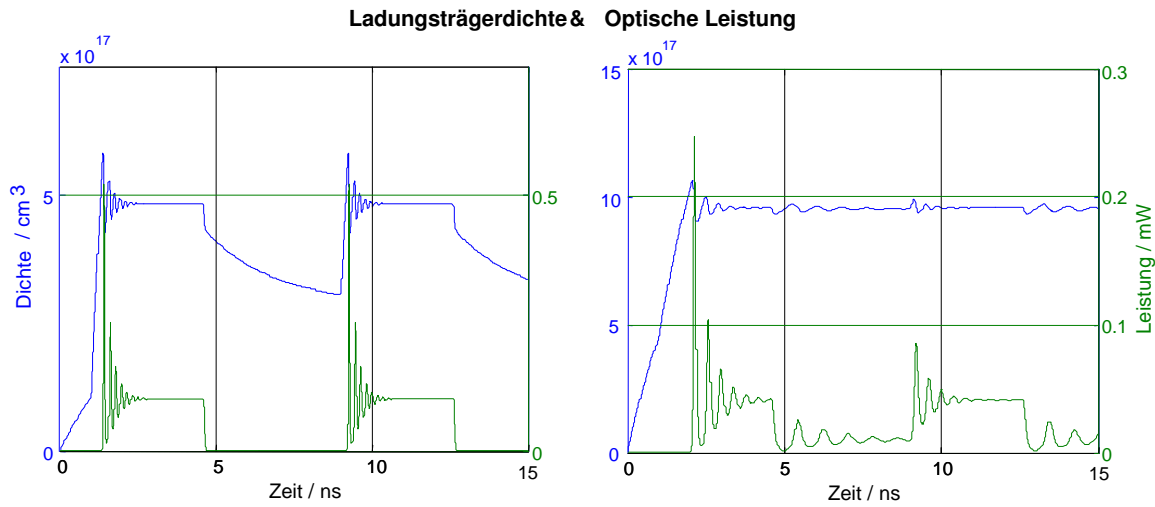


Abbildung I.34: Einschwingverhalten der Ladungsträgerdichte (jeweils oben) und der im aktiven Medium erzeugten optischen Leistung (jeweils unten). Moduliert wird mit je zwei aufeinander folgenden idealen Rechteckpulsen. Im linken Bild beginnt der Puls wenige Milliampere über der Schwelle und steigt dann schlagartig auf 350 mA, im rechten Bild liegt der Grundstrom deutlich über der Schwelle bei 100 mA und steigt auf 200 mA während des Pulses.

$$H(\omega_m) = \left[1 + \frac{i\omega_m \gamma}{\Omega_r} + \left(i \frac{\omega_m}{\Omega_r} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (I.93)$$

wobei γ eine Dämpfungskonstante und Ω_r die Resonanzfrequenz oder auch Winkelfrequenz der Relaxationsoszillationen ist:

$$\Omega_R = \left[\frac{1 + \Gamma v_g g_0 N_0 \tau_p}{\tau_c \tau_p} \left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right) \right]^{1/2}, \quad (I.94)$$

v_g ist die Geschwindigkeit der optischen Welle im verstärkenden Medium. Gleichung (I.93) drückt nur die intrinsische optische Response aus. Dazu kommt noch die äußere, elektrisch parasitäre Response $H_{el}(\omega)$, hervorgerufen durch Reihenwiderstände der Diodenkontaktierung und die dazu parallelen Kapazitäten. Die totale Modulationsresponse ist dann das Produkt von $H(\omega_m)$ und $H_{el}(\omega_m)$.

Obige Relaxationsoszillationen zeigen sich auch im Anschwingverhalten des Lasers bei einer Pulsmodulation mit steilen (hochfrequenten) Flanken wie beispielsweise in Abb. I.34. Knapp über der Schwelle beginnend steigen die Pulsflanken im linken Bild auf 350 mA; die Trägheit des Lasersystems lässt die Ladungsträgerdichte allmählich ansteigen, wobei die Photonendichte erst nach einer bestimmten Verzögerungszeit zunimmt. Die Photonendichte, die der optischen Leistung entspricht, schwingt ebenfalls phasenversetzt gegenüber der Ladungsträgerdichte mit einer Relaxationsfrequenz auf einen konstanten quasi-cw-Wert ein. Im Puls-Aus-Bereich fällt sie schnell auf wenige Picowatt ab. Mit kleiner werdender Modulationsamplitude (relativ zum Grundstrom) werden auch die Oszillationen am Pulsanfang langsamer und das Einschwingverhalten ausgeprägter. Liegt dazu der Grundstrom insgesamt deutlich über der Schwelle wie in Abb. I.34 rechts mit 100 mA,

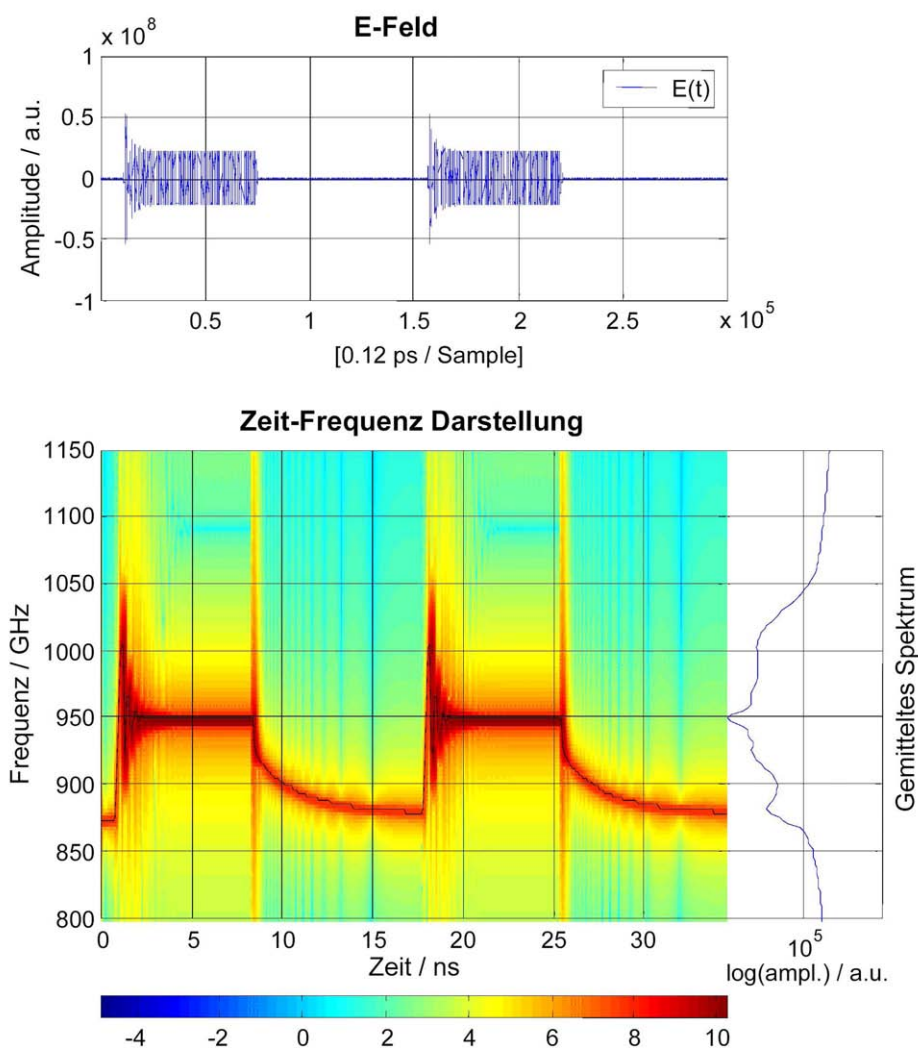


Abbildung I.35: Simuliertes E-Feld (Modulation wie in Abb. I.29 beschrieben) mit zugehöriger Zeit-Frequenzdarstellung. Die Transformation wurde mit einem 3072 Punkte Hanningfenster durchgeführt. Rechts unten ist der FFT-Mittelwert über alle Frequenzspalten aufgetragen.

dann taucht im Puls-Aus-Bereich ein zusätzliches Einschwingverhalten mit noch langsamerer Frequenz auf; die Ladungsträgerdichte bleibt annähernd konstant. Um zu veranschaulichen was bei einer Modulation wie in Abb. I.34 links mit dem E-Feld geschieht, ist in Abb. I.35 unten das Ergebnis einer klassischen Zeit-Frequenztransformation dargestellt. Die Auflösung in die Frequenzrichtung beträgt 7,8 GHz; sie ist durch das gleitende Hanningfenster der Transformation begrenzt. Rechts daneben ist die Fouriertransformierte des gesamten Signals aufgetragen. Dies entspricht dem Mittelwert über alle Frequenzspalten der Zeit-Frequenztransformation. In Abb. I.35 oben ist zum Vergleich das original E-Feld über der Zeit aufgetragen. Die Amplitude wird aus der Wurzel der Photonendichte gewonnen und folgt somit deren oszillierenden Modulationsverlauf. Anhand der Phasengleichung (I.90 c) im DGL-System des Modells wird über $\nu(t) = 1/2\pi \cdot d\phi/dt$ indirekt eine Frequenzmodulation erreicht. Damit die Frequenzmodulation in der Zeit-Frequenzdarstellung im Beispiel von Abb. I.35 visuell deutlich wird, ist die resultierende Frequenzänderung aus Gleichung (I.90 c) in der Simulation mit einem Faktor 2.5 vergrößert worden. Die Phasenänderung $d\phi/dt$ wird im Modell direkt integriert und als zeitab-

hängige Phase auf die optische Grundphase aufaddiert (siehe Modell Anhang 1).

Die Responsekurven bei einer Frequenzmodulation sehen den Kurven der Amplitudenmodulation in Abb. I.33 ähnlich, sind aber in der Regel etwas flacher und symmetrischer. Bei [Buu-36] werden für Photonen- und Frequenzmodulation knapp oberhalb der Schwelle $\bar{N} \approx N_{th}$ näherungsweise folgende Gleichungen angegeben:

$$\frac{\Delta S}{\Delta I} = \frac{1}{q V_a G_{th}} H(\omega_m), \quad \frac{\Delta \nu}{\Delta I} = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{\gamma}{q V_a \bar{S} G_{th}} \left(1 + j \frac{\omega_m}{\gamma} \right) H(\omega_m), \quad (I.95)$$

wobei \bar{S} der Mittelwert der Photonendichte und $G_{th} \approx v_g \Gamma g_0 (\bar{N} - N_0)$ die effektive Verstärkung bzw. Verstärkung pro Einheitszeit ist. Für niedrige Frequenzen ist $\Delta \nu / \Delta I \approx \alpha / (4\pi) \cdot \epsilon / (q V_a)$, was in der Modellierung 150 MHz/mA ausmacht und in der Größenordnung der Hochfrequenzabstimmrate von langwelligen Halbleiterlasern mit BH-Struktur liegt. Die im Experiment verwendeten Laser mit DH-Struktur liegen eine Größenordnung darunter.

4.3 Thermische Erweiterung

Die nächste Erweiterung des Modells besteht nun darin, die explizite Abhängigkeit der Abstimmung von der Temperatur zu integrieren. Mit einer Strommodulation ist, wie in Abschnitt 1.3 „Abstimmeigenschaften“ bereits erläutert, durch Wärmeaustausch zwischen freien Ladungsträgern und Gitterphononen auch eine Temperaturmodulation verbunden. Voraussetzung ist, dass die Modulationsfrequenz deutlich unter einer bestimmten Cutoff-Frequenz $\nu_{co} = 1 / (2 * \pi r_{th} C)$, mit C als Wärmekapazität des Laserchips mit der Größenordnung 10^{-7} J/K, bleibt. Wird die Modulationsfrequenz größer als die thermische Zeitkonstante, dann ist die Frequenzabstimmung im wesentlichen durch die Ladungsträgermodulation bestimmt. Über den von der Ladungsdichte abhängigen Brechungsindex $\mu = \sqrt{\epsilon_b + \text{Re}(\chi_0)}$ in Gleichung (I.6) wird das E-Feld im optischen Wellenleiter moduliert. Eine ganze Reihe von Mechanismen spielen bei der thermischen Abhängigkeit eine Rolle, angefangen von optischen Verlusten wie zum Beispiel Auger-Rekombination bis hin zu den gravierenden Effekten von Aufweitung und Verschiebung der Gainkurve oder Leckverluste des Stroms außerhalb der aktiven Region [Gho-30]. Die Leistung des Lasers nimmt nach Überschreiten des Schwellstroms I_{th} proportional mit dem Strom zu und wird schließlich mit Abnahme des Wirkungsgrads η begrenzt. Der effektive differentielle Wirkungsgrad ist temperaturabhängig und nimmt bei höherem Injektionsstrom und entsprechend hoher interner Temperatur wieder ab. Der Schwellstrom des Lasers nimmt ebenfalls progressiv mit der Temperatur zu, so dass Bleisalzlaser bei Raumtemperatur nur noch mit Pulsen betrieben werden können. Vereinfacht lässt sich das Verhalten ausdrücken durch $P(I, T) = \eta(T) (I - I_{th}(N, T))$. In erster Näherung kann angenommen werden, dass die Steigung des Wirkungsgrades konstant und der Schwellstrom nur von der Temperatur abhängig ist. Um die Laserdiodenstruktur und den in der Regel inhomogenen Wellenleiter mit vertretbarem Aufwand modellieren zu können, wird nach [Men2-31] angenommen, dass sich alle statischen thermischen Effekte in einem temperaturabhängigen Offsetstrom I_{off} ausdrücken lassen. Die Leistungskennlinie lautet dann: $P(I, T) = \eta (I - I_{th} - I_{off}(T))$. Der Offsetstrom I_{off} lässt sich empirisch ermitteln und durch eine Polynomial-

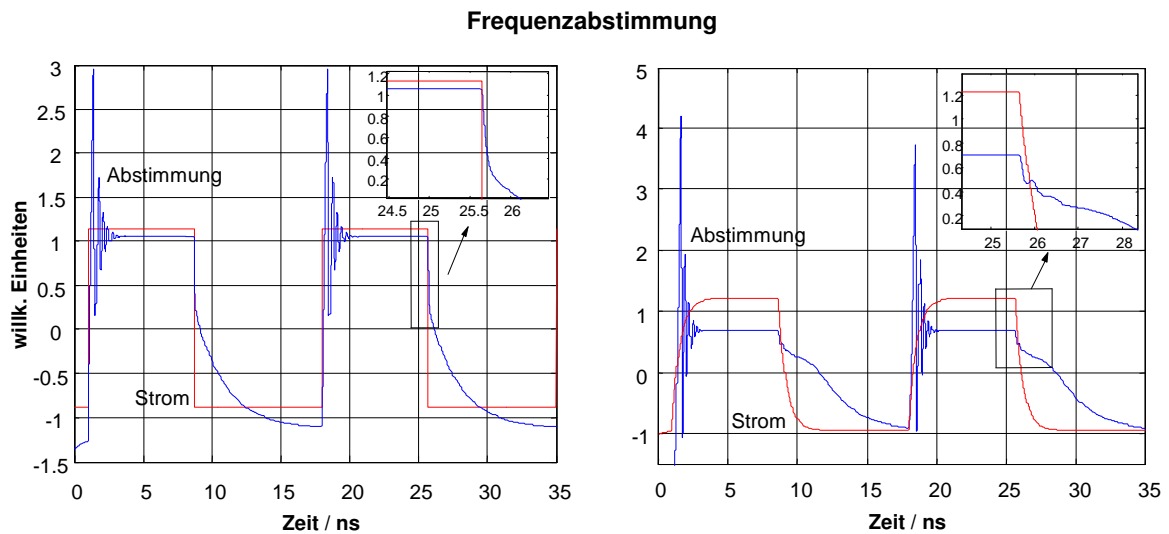


Abbildung I.36: Vergleich einer Lasermodulation im Modell mit Rechteckpuls und zugehöriger Frequenzabstimmung (beide normiert $x' = (x - \bar{x}) / \sigma(x)$). Links ohne und rechts mit zusätzlicher Temperaturabhängigkeit, siehe Text. (Die thermische Zeitkonstante und damit indirekt die thermische Kapazität wurde hier mit unrealistisch kurzen Werten angenommen, um den thermische Einfluss auch bei sehr kurzen Pulsen von mehreren ns erkennbar zu machen.)

gleichung fitten, bei einem geringen Modulationsstrom ist I_{th} praktisch konstant. Damit die thermische Abhängigkeit in das bisherigen Ratengleichungsmodell integriert werden kann, wird es mit einer vierten Gleichung erweitert:

$$\frac{dT}{dt} = \left[T_0 - T + (IV - P) R_{th} \right] \frac{1}{\tau_{th}}. \quad (I.96)$$

Darin sind R_{th} der thermische Widerstand, τ_{th} die thermische Zeitkonstante und T_0 die Umgebungstemperatur (die thermische Kapazität des Chips ist $C = \tau_{th} / R_{th}$). In Gleichung (I.90 a) wird dann $I(t)$ durch $I(t) - I_{off}(t, T)$ ersetzt. Der Term $(IV - P)$ entspricht der elektrischen Leistung, die in der Diode in Wärme umgesetzt wird, wobei auch die Strom-Spannungskennlinie IV entweder gemessen oder über eine Gleichung beschrieben werden kann. Dazu bietet sich entweder nach [Agr1-1] die empirische Shockley-Gleichung mit einem Dämpfungsparameter β und Sättigungsparameter I_s an: $I = I_s [\exp(\beta(T)V) - 1]$, oder ein Ausdruck nach [Men2-31], der das Strom-Spannungs-Verhalten einer Widerstand-Dioden-Reihenschaltung beschreibt:

$V = IR_s + V_T \ln(1 + I/I_{sc})$. Der Widerstand R_s ist der komplette Reihenwiderstand, V_T die thermische Spannung der Diode (\sim konstant für eine Betriebstemperatur) und I_{sc} der Sättigungsstrom der Diode. In Abb. I.36 ist vergleichsweise eine Rechteckmodulation einmal mit und einmal ohne die thermische Abhängigkeit gezeigt. Deutlich zu erkennen sind die typischen Einschwingoszillationen am Pulsanfang, wobei hier die Frequenzabstimmung $d\phi/dt$ dargestellt ist. Das jeweils graphisch überlagerte Signal stellt den Stromverlauf $I(t) - I_{off}(t, T)$ (normiert) dar. Im Bild rechts zeigt sich der thermische Einfluss als exponentieller Verlauf; damit der Effekt bei sehr kurzen Pulsen sichtbar wird, wurde die thermische Zeitkonstante in der Simulation um annä-

hernd zwei Größenordnungen verkleinert. Interessant sind dabei die Pulsverläufe in der Puls-Aus-Situation: die thermische Trägheit fängt den steilen Abfall der Abstimmung ab einem gewissen Zeitpunkt auf und es beginnt ansatzweise ein oszillierendes Einschwingen auf das neue Puls-Aus-Niveau, allerdings bei deutlich geringerer Frequenz.

4.4 Mischung und Detektion

Der nächste Schritt besteht nun darin, die Terme der Rauschquellen bei den Ratengleichungen der Photonendichte und der Phase mit einzubeziehen. Im Modell wird ein Simulationsblock verwendet, der gaußsches Rauschen produziert. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion entspricht einer Gaußverteilung mit einem gewählten Mittelwert von 0. Als Samplingrate wird das zehnfache der Lebensdauer τ_p der Photonen im Wellenleiter

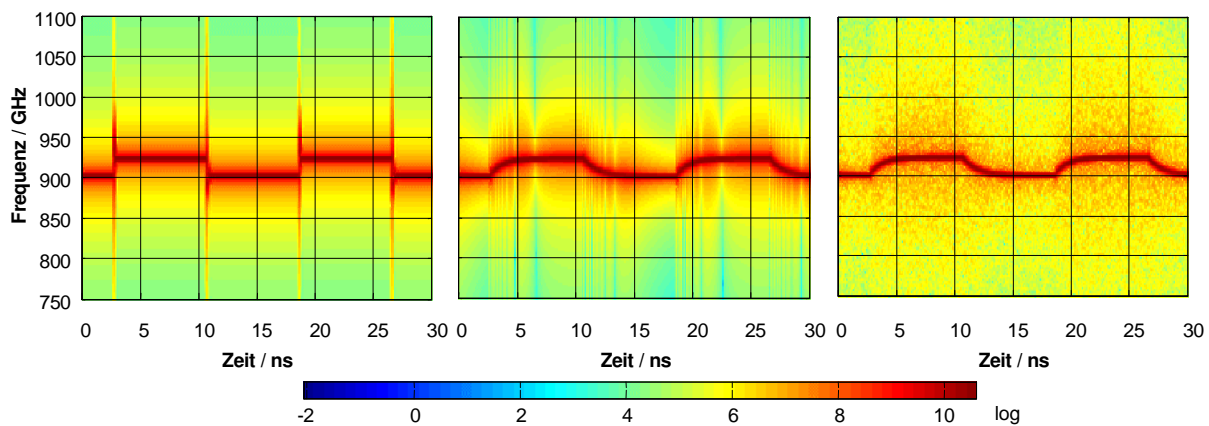


Abbildung I.37: Vergleich des spektralen Verhaltens eines simulierten E-Feldes unter Pulsmodulation im Nanosekundenbereich. Links ohne thermischen Einfluss, in der Mitte mit thermischer Dämpfung der Abstimmungsgeschwindigkeit und rechts mit zusätzlichem Phasenrauschen.

gewählt, was etwas oberhalb des Bereichs der Ereignisdauer spontaner Emissionen $1/R_{sp}$ liegt ($\sim 10^{-12}$ s). Die Gleichungen für Photonendichte und Phase erhalten jeweils eine eigene Rauschquelle mit einer Varianz wie in Gleichung (I.89) eingeführt. Die spontane Emissionsrate R_{sp} berechnet sich (bei Lasern mit geringer Schwelle) über $R_{sp} = \Gamma N_0 \beta t_c$. Durch die sehr große Varianz und die sehr kurzlebigen Rauschereignisse verhält sich die Rauschquelle relativ zur Systembandbreite und deren Reaktionszeiten annähernd wie weißes Rauschen mit einer normalverteilten Wahrscheinlichkeitsdichte. Die Korrelationszeit ist gegenüber theoretischem weißem Rauschen auf jeden Fall größer Null. Obwohl der Mittelwert Null beträgt, ist die Auswirkung der Rauschquelle auf das numerisch berechnete E-Feld aufgrund der Phasenmodulation von der Samplingrate des Modells abhängig.

In Abb. I.37 ist ein Vergleich zwischen Rechteckmodulationen mit einem Pulsstrom von 200 mA, und einem Biasstrom von 500 mA, deutlich über der Schwelle bei ~ 60 mA, dargestellt. Links ist eine Zeit-Frequenzdarstellung des E-Feldes ohne thermische Erweiterung der Ratengleichungen, in der Mitte mit der Erweiterung

und rechts mit zusätzlichem Phasenrauschen zu sehen. Wie bereits erwähnt, wurde die thermische Zeitkonstante t_{th} derart verringert, dass das typische exponentiell thermische Verhalten bereits im Nanosekundenbereich ausgeprägt ist. Im linken Bild ist weiterhin deutlich zu erkennen, dass in den Flankenbereichen mit extrem schneller Abstimmung die Signalanteile über alle Frequenzen verteilt sind. Die Verschmierung im mittleren Bild entstehen hauptsächlich durch die Berechnung der Zeit-Frequenzverteilung mit konstanten, gewichteten Fensterbreiten bei unterschiedlicher Abstimmungsgeschwindigkeit. Hinzu kommt eine geringe Auflösung bzw. Samplingrate.

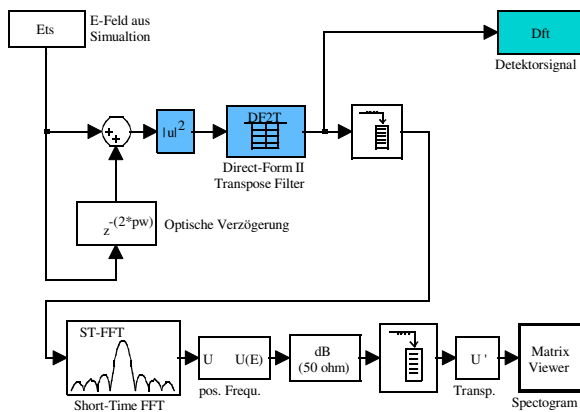


Abbildung I.38: Blockschaltbild in der Matlab-SIMULINK Umgebung zur Berechnung des Heterodynsignals basierend auf einer quadratischen Mischung mit einer zeitlich verzögerten Kopie. Mit der untere Blockreihe wird quasi kontinuierlich die gefensterte Fouriertransformation berechnet.

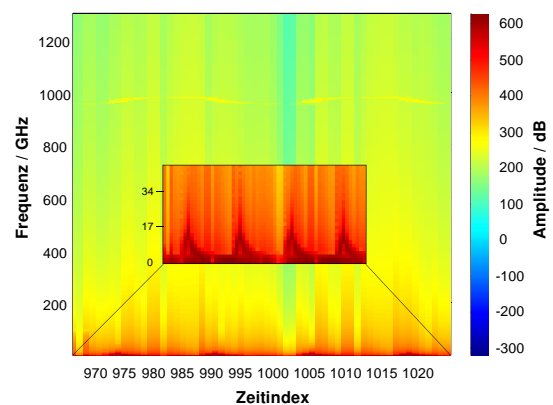


Abbildung I.39: Zeit-Frequenz Repräsentation eines simulierten optischen Mischsignals mit vergrößerten Ausschnitt im niederfrequenten Bereich bis ca. 40 GHz.

Um nun ein zeitverzögertes Heterodynsignal zu erzeugen, muss der numerische Vektor des E-Feldes mit einer zeitlich verschobenen Kopie addiert und betragsmäßig quadriert werden. Wie in im Blockschaltbild in Abb. I.38 ersichtlich, folgt anschließend zur vollständigen Darstellung einer idealen Detektorfunktion (blau gefärbte Blöcke) lediglich ein Tiefpassfilter (DF2T), der in diesem Fall als Equiripple-FIR-Filter ausgeführt ist. Dieser Typ ist vorteilhaft, da er nicht besonders steil abfällt und eher einer Detektorresponsefunktion ähnelt. Die Filterkoeffizienten sind für die Simulation derart ausgelegt, dass die Responsefunktion des Filters erst bei 50 GHz auf -200 dB abfällt, also hohe Frequenzen ausreichend unterdrückt. Das Eigenrauschen des Detektors wurde nicht implementiert. Eine alternative Möglichkeit den Detektor zu simulieren wäre, ihn als Korrelationsfunktion mit Integrationsgrenzen entsprechend seiner Bandbreite auszulegen. Der Rechenaufwand wäre allerdings nicht günstiger.

In Abb. I.39 ist in der inneren Grafik vergrößert der niederfrequente Bereich der Zeit-Frequenzdarstellung eines berechneten Mischsignals bis ~40 MHz dargestellt. Das Eingangssignal, aus dem das Mischsignal nach dem Prinzip in Abb. I.38 berechnet wurde, basiert auf einer Rechteckmodulation der Laserdiode über den Strom. Das E-Feld ist in diesem Fall mit keinem Phasenrauschen behaftet. Bei ungefähr einem Terahertz ist noch

schwach ein Frequenzverlauf der direkten Laseremission zu erkennen, ein realer Detektor löst diesen Frequenzbereich in Normalfall überhaupt nicht mehr auf.

Der Verlauf des Mischsignals entspricht einer Ableitung, also der Abstimmrate des Lasers mit einer zeitlichen Auflösung Δt . Diese ist durch die Schrittweite gegeben, mit der das Analysefenster verschoben wurde, nicht zu verwechseln mit der Breite des Analysefensters selbst. Bei einer Fensterbreite von 4096 Punkten und einer Fensterüberlappung von 0% während der Verschiebung ergibt sich zum Beispiel in Abb. I.39 eine zeitliche Auflösung von $\Delta t = 0.53$ ns und eine Frequenzauflösung von lediglich 1.8 GHz. Das erklärt auch die grobe Rasterung im Spektrogramm. An dieser Stelle wird wieder der Kompromiss zwischen Frequenz- und Ortsunschärfe deutlich. Aus diesem Grund werden in der Simulation Betrachtungen zur Linienbreite im GHz-Bereich erfolgen müssen, da im MHz-Bereich, der von Seiten des Experiments her gesehen vernünftig wäre, die numerische Auflösung nicht ausreichen würde. In der Vergrößerung in Abb. I.39 ist ebenfalls deutlich ein DC-Anteil zu erkennen, der wie sich zeigen wird auch im Realfall existiert und bei der späteren Auswertung unterdrückt bzw. herausgefiltert werden muss. Eine derartige Auswertung einer verrauschten Rechteckmodulation, inclusive Bestimmung des Verlaufs für die resultierende Linienbreite, wird im nächsten Abschnitt behandelt.

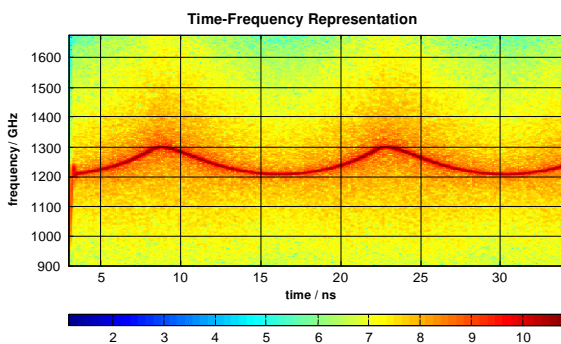


Abbildung I.40: Parabelförmig moduliertes Lasersignal mit Phasenrauschen, STFT-Darstellung.

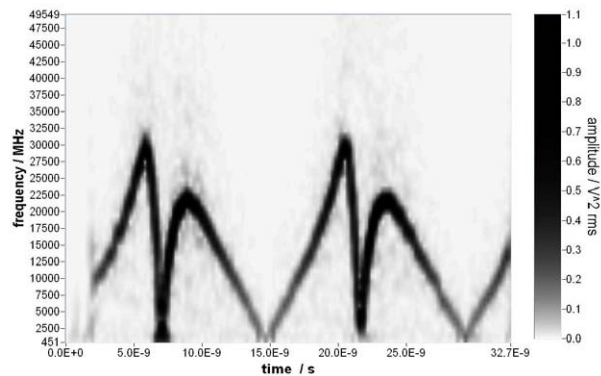


Abbildung I.41: Darstellung des aus Abb. I.40 resultierenden Mischsignals. Die Abstimmrate ist aufgrund starker thermischer Abhängigkeit nicht linear.

Entspricht der Verlauf des Mischsignals der Abstimmrate des Lasers, müssten mit einer parabolischen, periodischen Abstimmung in der Zeit-Frequenzdarstellung periodisch exakt linear ansteigende und linear absteigende Bereiche in der Mischung auftreten. Zu Erzeugung solch einer parabolischen periodischen Modulation wird in der Simulation zum Beispiel einen sägezahnartigen Verlauf zwischen plus und minus Eins benutzt, der anschließend quadriert und auf einen konstanten Stromwert, der über der Schwelle liegt, addiert wird. Das Resultat des erzeugten E-Feldes ist in Abb. I.40 als STFT-Darstellung zu sehen. Bereits hier ist zu erkennen, dass die wannenartigen Verläufe nicht mehr symmetrisch und die ursprünglich spitzen Wendepunkte aufgeweicht sind. Grund ist die höhere thermische Trägheit des Systems. In Abb. I.41 ist der aus der Mischung resultierende Abstimmverlauf in STFT-Darstellung zu sehen. Die DC-Anteile wurden wie bereits oben erwähnt hinreichend entfernt. Statt eines periodisch linearen Verlaufs sind bei den ansteigenden Flanken Krümmungen vorhanden, der absteigene Verlauf ist weiter gezogen und flacher. In den realen Messungen wird dieser typisch

unsymmetrische Charakter des „An/Aus-Verhaltens“ immer wieder deutlich werden, allerdings mit anderen Zeitskalen für die Abstimmperioden im μs -Bereich.

4.5 Spektrales Rauschen

Will man nun eine qualitative Abschätzung für das Verhalten der Linienbreite im GHz-Bereich während einer Mischung erhalten, muss der Rauschanteil im Modell verstärkt werden. Linienbreiten im MHz-Bereich lassen sich numerisch nicht mehr auflösen.

Die Verstärkung kann im Modell entweder direkt multiplikativ bei beiden Rauschanteilen erfolgen oder auch durch Variation des Kopplungsfaktors β der spontanen Emission, welcher für das Laserrauschen verantwortlich ist. Der Faktor bestimmt den Kopplungsgrad zwischen Ladungsträgerdichte und Photonen und beeinflusst

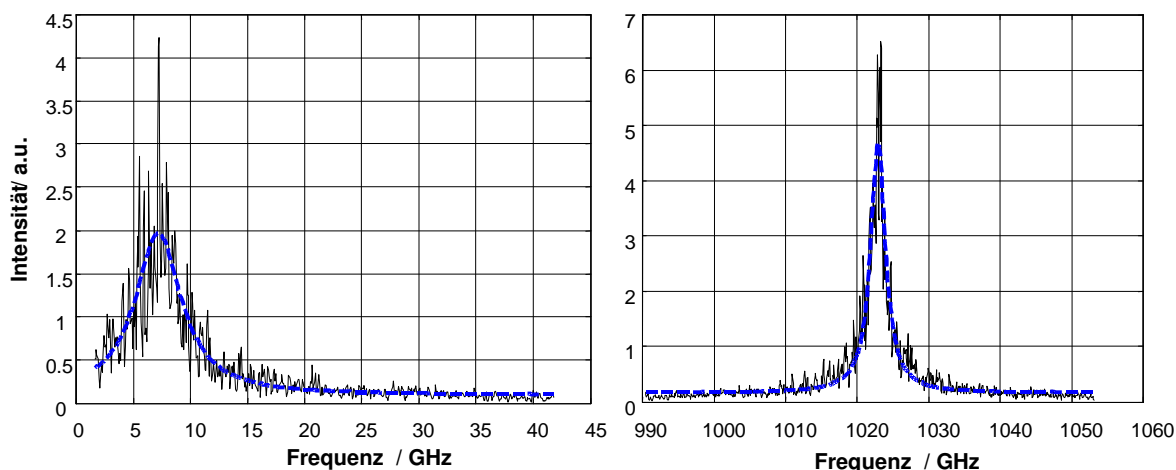


Abbildung I.42: Rauschspektren mit Lorentzfit rechts direkt aus dem berechneten E-Feld des Lasers und links nach der Mischung. Für die Mischung ist eine lineare Abstimmung erforderlich. Sind die Rauschanteile statistisch unabhängig voneinander, ergibt sich in der Mischung exakt die doppelte Halbwertsbreite.

über die spontane Emissionsrate R_{sp} direkt das relative Intensitätsrauschen der Laseremission [Pin-20]. Im Modell zeigt sich, dass je kleiner der Faktor β gewählt wird, desto steiler wird das Einschwingverhalten am Pulsanfang. Die Dämpfungseigenschaft des Systems wird damit ebenfalls beeinflusst. Der Lorentzfit in Abb. I.42 wird anhand der Gleichung:

$$L(x) = \frac{a}{\pi} \frac{w^2}{w^2 + (x_0 - x)^2} + o \quad (I.97)$$

mit einer Amplitude a , der halben Breite auf der Höhe des halben Maximums w und einem Offset o an die spektrale Rauschverteilung gefittet. Die Linienbreite des Mischsignals mit 4.81 GHz ist mit einem Prozent Fehler doppelt so groß wie die Linienbreite des Originalsignals. Die Frequenzauflösung der FFT beträgt in

diesem Fall $100 \cdot 1024$ Punkte was bei einer Simulationsrate von $1.4 \cdot 10^{-13}$ s immerhin knappen 70 MHz pro FFT-Punkt entspricht. Mit einer so großen Linienbreite ist natürlich die Kohärenzlänge beziehungsweise Kohärenzzeit sehr kurz. Über die einfache Beziehung $\Delta \nu = 2/t_c$ ergibt sich eine Kohärenzzeit von ~ 0.83 ns, das entspricht ~ 6000 Datenpunkten in der Simulation. Die Autokorrelationsfunktion entspricht, abgesehen von der Normierung, dem Kohärenzgrad des Signals [Pet-27].

Berechnet man in vorigem Beispiel die Autokorrelationsfunktion des nicht abgestimmten E-Feldes, welches die Hälfte der spektralen Linienbreite besitzt, dann zeigt sich wie erwartet ein steiler Abfall in der Gegend von bereits 0.3 ns. Im Vergleich dazu entspricht die Autokorrelationsfunktion eines reinen weißen Rauschens einer Dreiecks- oder Dachfunktion.

Beim Verändern der Rauschcharakteristik im Modell muss die Simulationsrate mit berücksichtigt werden. Zum einen beeinflusst sie die Bandbreite des gesamten Systems, zum anderen die effektive Phasenmodulation über die Integration in der Phasengleichung des DGL-Systems. Wählt man die Rauscheigenschaften wie in Gleichung (I.89) und (I.90) beschrieben, spielt in erster Näherung das Intensitätsrauschen praktisch keine Rolle und kann vernachlässigt werden. In Abb. I.43 sind Beispiele der typischen Rauschcharakteristiken von Ladungsträger- und Photonendichte mit ihren Standardabweichungen dargestellt. Beide Rauschsignale werden von der gleichen Quelle in der Photonengleichung gespeist und sind in ihrer Standardabweichung vernachlässigbar klein gegenüber dem Rauschanteil, den die Phasengleichung besitzt. Dieser ist um fünf Größenordnungen größer, da auch das Phasenrauschen selbst mit einer deutlich kleineren (schmaleren) Varianz definiert wird. Das Spektrum des E-Felds läßt sich praktisch als reines FM-Rauschspektrum bezeichnen. Das Frequenzspektrum der einzelnen Rauschquellen selbst ist wie beim weißen Rauschen gleichverteilt; das Spektrum der Ladungsträger und Photonen jedoch ist durch das System tiefpassgefiltert und besitzt unterschiedliche Gaußcharakteristiken.

Wird das Rauschen wie für Abb. I.42 nicht zusätzlich verstärkt, sondern wird zum Beispiel β und die Varianz des Phasenrauschens geringfügig verringert, wird automatisch relativ dazu das Intensitätsrauschen betont (eine andere Möglichkeit wäre, den Verbreiterungsfaktor α zu erhöhen, da nach Gleichung (I.11) indirekt über die Suszeptibilität eine Relation zwischen Intensitäts- und Phasenrauschen hergestellt wird). Innerhalb bestimmter Bereiche stellen sich deutlich Seitenbänder symmetrisch um die Zentralfrequenz ein. Die Stärke der Seitenbänder sind ein Maß für die Korrelation zwischen Phasen- und Amplitudenfluktuationen [Vah1-13]. Die mehr oder weniger äquidistanten Frequenzabstände liegen in der Größenordnung der Relaxationsprozesse und -oszillationen des Lasersystems. Sie dürfen nicht verwechselt werden mit den Seitenbändern, die sich durch Restinterferenz bei Mischung teilkohärenter Strahlung ergeben, wie in Abschnitt 2.3 „Intensitätsrau-

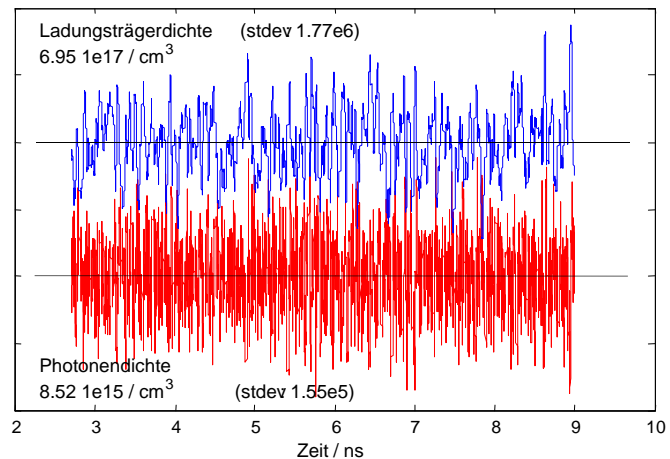


Abbildung I.43: Typische Rauschcharakteristik von Ladungsträger- (oben) und Photonendichte (unten). Das Reservoir der Ladungsträger besitzt eine höhere Dämpfung als das der Photonen.

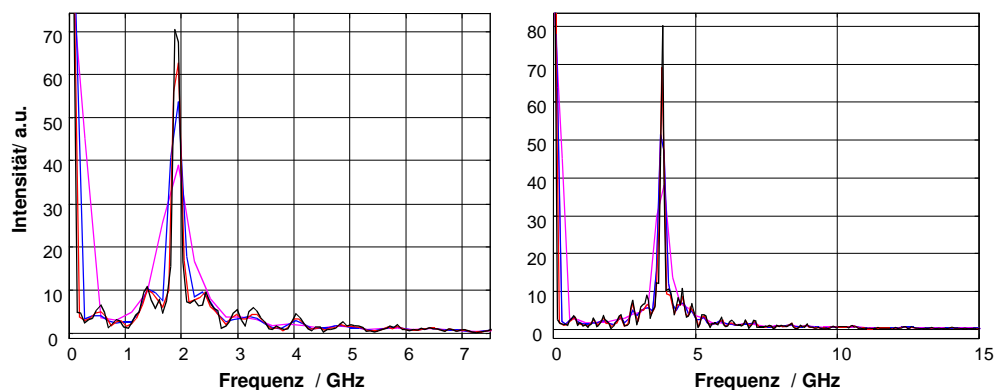


Abbildung I.44: Vergleich eines Mischsignals mit einer Zeitverzögerung von 1,15 ns links und 2,30 ns rechts – die Abstände der Seitenoszillationen bleiben erhalten. In jeder Darstellung sind Fouriertransformationen unterschiedlicher Frequenzauflösungen überlagert.

„sches und Teilinterferenz“ beschrieben. Im Gegensatz dazu ändern sich die Abstände dieser Art von Seitenbänder nicht, wenn man die Zeitverzögerung ändert. In Abb. I.44 sind vergleichsweise die Spektren von Mischungen derselben linear abgestimmten Lasermodulation, links mit 1,15 ns und rechts mit der doppelten Verzögerungszeit von 2,30 ns, abgebildet. Zusätzlich sind bei jeder Darstellung Spektren mit unterschiedlicher FFT-Frequenzauflösung übereinander geplottet. Ab einer bestimmten Auflösung von ungefähr 100 MHz ändert sich die Linienbreite nur noch unwesentlich, was ein Zeichen dafür ist, dass die Linienbreite im Spektrum nicht mehr durch zu geringe numerische Auflösung verfälscht und die reale Linienbreite erreicht ist. Die Abbildungen I.44 sind direkt vergleichbar mit den gemessenen Ergebnissen der Heterodynüberlagerung eines Bleisalzlaser mit einem CO₂-Laser (Abschnitt 2.4 „Heterodynmessung mit PbSe - und CO₂ - Laser“).

4.6 Korrektur bei der dynamischen Bestimmung der Linienbreite

Bei der Bestimmung der „dynamischen“ Linienbreite verursacht eine feste Fenstereinstellung bei der STFT einen von der Steigung bzw. von der Abstimmgeschwindigkeit abhängigen Fehler. Betrachtet man lediglich die Maximalwerte der jeweiligen Spektren innerhalb der STFT, so erhält man einen Frequenzverlauf mit einer gewissen Ortsauflösung, bedingt durch die Verschiebung der sich überlappenden Fenster, und einer Frequenzauflösung, bedingt durch die fixe Fensterbreite. Der Frequenzverlauf des Mischsignals einer zeitverzögerten Heterodynmischung entspricht wie in Abb. I.22 gezeigt der Ableitung der Abstimmung, angenähert durch den Differenzenquotienten mit der Schrittweite Δt_D . Bei relativ störungsfrei verlaufenden Abstimmungen ist der aus der Näherung resultierende Fehler vergleichsweise gering. Angenommen die Linienbreite ist während der Abstimmung konstant, dann überdeckt die Fensterbreite bei unterschiedlichen Steigungen unterschiedlich große Frequenzbereiche, wie in Abb. I.45 durch die Rautenflächen angedeutet. Die Frequenzausdehnung $\Delta \nu'$ nimmt proportional zur Steigung des verrauschten Frequenzbandes zu und lässt sich beschreiben mit:

$$\Delta v' = \left| \Delta v + k \frac{dv}{dt} \Delta v_\tau \right| \approx \left| \Delta v + k \frac{\Delta v_m}{\Delta t_m} \tau \right| \quad (1.98)$$

wobei Δv die reale Linienbreite und Δv_τ die der Fensterbreite entsprechende Frequenzauflösung ist. Das Verhältnis $\Delta v_m / \Delta t_m$ im letzten Ausdruck entspricht dem Differenzenquotienten mit

$\Delta v_m = v(t + \Delta t_m) - v(t)$ und Δt_m als Schrittweite, die sich aus der gewählten Fensterüberlappung ergibt. Hier muss Δt_m unterschieden werden von τ , der Zeit der gesamten Fensterbreite. Der Wert k ist ein zusätzlicher Korrekturfaktor, der abhängig vom benutzten Fenstertyp und der Fitfunktion ist. Er wird in der Auswertesoftware empirisch ermittelt durch Auswertung

bestimmter simulierter Signale. Sind die Frequenzfluktuationen innerhalb des analysierten Bereichs deutlich schneller als die inverse Fensterbreite und ist die Abstimmgeschwindigkeit dv/dt nicht allzu sprunghaft, dann lässt sich insgesamt eine recht gute Korrektur erzielen.

In Abb. I.46 ist eine leicht verrauschte Version des künstlich erzeugten Mischsignals basierend auf einer Rechteckmodulation zu sehen. Die Daten der Abb. I.46 stellen eine Matrix dar, deren Spalten jeweils dem Spektrum zu einem Zeitpunkt t_i entsprechen.

Passend dazu ist in Abb. I.47 eine Auswertung mit Darstellung des Verlaufs der jeweiligen Maxima der Spektren (oben) und der resultierenden Linienbreite (mitte) dargestellt. Die Linienbreite wurde durch

einen Lorentzfit an das jeweilige Hauptmaximum jedes einzelnen Spektrums gewonnen. Für die Korrektur der Linienbreite ist es nun notwendig, die Steigung aus dem Verlauf der Maxima zu ermitteln. Hierbei ist es günstiger, die Maxima der Fitfunktionen anstelle der Maxima der jeweiligen Leistungsspektren zu benutzen. Die Steigung selbst wird durch die Tangente an ein Polynomfit über jeweils drei Punkte innerhalb des Maximaverlauf gewonnen. Mit der auf diese Weise ermittelten Steigung lässt sich dann über Gleichung (1.98) die Linienbreite korrigieren und eine realistischere Linienbreite bestimmen.

Der korrigierte Linienbreitenverlauf ist in Abb. I.47 als unterstes Signal dargestellt. Bis auf einige Störungen durch vorhandene Rauschanteile und zusätzlicher Fehler durch die Ableitung bei groben Schrittweiten ist der korrigierte Verlauf gegenüber dem ursprünglichen (mitte) annähernd konstant; genauso wie es bei solch einem künstlichen Signal mit konstanter, bekannter Linienbreite zu erwarten wäre. Die grau hinterlegten Felder in Abb. I.47 sind Bereiche, in denen ein vernünftiger Fit im Spektrum unmöglich oder der Fitfehler zu groß war. Anhang 2 beschreibt die Korrektur mit einem weiteren Testsignal, welches verschiedene Steigungen in einem rampenmodulierten Sinussignal aufweist.

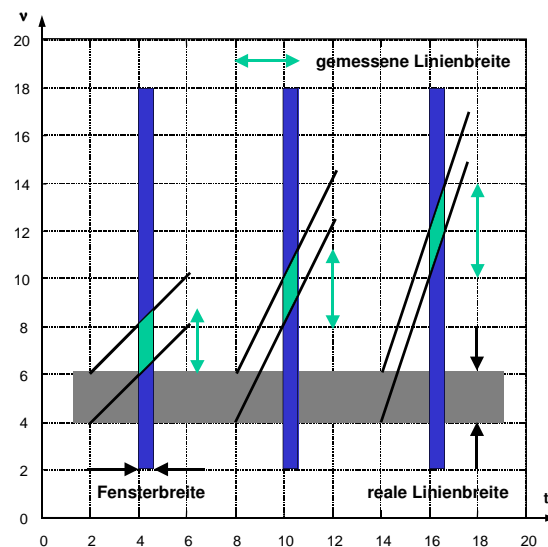


Abbildung I.45: Prinzip des Spektralfehlers bei unterschiedlichen Steigungen in der STFT-Darstellung.

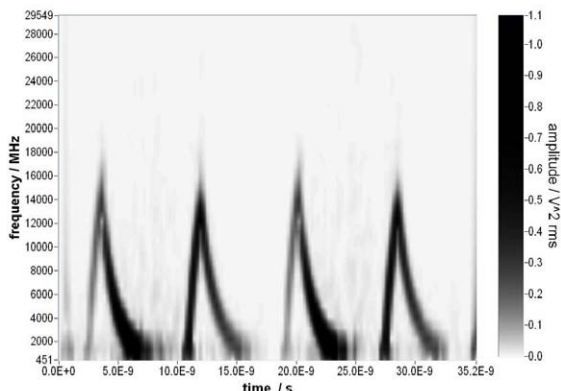


Abbildung I.46: STFT-Darstellung eines mit der Lasersimulation erzeugten Heterodynsignals. Das temperaturabhängige Modell wurde mit einem Rechteckstrom moduliert.

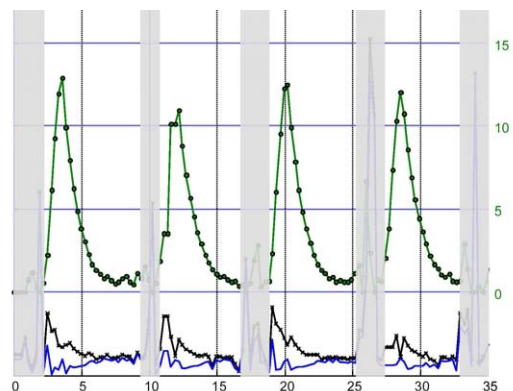


Abbildung I.47: Auswertung des verrauschten Mischsignals von Abb. I.46. Das oberste Signal ist das lokale Maximum des Fits (rechte y-Achse), das mittlere der Verlauf der Linienbreite aus dem Lorentz-Fit (linke y-Achse) und darunter die korrigierte Version.

Die nächsten beiden Abbildungen I.48 und I.49 zeigen beispielhaft die Linienbreitenauswertung eines realen Messsignals. Die Laserabstimmung wurde hier ebenfalls durch eine Modulation mit einem Rechteckpuls erzeugt. Hierbei ist deutlich die Zunahme der Linienbreite bei 7.5, 8 und 11 μs zu erkennen. Das Spektrum des Lasers während der Abstimmung ist gestört, entweder in der Linienbreite selbst oder durch starke Rauschanteile über den Injektionsstrom.

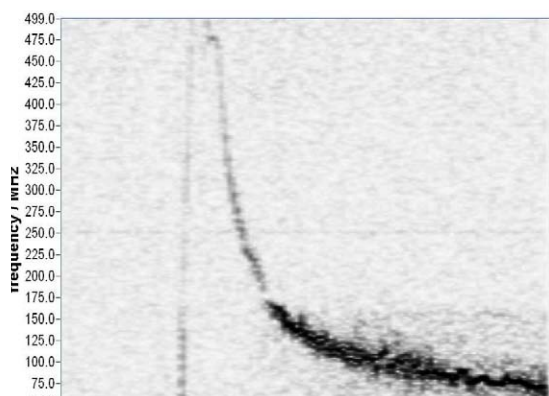


Abbildung I.48: STFT-Darstellung eines realen im Experiment (siehe nächstes Kapitel) gemessenen Heterodynsignals aufgrund einer Pulsmodulation. Der Laser wurde ebenfalls knapp oberhalb der Schwelle mit einem Rechtecksignal moduliert.

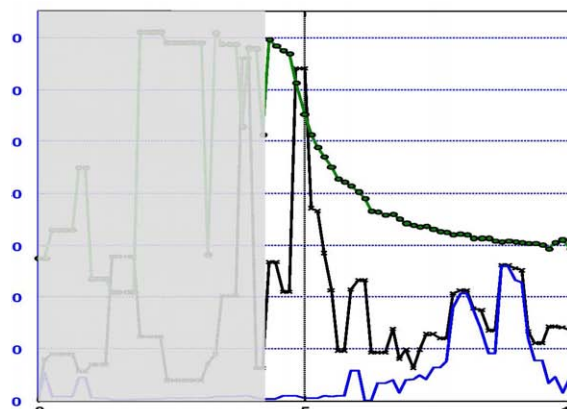


Abbildung I.49: Linienbreitenauswertung des Mischsignals von Abb. I.48. Das oberste Signal ist das lokale Maximum des jeweiligen Fits (rechte y-Achse), das Mittlere der Verlauf der direkten Linienbreite (linke y-Achse) und darunter die korrigierte Version.

II. DER WEG - HARDWARE / LABORAUFBAU

Keine Messdaten ohne Werkzeuge - die meisten verwendeten Geräte, elektronische Schnittstellen und Adapter sind während den Untersuchungen immer wieder modifiziert beziehungsweise erweitert worden. Vor allen Dingen im Softwarebereich sind mit der Zeit umfangreichere Programme und Module entstanden, die nicht im Detail erläutert werden. Im Folgenden wird das Messsystem in seinen Funktionsprinzipien verdeutlicht, auf die wichtigsten optischen und elektronischen Einheiten, sowie deren Einsatz zur Durchführung der Messungen und Gewinnung der Daten wird näher eingegangen.

1 Optisches System

Der Aufbau besteht im Wesentlichen aus fünf Einheiten beziehungsweise Modulen. Das Erste besteht aus einer Laserdiodenbank mit bis zu 4 Diodenlasern und notwendiger Kühlvorrichtung, kombiniert mit einer Auskoppel-

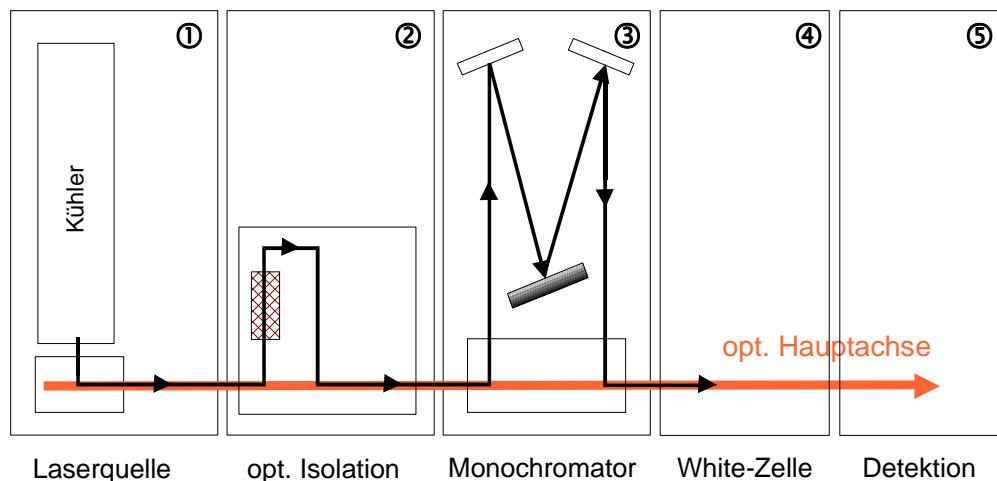


Abbildung II.1: Schematische Darstellung der Module 1 - 3 mit Verlauf des optischen Weges (Details zu den Modulen 4 und 5 siehe Abb. II.13). Über die optischen Hauptachse werden die Module zueinander ausgerichtet.

optik zur Kollimation der Strahlung; das Zweite dient zur optischen Isolation von Quelle und Folgeoptik, und besteht im wesentlichen aus Strahlverengungs- und Aufweitungsoptik sowie einem optischen Isolator; das Dritte beinhaltet einen Monochromator in Czerny-Turner Anordnung; das Vierte wirkt als optische Zeitverzögerung, realisiert durch eine White-Zelle, und das fünfte Modul besteht aus zwei Detektionseinheiten für die dort

erzeugte Mischung und „Referenzierung“ der verschiedenen durchgeführten Messmethoden. Um eine Justierung des Strahlengangs mit einem HeNe-Laser durchführen zu können, ist die gesamte MIR-Optik anstelle von Linsen durchweg mit Spiegeln aufgebaut, deren Goldbeschichtungen eine sehr hohe Reflektivität aufweisen. Ausgerichtet werden die Module zunächst grob anhand der optischen Hauptachse und dann jeweils fein über die Spiegeloptik der einzelnen Module selbst. Eine sehr präzise Überlagerung des zeitlich verzögerten Strahls zu dessen unverzögerten Anteil erwies sich als wichtig und ist von grundlegender Bedeutung für die quantitative Auswertung.

1.1 Laserquelle, Stirlingkühler und Laserauskoppelung

Um die für den Betrieb der Laserdioden erforderliche Betriebstemperatur zu erreichen, werden die Laserdiodegehäuse auf eine mit einem Stirlingkühler gekoppelte Wärmesenke/Kühlfinger geschraubt. Eine elektronische Temperaturstabilisierung durch Gegenheizen auf wenige mK ist hierbei erforderlich. Zur thermischen Isolation befindet sich der Kühlfinger in einem auf $< 10^{-4}$ mbar evakuierten Zylinder mit Auskoppelfenster für das Laserlicht. Für die Vermeidung von Rückreflektionen sind die zur Auskoppelung verwendeten BaF₂-Fenster zur optischen Achse hin nicht exakt senkrecht, sondern 2°-3° schräg eingebaut. Mechanische Vibrationen des Kühlers sind zwar weitgehend durch eine spezielle mechanische Aufhängung des Kühlerzylinders an der Laserwärmesenke unterdrückt, lassen sich allerdings nicht vollständig vermeiden. Das bedeutet dass die Lasergehäuse mit der Kühlerfrequenz schwingen. Selbst die starre Verschraubung der Nachfolgeoptik mit der Laserbank besitzt ihre Eigenschwingungen, deren Frequenzen sich mit derjenigen des Kühlaggregates überlappen. Die Geometrie der Nachfolgeoptik ist nicht vollständig starr mit dem optischen Element Laserchip verbunden.

Die Auskoppelfenster wirken wie Feldblenden, die die divergente Laserstrahlung (Emissionskeule) abschatten. Je nach Modenverteilung und zentraler Orientierung der Emission zeigt sich dieser Effekt entsprechend deutlich. Bemerkbar macht sich die Abschattung unter anderem in einer nicht hundertprozentigen Reproduzierbarkeit der Mischsignalaufnahmen. Abgesehen von längerfristigen Driftkomponenten des Systems (Temperatur, Alterung) ist die Frequenzverteilung der Mischaufnahmen bereits von Modulationpuls zu Modulationspuls geringfügig unterschiedlich. Die genannte Wirkung der Auskoppelfenster als Feldblende macht sich gleich in zweifacher Hinsicht bemerkbar:

- Schwankung der Intensität, hauptsächlich indirekt hervorgerufen durch Variation der Rückstreuung von relativ zum Strahl schwingenden Auskoppelfenstern. Dieser Effekt tritt auch bei nicht abgestimmten Laser mit räumlich und zeitlich stationär bleibendem Emissionsfeld auf.
- Änderung der Intensität bei Abschattung sich verändernder Emissionskeule des Laserlichts während der Abstimmung. Die Geometrie ändert kann sich durch Verschieben des Laserarbeitspunktes über den Injektionsstrom oder die effektive Temperatur verändern. Das emittierte Feld ist nicht mehr stationärer.

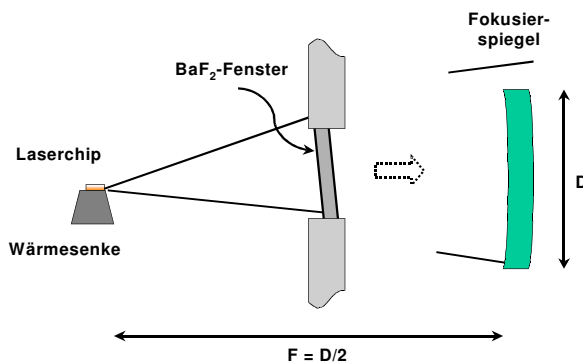


Abbildung II.2: Abschattung der Emissionskeule durch Auskoppelfenster und zusätzlicher Einkoppelverlust durch Überstrahlung am ersten Spiegel in den Parallelstrahlengang (schematische Darstellung)

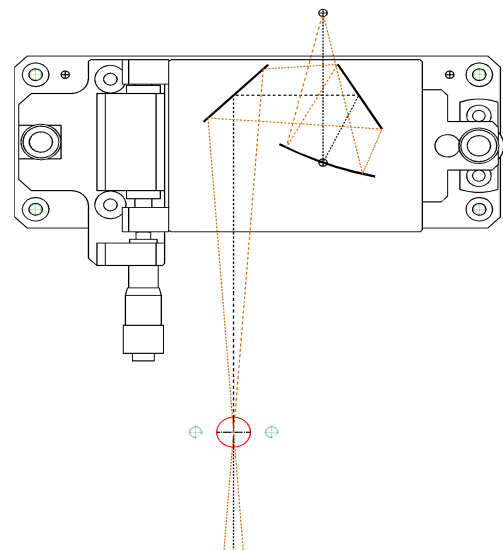


Abbildung II.3: Auskoppeloptik mit Zwischenfokus in alle drei Raumrichtungen mit Mikrometerschrauben justierbar

Die Frequenz der Kühlerschwingungen beträgt zwar lediglich knappe 3 Hz, so dass man annehmen könnte, eine Digitalisierung eines Modulationpulses von 50 μ s dürfte von einem Abschattungseffekt nicht beeinflusst werden; wird die Digitalisierung allerdings in zeitlich verschobenen Blöcken zum Beispiel in Sekundenschritten durchgeführt, können die Frequenz- und Intensitätskomponenten von Abstimpuls zu Abstimpuls bzw. von Mischsignal zu Mischsignal durchaus zeitlich variieren, obwohl sich an den Betriebsparametern für die Messung selbst nichts ändert. Die Signalvariation in Offset, Phase und Frequenzkomponenten erfolgt statistisch. Die Auskoppeloptik wie in [Rie-54] beschrieben (vgl. Abb. II.3) besteht aus einem 26° Off-Axis Ellipsoid mit 40 mm und 140 mm Brennweiten. Der Laser im näheren Fokusabstand wird vergrößert um den Faktor 3.5 in die zweite Fokusposition abgebildet. Zusammen mit zwei Planspiegeln bildet die Optik ein Spiegelobjektiv mit einem für die Justage sehr hilfreichen Zwischenfokus (Pinhole) von wenigen fünf Mikrometern Durchmesser. Dreh- und Angelpunkt ist die geometrische Einkoppelvorrichtung in das Pinhole und die damit verbundenen möglichen Abbildungsfehler. Komafehler treten verstärkt dann auf, wenn die Abstrahlrichtung der Hauptachse der Emissionskeule (oder einer Mode) nicht mit dem entsprechenden Einfallwinkel des Ellipsoids zusammenfällt. Die Folgeoptik bezieht sich immer auf diese erste Pinholeposition. Die numerische Apertur dieser Spiegeloptik begrenzt die Auflösung der gesamten nachfolgenden Optik.

Wenn man bedenkt, dass es bei der Strahlüberlagerung, als auch bei der anschließenden Mischung, in höchsten Maße auf die geometrische Stabilität der Lichtführung durch Spiegeloptik und Strahlteiler ankommt damit die optischen Wellenfronten interferieren können, dann wird auch klar, dass das erzeugte Mischsignal sehr empfindlich von der Stabilität und Justage der Auskoppeloptik abhängt. Intensität des Mischsignals und in einigen Fällen auch die optische Frequenzverteilung lassen sich damit deutlich beeinflussen.

1.1.1 Optimierung der Laserauskopplung

Um ein Intensitätsprofil an einer gewünschten Stelle des Optikaufbaus aufnehmen zu können, wurde der Parallelstrahl des Lasers mit einem Planspiegel zum Rand des optischen Tisches abgelenkt und dort mit einem xy-Scanner abgescannt. Der Scanner bestand aus zwei senkrecht zueinander montierten Lineartischen mit computergesteuertem Schrittmotorantrieb und einem passenden IR-Detektor. Spezielle Abbildungsoptiken für die Abbildung auf den Detektor wurden nicht verwendet, da die sensitive Fläche des Detektorelements selbst

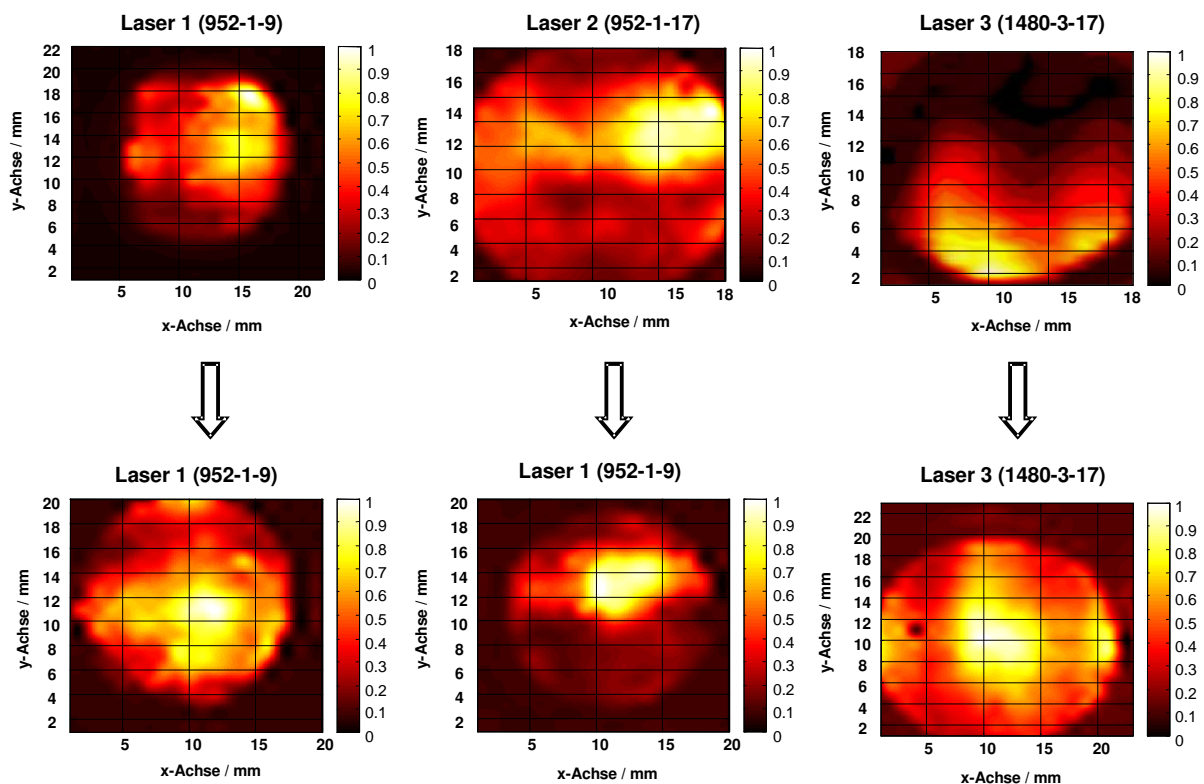


Abbildung II.4: Fernfelder der im Kühler montierten Laser 1 – Laser 3 vor (obere Reihe) und nach der Ausrichtungskorrektur (untere Reihe). Die Darstellungen sind normiert auf das Intensitätsmaximum (Weiß).

als Apertur an den jeweiligen Messpunkten betrachtet werden kann. Bei einem Strahldurchmesser von 16–20 mm und einer Detektorfläche von ca. $150 \mu\text{m} \times 150 \mu\text{m}$ reicht die Rasterauflösung für ein Strahlintensitätsprofil vollkommen aus. Ein mit dieser Methode erfasstes Profil repräsentiert zwar nicht die Phasenfront des Strahls, ist aber auf jeden Fall ein reproduzierbares Maß für die Intensitäts- und Richtungsverteilung. In Abb. II.4 sind für die Lasermontageplätze 1–3 im Stirlingkühler die Intensitätsprofile der jeweiligen Fernfelder dargestellt.

Die Profile wurden direkt nach der Auskoppeleinheit wie in Abb. II.3 durch eine Parallelisierung des Strahls mit einem zusätzlichen Parabolspiegel aufgenommen. In der oberen Reihe sind die Ausgangsprofile der Laser nach einer üblichen direkten Montage in den Kühler und einer Grundjustierung dargestellt. Bei allen dreien tritt zufällig eine Abschattung der emittierten Strahlung durch das Auskoppelfenster und die Zwischenoptik statt.

Aufgrund einer nicht hundertprozentig reproduzierbare Lage des Halbleiterkristalls bei der Montage und eine zudem unzureichende Ausrichtung des Lasergehäuses innerhalb des Kühlers kann die Laserstrahlung mit ihrer charakteristischen Strahlung nicht vollständig das Auskoppelfenster passieren. Eine nachträgliche mechanische Nachführung der Laserposition während des Betriebs im Kühler - zum Beispiel nach Intensität optimiert - ist nicht möglich. Nach einer Abschätzung des geometrischen Montagefehlers des Lasergehäuses konnte die Laserauskopplung durch Unterlegen von kleinen Kupferkeilen oder -folien optimiert werden. Die Intensitätsprofile nach dieser Korrektur sind in der unteren Zeile von Abb. II.4 ersichtlich. Je zentrierter das Profil, desto größer ist der geometrische Sicherheitsabstand zum Rand der Strahlführung und desto stabiler ist das Lasersignal bei einer Modulation.

1.2 Isolation

Die meisten Diodenlasertypen reagieren sehr empfindlich auf optische Rückkopplung zurück in den Laserresonator. Lichtleistungen unter 1% reichen bereits aus, die Ausgangsleistung instabil werden zu lassen und die Laserfrequenz oder gar die gesamte Modenstruktur zu verändern. Selbst die Linienbreite bleibt nicht konstant. In vielen Fällen bildet sich ein stabiler externer Resonator aus. Wird bei einem Selbstmischexperiment der Laser nicht abgestimmt (vergleiche Abschnitt II.2.2), mischen die Anteile der beiden überlagerten Frequenzverteilungen der Laserstrahlen zufällig miteinander. Die resultierenden Mischfrequenzen erscheinen um die Null

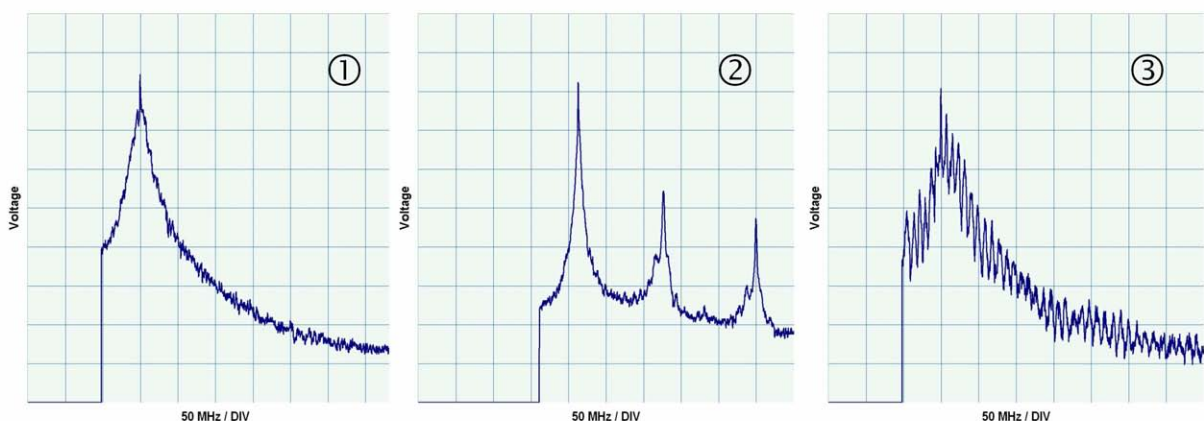


Abbildung II.5: 1) Frequenzverteilung in typischer Lorentzform einer Homodynemischung unter konstantem Laserbetrieb. 2) Externer Resonatoreffekt unter starker Rückkoppelung mit Moden höherer Ordnung. 3) Deutlich engere Moden bei Rückkoppelung durch die optische Laufzeitverzögerung (White-Zelle)

Herz herum verteilt. Bei hinreichender zeitlicher Verzögerung zueinander resultiert eine Lorentzverteilung, die sich direkt am Mischdetektor mit einem Frequenzanalysator erfassen lässt. In Abb. II.5 (1) erkennt man ein Beispiel eines ungestörten, rückkoppelungsfreien Lorentzprofils mit dem zentralen DC-Peak bei Null Hertz. Bild (2) zeigt einen typischen Effekt unter dem Einfluss von Rückkoppelung. Es stellen sich in diesem Fall schmalere Moden und deren Vielfache ein. Der Modenabstand $\Delta\nu$ beträgt hier ~ 120 MHz. Die Länge L des

externen Resonators lässt sich über $L = c / 2 \Delta\nu$ auf ca. 1,25 m bestimmen. In Abbildung (3) sind deutlich engere Modenabstände zu erkennen. Ein Modenabstand von ~ 10 MHz ergibt eine Resonatorlänge von $\sim L = 75$ m, tatsächlich wurde diese Rückkopplung absichtlich mit einem kleinen Spiegel und einem Strahlteiler nach der optischen Zeitverzögerung mit der White-Zelle erzeugt.

Um die Rückkopplung und somit ihre Effekte zu unterdrücken beziehungsweise näher zu untersuchen, ist ein optischer Isolator sehr hilfreich. Grundsätzlich sind zwei Methoden denkbar um einen optischen Isolator zu verwirklichen:

Mit Hilfe eines Linearpolarisators und einer $\lambda/4$ -Platte aus doppelbrechendem Material, die gemeinsam einen Zirkularpolarisator bilden, lässt sich zumindest optimiert für eine diskrete Wellenlänge ein Isolator aufbauen. Der Linearpolarisator ist in seiner Polarisationsrichtung parallel zur Polarisation des Lasers ausgerichtet und die $\lambda/4$ -Platte um 45° dagegen gedreht. Das linear polarisierte Licht passiert ungehindert den Polarisator P und wird durch die $\lambda/4$ -Platte zirkular polarisiert. Wird nun das zirkular polarisierte Licht an einer nicht depolarisierenden Schicht (glatte dielektrische Schichten oder Metallschichten) reflektiert, so erfolgt eine

Umkehrung des Richtungsinns der Zirkularpolarisation. Tritt nun ein direkt reflektierter Anteil dieses zirkular polarisierten Lichts wieder durch die $\lambda/4$ -Platte so wird es horizontal linear polarisiert und am Polarisator P gesperrt. Unter Umständen kann bei diesem Prinzip rückreflektiertes Licht den Linearpolarisator passieren, wenn die Reflexion an einem depolarisierenden Material stattfindet und dadurch im rückreflektierten Licht Anteile von linear polarisiertem Licht vorhanden sind. Die $\lambda/4$ -Platte arbeitet nur für diejenige Wellenlänge ideal, für die die Plattendicke optimiert ist; für abweichende Wellenlängen wandelt sie das linear polarisierte Licht in elliptisch polarisiertes um, was eine unvollständige optische Isolation verursacht.

Eine andere Methode ist einen Faraday-Rotator zur optischen Isolation zu verwenden (vgl. Abb. II.6). Die Besonderheit des Faraday-Effektes (linear polarisiertes Licht, welches durch ein diamagnetisches Medium längs zu einem externen, homogenen Magnetfeld läuft, wird in seiner Polarisationsrichtung gedreht) liegt darin, dass sich die Rotation der Polarisationsrichtung in beiden Durchgangsrichtungen des Lichtes addieren. Der Faraday-Effekt ist also nicht reziprok, die Drehrichtung hängt von der Richtung des Magnetfeldes ab. Um den gewünschten Drehwinkel $\alpha = 45^\circ$ zu erreichen, müssen die sogenannte Verdet-Konstante, eine Materialkonstante des aktiven Materials beim Faraday-Effekt, die Magnetfeldstärke und die Dicke des aktiven Materials auf die zu isolierende Wellenlänge abgestimmt werden. Dies bedeutet, dass auch dieses Prinzip der optischen

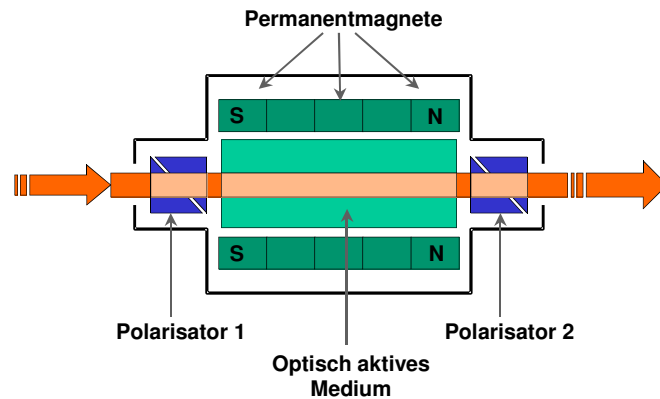


Abbildung II.6, Faraday-Isolator: Das durch Polarisator P1 gehende Licht wird durch das Magnetfeld im aktiven Material um $\alpha = 45^\circ$ gedreht und geht damit durch den in diesem Winkel bereits orientierten Polarisator P2. Durch Reflexion zurücklaufendes Licht geht wieder durch P2 und wird wieder um $\alpha = 45^\circ$ gedreht. Mit $2\alpha = 90^\circ$ ist das Reflexlicht senkrecht zum Polarisator P2 polarisiert und wird somit gesperrt. P2 dient hier zum Abblocken von Anteilen reflektierter Strahlung, die nicht linear (45°) polarisiert ist.

Isolation nur für eine diskrete Wellenlänge optimal arbeitet. Für davon abweichende Wellenlängen ist keine vollständige Isolation gewährleistet.

In Abb. II.7 ist der Aufbau der Isolationseinheit mit einem Isolator der Firma ATOS, optimiert für CO₂-Laserstrahlung dargestellt. Dieser kann deshalb nur in einem engen Bereich um 10,6 µm eingesetzt werden.

Eine weitere Schwierigkeit des verwendeten Systems stellt die geringe Eingangs- und Ausgangsapertur des Isolators von 5 mm dar; dazu muss der Laserstrahldurchmesser von ungefähr 22 mm auf etwa 4 mm verringert und anschließend wieder aufgeweitet werden. Das Aufweiten wird notwendig, damit die Abbildungseigenschaften der im nachfolgenden Aufbau verwendeten Spiegel optimal genutzt werden können. Die Gittereffizienz im Monochromator verbessert sich ebenfalls bei optimaler Ausleuchtung. Ein aufgeweiteter und kollimierter Laserstrahl besitzt eine geringere relative Divergenz als einer mit kleinerem Durchmesser und ist möglichst vorzuziehen. Die Verringerung des Strahldurchmessers lässt sich erreichen, indem man zwei

Offaxis-Parabolspiegel mit unterschiedlicher Brennweite in der sogenannten konfokalen Anordnung benutzt. Für den Aufbau in Abb. II.7 wurden allerdings ein Ellipsoid und ein Paraboloid dafür benutzt. Diese Anordnung verlangt eine afokale Anordnung des Ellipsoiden, damit am Ende der Strahl parallel austreten kann. Das Resultat ist zwar keine fehlerfreie Abbildung, ist aber für kurze Brennweiten akzeptabel. Über den Strahlteiler kann optional mit dem Detektor der relative Anteil von rückreflektierter Strahlung gemessen werden.

In Abb. II.8 werden nun Lasersignale, gemessen nach dem Isolator im Detektionsmodul (vgl. Abb.II.1), und ein Signalanteil der direkten Rückreflektion, gemessen mit dem Detektor auf dem Isolatormodul, verglichen. In einem Bereich, in dem ein Laser Modensprünge aufweist, reagiert er besonders empfindlich auf Rückkopplungen. In Abb. II.8 ist ein solcher Bereich, der zwei Modensprünge bei 19,05 ms und 19,15 ms aufweist, dargestellt. Im Vergleich zwischen Messung 1 mit Messung 2 des Lasersignals zeigen sich die beträchtlichen

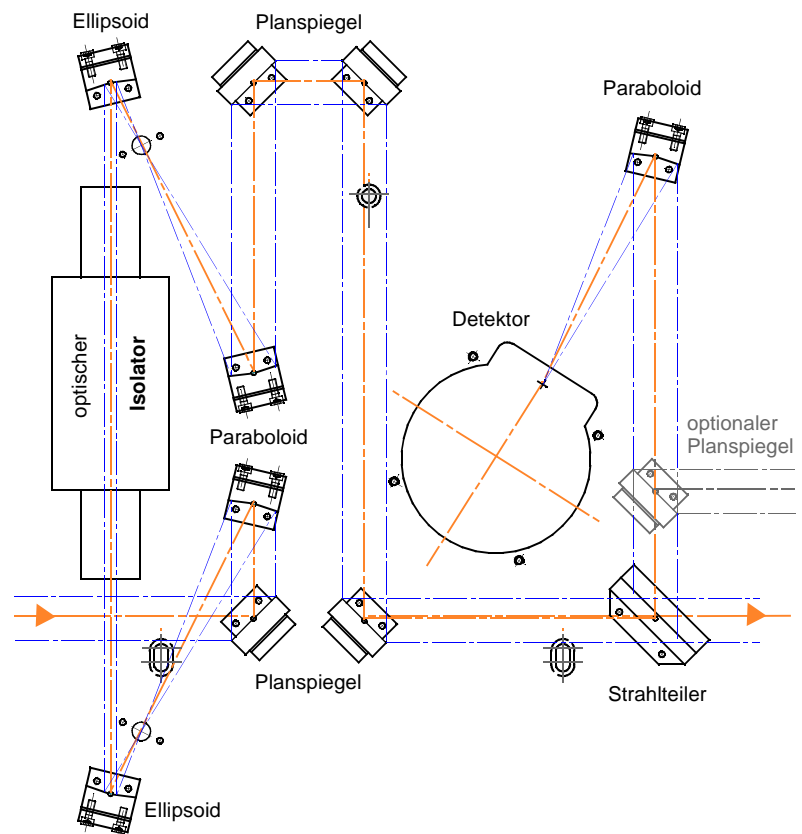


Abbildung II.7: Konstruktionszeichnung des Aufbaus der Isolationseinheit. Anhand der Ellipsoide und Parabole findet eine Anpassung des Strahldurchmessers für die schmale Apertur des Isolators statt. Über den Strahlteiler kann optional der relative Anteil rückreflektierter Strahlung gemessen werden.

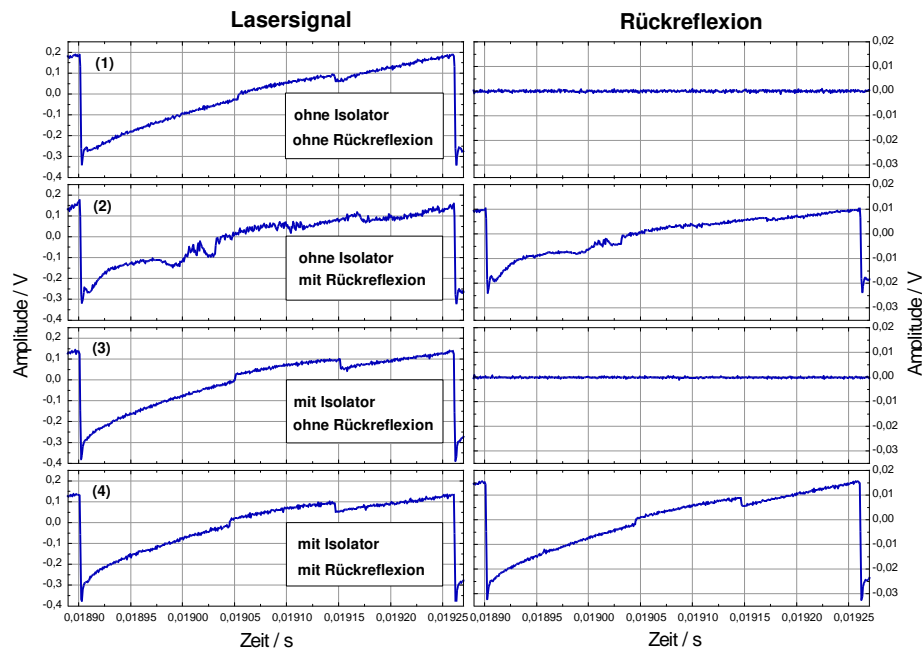


Abbildung II.8: Vergleich eines Lasersignal bei Stromabstimmung über eine Rampe mit und ohne Rückkoppelung, mit und ohne dazwischengeschalteten optischen Isolator.

Auswirkungen durch die Rückkopplung ohne Isolator. Bei ca. 4 % Rückreflexion macht sich das zum Beispiel direkt durch erhöhtes Intensitätsrauschen bemerkbar. Die gleichen Messungen nun mit dem optischem Isolator durchgeführt, zeigen ein ungestörtes Verhalten des Lasersignals, Messung 3 mit Messung 4. Die rückgekoppelte Laserstrahlung wurde erfolgreich abgeblockt.

Je nach Winkelstellung der Polarisatoren kann die Isolation mehr als 25 dB betragen. Der Nachteil ist allerdings eine Absorption der Eingangsleistung bis zu 50 % und mehr. In den meisten Fällen wurde letztendlich die Isolationseinheit wegen zu geringer Laserleistung nicht eingesetzt. Zumal immer noch eine Rückkoppelung durch die vorausgehende Auskoppeloptik möglich war.

1.3 Monochromator

Das dritte Modul (s. Abb. II.1) enthält einen Monochromator in einer Czerny-Turner Anordnung, die hier nicht im Detail erläutert werden soll. Der Aufbau besteht aus einem Ein- und Austrittsspalt, zwei Parabolspiegeln und einem Echelette-Gitter. Das Beugungsgitter hat eine Liniendichte von 30 / mm und eine Gitterbreite von 83 mm was bei einer optischen Wellenlänge von $\lambda = 10\mu\text{m}$ und einer Beugungsordnung von 2 zu einer Auflösung von ungefähr 0.2 cm^{-1} führt.

Das relative Intensitätsrauschen (RIN) der gesamten Laseremission inklusive aller gleichzeitigen Nebenmoden kann um mehrere Potenzen geringer sein, als das RIN einer einzelnen Hauptmode. Tritt allerdings intensives Intensitätsrauschen, zum Beispiel durch Modenpartitionsrauschen (Petermann p. 165) oder bei Moden-

sprünge auf, so kann dieser Rauschanteil nach dem interferometrischen Prinzip wie es bei der Selbstmischung verwendet wird aufgrund der FM-AM-Konversion nicht mehr getrennt werden. Von daher empfiehlt es sich, ohne oder nur mit ganz schwachen Nebenmoden zu messen. Der Monochromator wird dann lediglich zur Bestimmung der Emissionsfrequenz benötigt und nicht mehr als dauernd präsenter Modenfilter während der Messung. Zum einen bleibt das RIN bei der Messung des Frequenz- bzw. Phasenrauschspektrums vernachlässigbar klein, zum anderen werden Rückkoppelstörungen in den Laser und optische Strahlverfälschung durch Ein- und Austrittsspalt des Monochromators während des Abstimmens vermieden (vergleiche Abb. II.9). Da man bei Bleisalzlaseren nicht gerade verschwenderisch viel Leistung zu Verfügung hat sollte die Anzahl der optischen Komponenten im Strahlengang so gering wie möglich gehalten werden.

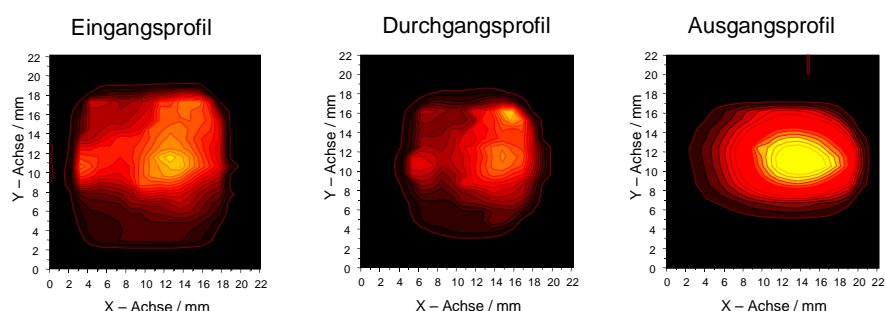


Abbildung II.9: Profilvergleich mit und ohne Monochromator. Der leichte Unterschied zwischen Ein- und Durchgangsprofil entsteht durch eine integrierte Irisblende zur Strahlbegrenzung und Justierhilfe. Das Ausgangsprofil besteht aus der gefilterten Hauptmode vom Eingangsprofil.

1.4 White-Zelle als Zeitverzögerung

Um eine optische Laufzeitverzögerung für die durchgeführten Experimente realisieren zu können wurde eine bereits im Labor vorhandene White-Zelle in die optische Grundplatte integriert und mit einer Ein- und Auskoppereinheit mit entsprechenden Strahlteilern (s. Abb. II.10 und Abb. II.13) versehen. Ein optische Time-Delay mittels Fasern wurde wegen der hohen Dämpfung ($> 3 \text{ dB/m}$) der in Frage kommenden Silberhalogenidfasern nicht in Betracht gezogen, zumal die Ein- und Auskoppelbedingungen für diese Faser noch nicht hinreichend experimentell erprobt waren.

Der verwendete Zellentyp wurde von J.U. White 1942 [Whi-62] erstmals eingeführt, um die spektroskopische Empfindlichkeit in der Gasdetektion mit Diodenlasern zu erhöhen. Durch Mehrfachreflexion zwischen den Spiegeln wird die Zelle zu einer Zelle für „Langstreckenabsorptionen“ in kompakter Bauweise und definiertem, austauschbarem Volumen. Bei entsprechender Bauweise, kann diese abgepumpt oder sogar definiert temperiert werden. Es lassen sich Wegstrecken von einigen hundert Metern erreichen. White-Zellen bestehen im Ihrem Grundaufbau aus drei sphärischen Konkavspiegeln gleicher Krümmungsradien R : zwei Objektivspiegel (O_1, O_2), die einem gemeinsamen Feldspiegel wiederum im Abstand R gegenüberstehen (vgl. Abb. II.10). Der Krümmungsmittelpunkt des Feldspiegels befindet sich auf halber Strecke zwischen den Scheitelpunkten der

Objektivspiegel. Das Prinzip dieser konfokalen Anordnung beruht auf der wechselweisen Fokussierung und Aufweitung des eingekoppelten Strahlenbündels. Das Licht tritt durch die Blende im Eintrittsfokus (F0), der auf der verlängerten Oberfläche des Feldspiegels liegt, in die Zelle ein. Das von diesem Punkt ausgehende Strahlenbündel leuchtet den ersten Objektivspiegel (O1) aus und wird von diesem in Punkt H1 (H steht für Foki bei halbem Durchgang durch die Zelle, F für Volle; bei einem vollständigen Durchgang wird die Zelle viermal durchlaufen) auf dem Feldspiegel fokussiert. Der reflektierte divergent Strahl leuchtet nun den zweiten Objektivspiegel (O2) aus und wird nach mehreren Durchgängen auf dem Austrittsspalt (in Beispiel F6) wieder fokussiert. Die Anzahl der Durchgänge und somit die Gesamtlänge des optischen Weges in der Zelle wird durch symmetrische Verkipfung beider Objektivspiegel eingestellt.

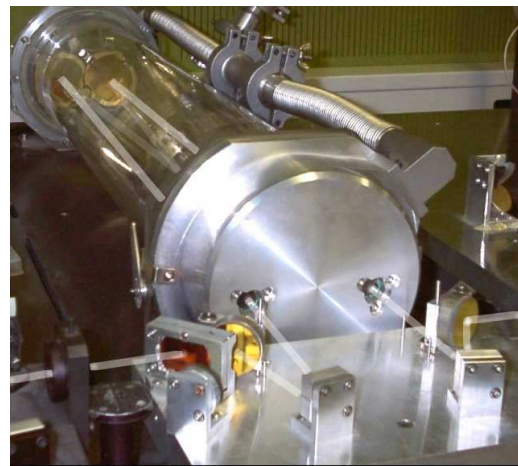
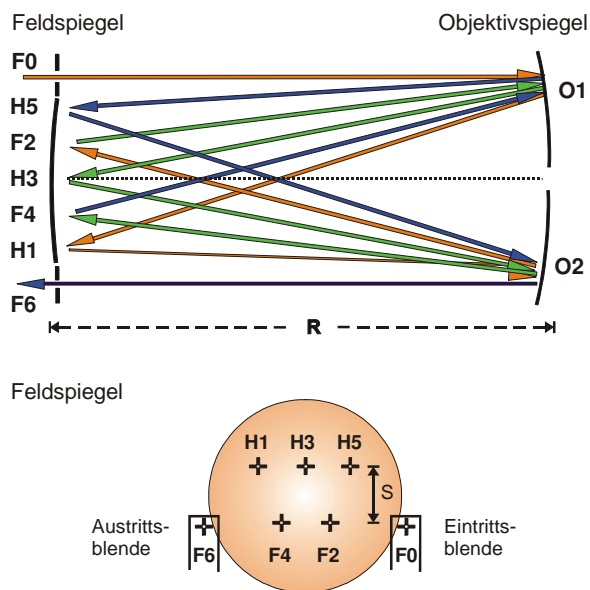


Abbildung II.10: Links oben: Prinzip des Strahlverlaufes in einer White-Zelle für drei Durchgänge. Links unten: Frontalansicht auf den Feldspiegel mit typischer Doppelreihe an Reflexionspunkten und Ein- und Austrittsspalt an den Seiten. Rechts: Photo des Laboraufbaus mit Prinzip des Strahlverlaufes, angedeutet durch semitransparente Linien.

Der Krümmungsradius ($= f$) der in diesem Experiment verwendeten White-Zelle beträgt 625 mm und die effektive Apertur $f / 12.5$. Damit läßt sich ein optischer Weg von 100 m mit 40 vollen Durchgängen realisieren. Im Heterodynaufbau war die Zelle in der Regel auf 28 Komplettdurchgänge eingestellt, was dann einem Time-Delay von $\Delta t / c = \Delta l / c = (4 \times 28 \times 0.625 \text{ m}) / c = 233.3 \text{ ns}$ entspricht.

Die aufeinanderfolgenden Fokalfunkte der Durchgänge auf dem Feldspiegel (H1, F2, H3, F4, ...) ergeben eine Anordnung in zwei Reihen wie in Abb. II.10 links unten schematisch dargestellt ist. Die maximale Anzahl erreichbarer Durchgänge ist geometrisch durch die Größe des Feldspiegels und durch die Abbildungsqualität der Spiegel begrenzt. Schlechte Abbildungseigenschaften oder schlechte Justage können zu einem Überlappen der Fokusflecken der einzelnen Ordnungen führen und damit das Ausgangssignal durch Interferenzen störend beeinflussen. Bei außeralialen Abbildungen an einem sphärischen Objektivspiegel entsteht ein astig-

matischer Fehler, der allerdings nach Riedel et al. [Rie-54] kompensiert werden kann. Ein astigmatischer Fehler der Abbildungen am ersten Objektivspiegel kann durch eine ebenfalls astigmatische Abbildung am zweiten Objektivspiegel wieder korrigiert werden d.h. insbesondere durch die geeignete Wahl des vertikalen Reihenabstandes auf dem Feldspiegel. Eine weitere Verringerung des astigmatischen Fehlers (durch Umkehrung des Lichtweges) und der erreichbaren optischen Weglänge (Vervierfachung) gegenüber der einfachen White-Anordnung wird durch das zusätzliche Anbringen von zwei Dachspiegeln nahe an der Stelle der Ein- und Auskoppelung erreicht. Diese Modifikation geht auf *Horn and Pimentel* 1971 zurück und soll hier nicht näher behandelt.

Betrachtet man die geometrische Faltung des Lichtstrahls durch die verwendete Kombination von Spiegeln innerhalb und außerhalb der Whitezelle etwas näher, so fällt auf, dass die Gesamtabbildung inklusive Ein- und Auskoppelparabol das Bild spiegelt, also „Oben“ und „Unten“ vertauscht - unabhängig davon, ob die Anzahl

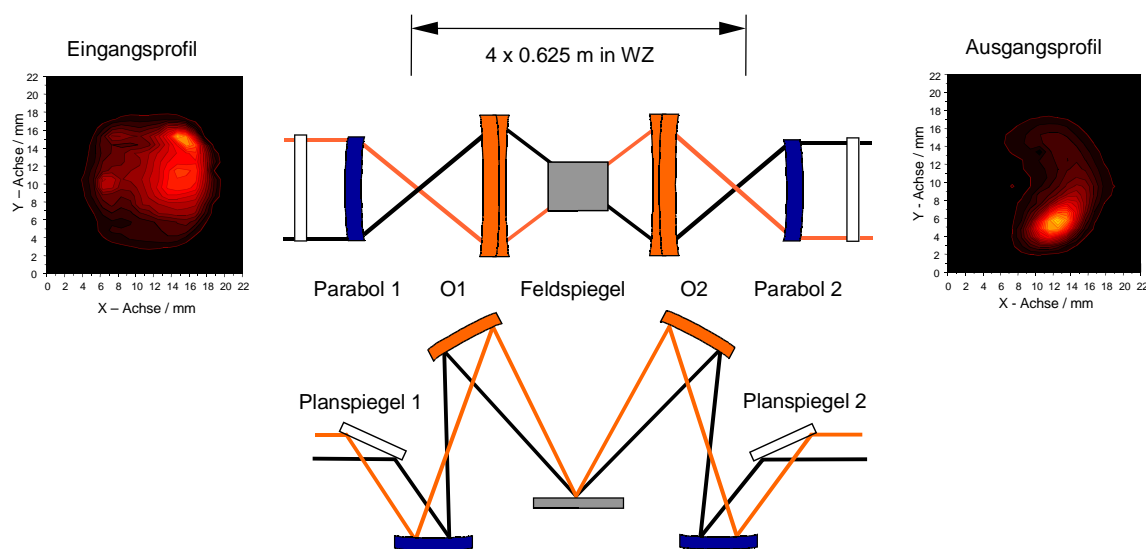


Abbildung II.11: Die optische Abbildung der White-Zelle (WZ) inklusive Ein- und Auskoppelparabol (Parabol 1 und 2) spiegelt das Strahlprofil an einer horizontalen Ebene wie die Strahlprofilbilder links und rechts im Vergleich zeigen. In der Mitte sind zwei schematische Darstellungen des geometrischen Verlaufs der Randstrahlen des Laserprofils dargestellt. O1 und O2 sind die Objektivspiegel in der Zelle. Der obere Verlauf repräsentiert die Seitenansicht der WZ, der untere Verlauf eine Ansicht von oben.

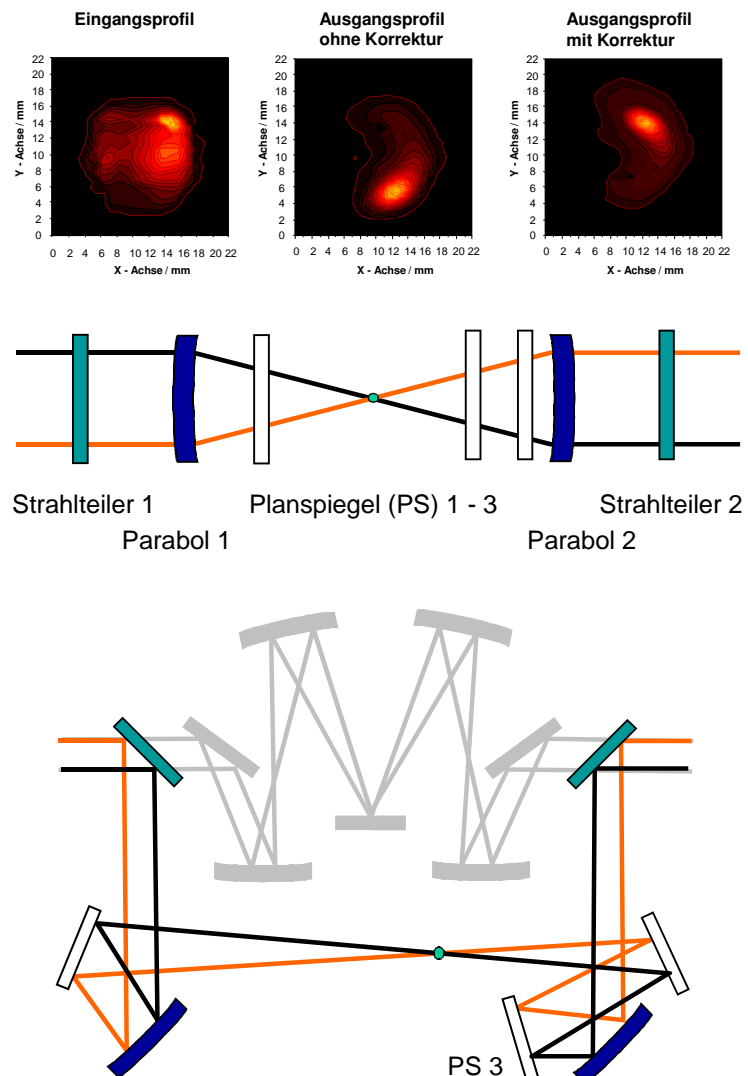
der Durchgänge geradzahlig oder ungeradzahlig eingestellt wird. In Abb. II.11 zeigen die Darstellungen links und rechts ein typisches Beispiel eines Ein- und Ausgangsprofils mit relativen Intensitäten. Man erkennt deutlich, dass die Intensitätsverteilung lediglich horizontal gespiegelt und nicht punktgespiegelt ist. Das Maximum zeichnet sich im Ausgangsprofil deutlicher vom Untergrund ab, was wiederum auf die Blendenwirkung im jeweiligen Brennpunkt der Eingangsparabole zurückzuführen ist. In der Mitte von Abb. II.11 zeigt eine schematische Darstellung den geometrischen Verlauf der Randstrahlen des Laserprofils innerhalb der White-Zelle und der dazugehörigen Ein- und Auskoppelungsoptik. O1 und O2 symbolisieren die Objektivspiegel innerhalb der Zelle; vom ersten bis zum letzten Brennpunkt durchläuft der Strahl viermal die Zelle für einen vollen Durchgang. Der obere Strahlenverlauf stellt eine Seitenansicht dar, die verdeutlicht, dass

„Oben“ und „Unten“ vertauscht werden; der untere Strahlenverlauf in Abb. II.11 ist eine für Spiegeloptik typische Ansicht aus der Vogelperspektive und verdeutlicht, dass „Rechts“ und „Links“ in Richtung der optischen Hauptachse nicht vertauscht werden.

1.4.1 Korrektur der Abbildungsfehler

Die Intensitätsverteilung der Quelle ist meist weder exakt zentrisch noch rotationssymmetrisch. Der im vorigen Abschnitt beschriebene zusätzliche Abbildungsfehler einer Oben-Unten-Spiegelung der Whitezelle verursacht durch den versetzten Intensitätsschwerpunkt im Strahlquerschnitt Phasen und Polarisationsfehler bei der anschließenden Überlagerung der Strahlen am zweiten Strahlteiler. Winkelfehler in Richtung Detektor verrin-

Abbildung II.12: Optimierung der Abbildungseigenschaften im Direktstrahl: durch eine geeignete Pinholeabbildung wird der Strahlquerschnitt bzw. die Phasenfronten im Strahl Oben und Unten vertauscht (mittleres Schema), die Links- Rechtsorientierung bleibt dagegen erhalten (unteres Schema). Der Abbildungsfehler der Whitezelle läßt sich somit wieder korrigieren. Im Gegensatz zu einer direkten punktsymmetrischen Abbildung mit Zwischenfokus mittels Off-axis-Paraboloiden (hier mit einer Brennweite von 110 mm), ist in diesem Fall noch ein zusätzlicher Planspiegel (PS 3) hinzugekommen.



gern die Strahlüberdeckung und somit die effektive Heterodyndetektorfläche. All dies sind Degradationsfaktoren, die eine ideale durch Schrotrauschen begrenzte Heterodyndetektivität von vorne herein verhindern [Abb-61]. Jede Änderung des Intensitätsschwerpunktes des Strahls, hervorgerufen durch Verändern des

Arbeitspunktes des Lasers, insbesondere während der Abstimmung, zieht für eine optimale Mischung eine Korrektur beziehungsweise Nachjustage der Winkel der Spiegeloptik nach sich. Die gesamte Spiegelgeometrie zwischen dem ersten Strahlteiler vor der Whitezelle und dem interferierenden Teil bis hin zum Mischdetektor ist davon betroffen.

Zur Optimierung der Deckungsstabilität und damit der Detektivität insbesondere während der Abstimmung wurde nun eine 'Strahlkorrektur' im optischen Pfad des nicht verzögerten Strahls, unmittelbar nach dem ersten Strahlteiler, integriert (vergleiche Abb. II.12). Durch eine geeignete Abbildung mit Zwischenfokus wird der Strahlquerschnitt gespiegelt bzw. die Phasenfronten im nicht zeitverzögerten Strahl „Oben“ und „Unten“ vertauscht; wichtig dabei ist, dass „Links“ und „Rechts“ beibehalten werden, um den Vertauschungsfehler der Whitezellenabbildung wieder zu korrigieren.

1.5 Detektion - Mischung und Referenzierung

Um den verzögerten und direkten Strahl auf dem Mischdetektor geeignet zu überlagern, wird ein Strahlteiler benutzt, der die Strahlen in annähernd gleiche Richtung bringt. Die Strahlteiler bestehen aus 3 mm dicken, leicht keilförmigen BaF₂-Platten mit einer mehrschichtigen halbdurchlässigen Verspiegelung auf der Einfallseite. Optimiert sind sie für die zum optischen Tisch senkrechte TE_{xx}-Polarisation der Laserstrahlung und besitzen ein Teilverhältnis von 50:50. In der für die Mischungsexperimente aufgebauten Anordnung nach

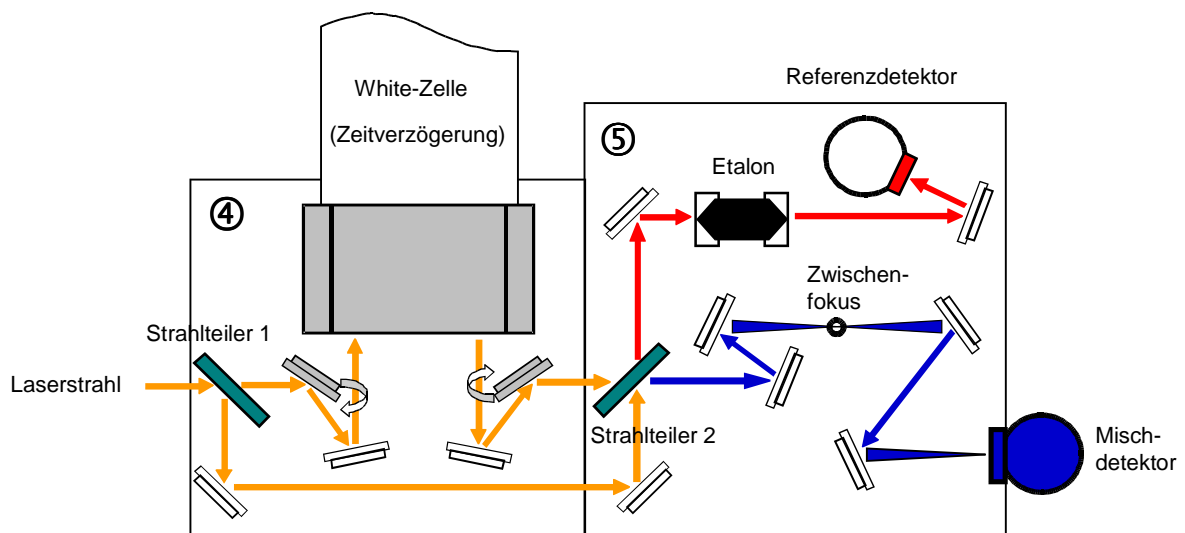


Abbildung II.13: Schematischer Verlauf des optischen Strahlengangs in den Modulen 4 und 5. Das linke Modul beinhaltet nach der Strahlauftteilung die Ein- und Auskoppelung in die White-Zelle (vgl. Kapitel 1.4, die Strahlkorrektur wurde der Übersicht halber weggelassen), das Rechte die eigentliche Strahlüberlagerung am Strahlteiler 2 und danach ein Zwischenfokus (blau) zur Erleichterung der Justage. Der zweite Strahlteilerausgang (rot) wird für eine Referenzdetektion mit herausnehmbaren Etalon genutzt.

Abb. II.13 wird der Strahlversatz beim Durchlaufen der ersten relativ dicken und keilförmigen Strahlteilerplatte an der zweiten Strahlteilerplatte wieder kompensiert. Die Justage muss derart erfolgt, dass sich der Versatz mit oder ohne eingeklappte Spiegel für die Ankopplung in die White-Zelle wieder aufhebt. Im optimalen Fall wird demnach in beiden Fällen nach dem zweiten Strahlteiler

eine Interferenz erzeugt, die nach der Quadrierung durch den Detektor zur gewünschten Mischung führt.

Bei ausgekoppelter White-Zelle besitzen die beiden Strahlen einen Gangunterschied von ungefähr $L = 14$ cm. Bei optimaler Justage zeigt sich der interferometrische Effekt zum Beispiel in der Modenkarte, die in mit einem niederfrequenten Detektor anstelle des Mischdetektors aufgenommen wurde. In Abb. II.14 ist ein entsprechender Modenausschnitt dargestellt, in dem die Modenintensität in gleichen Abständen zu- und Abnimmt, demnach konstruktiv und destruktiv mit sich ändernder Wellenzahl interferiert. Über den Abstimmbereich von ungefähr $2,5 \text{ cm}^{-1}$ tauchen ca. 7 Peaks auf, was $\Delta\nu \approx 357 \text{ mcm}^{-1}$ pro Periode entspricht; damit ist die Beziehung $\Delta\nu = c/2nL$ auch erfüllt.

Theoretisch könnte die Überlagerung nach dem Strahlteiler 2 direkt über einen Parabolspiegel auf den Detektor abgebildet werden. Der zusätzliche Zwischenfokus im überlagerten Strahlengang ist jedoch äußerst hilfreich, mit einer passenden Lochblende die Richtung und Überdeckung auf dem Weg bis hin zum Detektor justieren zu können.

Der zweite Strahlteiler Ausgang (rot in Abb. II.13) wird als Referenz zur Detektion von Intensitätsverlauf und Durchstimmung des Lasers mittels Etalon verwendet.

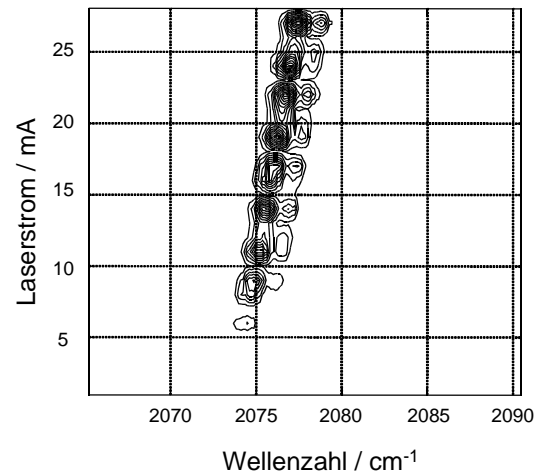


Abbildung II.14: Ausschnitt einer Hauptmode mit schwacher Nebenmode, die zu höheren Wellenzahlen hin stärker werden und durch das Interferometer vor der White-Zelle moduliert werden.

2 Elektronische Komponenten

In Heterodyn- oder Kurzpulssystemen werden zeitlich hochauflösende optische Detektoren oder gleichbedeutend Detektoren mit hoher Frequenzbandbreite zur Demodulation benötigt. Voraussetzung sind ausreichende Empfindlichkeit bei der Übertragungswellenlänge und minimales Eigenrauschen. Ähnliches gilt für die dazu notwendige Elektronik, beginnend mit den Zuleitungen der Vorverstärkung bis hin zum Frequenzanalysator oder dem Oszilloskop. Im Labor typische BNC-Kabel der RG-58- Klasse erfahren erst eine deutliche Dämpfung oberhalb 1 GHz und sind für grundlegende Heterodynanwendungen geeignet. Die meisten Geräte werden bezüglich ihrer Bandbreite mit dem Abfall der Kannlinie auf 3 dB definiert; das entspricht derjenigen Frequenz, bei der die Signalleistung auf 50 % des entsprechenden DC-Wertes abgefallen ist. Bandbreiten von Vorverstärkern und Analysatoren zum Beispiel werden in der Regel in 1 dB Schritten angegeben (Abfall auf 80 % der

Leistung). Eine gute Faustregel besagt, dass die verwendete Elektronik zur Auflösung eines gaußförmigen Pulses mit einer Halbwertsbreite von t eine 3-dB Frequenzbandbreite von $0.4 / t$ besitzen sollte. Im allgemeinen wird die notwendige Bandbreite zu hohen Frequenzen hin von derjenigen Signalfrequenz mit den steilsten

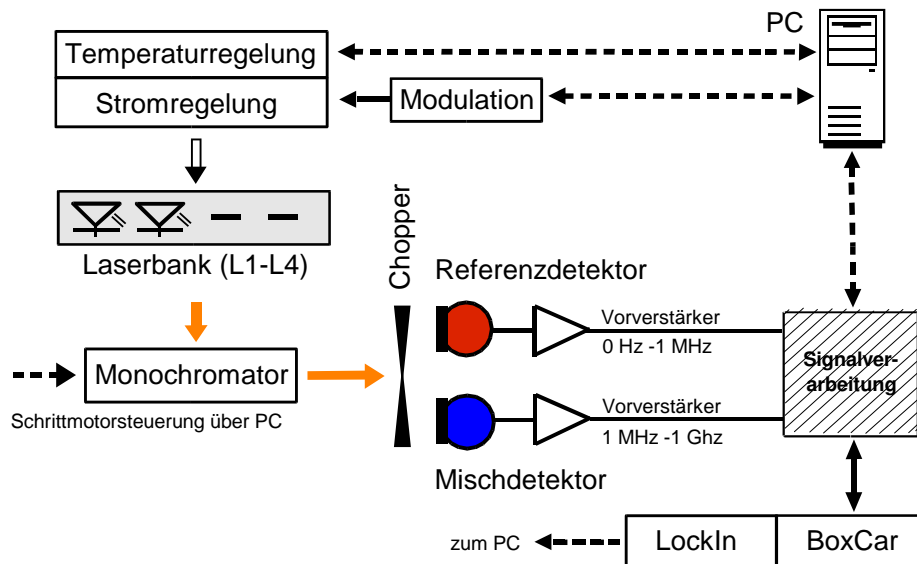


Abbildung II.15: Schematische Darstellung der elektronischen Komponenten des Messaufbaus und deren Verschaltungsprinzip. Chopper, Monochromator, LockIn und BoxCar werden nur bei entsprechenden Messvorgängen wie Modenkarten oder Absorptionmessungen benutzt.

Flanken bzw. schnellsten zeitlichen Änderung, die man erfassen möchte bestimmt.

In Abb. II.15 sind die wichtigsten verwendeten elektronischen Geräte und Komponenten in einer Übersicht dargestellt. Die meisten für die Messungen benutzten Geräte werden, wenn nicht gerade manuell, vom PC über den IEEE488-Bus angesteuert. Über diesen Bus lassen sich die meisten Messvorgänge beziehungsweise Abläufe zur Ansteuerung der Geräte sowie die eigentliche Messwerverfassung mit relativ geringem Aufwand automatisieren. Im wesentlichen sind die benutzten Programme und Untermodule in einer Entwicklungsumgebung von National-Instruments namens „LabWindows“ geschrieben worden. Diese Umgebung erlaubt unter MS-Windows zum Beispiel grafische Oberflächen mit unterschiedlichsten Steuerbuttons zu erstellen, Interaktionen des Benutzers mit selbstentwickelten Routinen in C zu verknüpfen und erfasste Messdaten flexibel grafisch darzustellen. Eine aufwendige eigene Programmierung der Grafikoberfläche entfällt, Treiber für Bussysteme wie GPIB oder VXI, VISA und Protokolle wie TCP/IP zur Kommunikation werden zur Verfügung gestellt (siehe auch Anhang 4: Software zur Auswertung).

Die auf wenige mK notwendige Temperaturregelung für die Lasergehäuse erfolgt durch elektrisches Gegenheizen über eine Heizfolie, die direkt unterhalb des Kupferbarrens, auf dem die Laserdioden montiert sind, angebracht ist. Die Regelung selbst erfolgt über ein eigenständiges Analoggerät mit GPIB-Schnittstelle zum Computer. Die Temperatur wird in der Nähe der Laserdiode über eine kalibrierte Siliziumdiode oder alternativ über einen PT1000-Widerstand gemessen.

Die Signalverarbeitung des Detektorsignals kann entweder vorab analog aufbereitet werden und dann erst zum Beispiel über eine A/D-Karte im PC erfasst werden, oder man verlässt sich von vorne herein auf die Mög-

lichkeiten der digitalen Signalverarbeitung und digitalisiert alles, was unmittelbar nach dem Detektorvorverstärker geliefert wird. Voraussetzung ist natürlich eine Digitalisierungsmöglichkeit mit ausreichend Bandbreite und Auflösung, verbunden mit einem schnellen Rechner bzw. Prozessor. Dieser könnte zum Beispiel ein eigenständiger Digitaler-Signal-Prozessor (DSP) sein oder ein programmierbares digitales Oszilloskop. Die Bandbreitenbegrenzung vor der Digitalisierung ist dann durch den Detektor selbst und den Eingangsfiler im Oszilloskop gegeben.

Die Notwendigkeit einer analogen Vorverarbeitung könnte gegeben sein, wenn man zum Beispiel die Frequenz des Mischsignals über eine weitere analoge Mischstufe herabsetzen möchte oder eine Abstimmanalyse mit einem Frequenz/Spannungs-Konverter untersuchen möchte.

2.1 Stromansteuerung der Laserdiode

Die Stabilität bezüglich Rauschen der Stromansteuerung für die Laserdioden ist von hoher Bedeutung. Der Injektionsstrom der Laserdiode beeinflusst unmittelbar die optische Emissionsfrequenz und hat indirekt Einfluss auf die Emissionsstabilität. Misst man Injektionsstrom unmittelbar vor der Laserdiode an einem Vorwiderstand (0,5 Ohm), dann läßt sich in gewissem Maße direkt eine zeitliche Korrelation zwischen Modulationsstrom und resultierender Mischfrequenz bzw. Abstimmverhalten beobachten. Ab einem gewissen Grad sind die zufälligen Rauschkomponenten nicht mehr vernachlässigbar. Das „Frequenzrauschen“ des Lasers ist dann von Puls zu Puls leicht verschieden, was sich in dem Vergleich der drei Plots in Abb. II.16 deutlich zeigt. Die „Aufnahmen“, damit ist die schnelle Digitalisierung des Signals während einer bestimmten Zeitspanne in einen schnellen RAM-Speicher gemeint, wurden in Abständen von wenigen Sekunden bei gleich bleibender Einstellung des Messsystems durchgeführt.

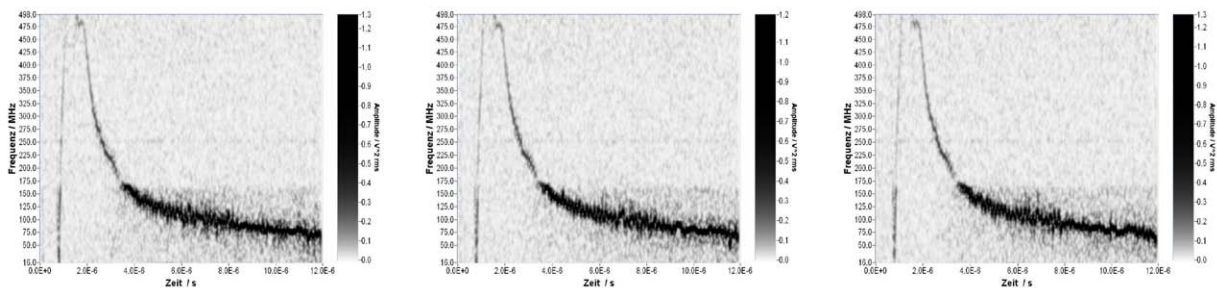


Abbildung II.16: Vergleich dreier Messungen, die unmittelbar hintereinander bei gleich bleibender Einstellung des Messsystems durchgeführt wurden.

Eine vorgegebene Modulationsform am Stromansteuerungsgerät kommt nicht eins zu eins an der Laserdiode an, vor allem bei steiflankigen Signalen. Je nach Eingangsbandbreite und Geschwindigkeit der Endstufe der Stromansteuerung wird die Eingangsförmigkeit verfälscht. In Abb. II.17-1 ist vergleichsweise die Reaktion zweier verschiedener Stromansteuerungen auf einen Rechteckpuls am Modulationeingang zu sehen. Der Strom wird an einem 1 Ohm Lastwiderstand gemessen, der die Diode ersetzt. Es zeigt sich dass Stromansteuerung 2 ein deutliches Einschwingen am Pulsanfang aufweist; das Einschwingverhalten wird bei höherem Lastwiderstand

steiler und stärker. Der Widerstand bei den in dieser Arbeit verwendeten Bleichalkogenidlasern sinkt bei tiefen Temperaturen wie die der Stickstofftemperatur auf eine Größenordnung von ungefähr $100 \text{ m}\Omega$ drastisch ab. Im wesentlichen fällt die gemessene Spannung an dem Vorwiderstand ab. Der Widerstand im Halbleitermaterial und somit auch das Bandgap wird zu niedrigeren Temperaturen hin kleiner - im Gegensatz zum GaAs-Material. Das bedeutet, dass Laserstromansteuerungen, die für GaAs-Typen ausgelegt sind, nicht automatisch für Bleisalzlaser geeignet sein müssen.

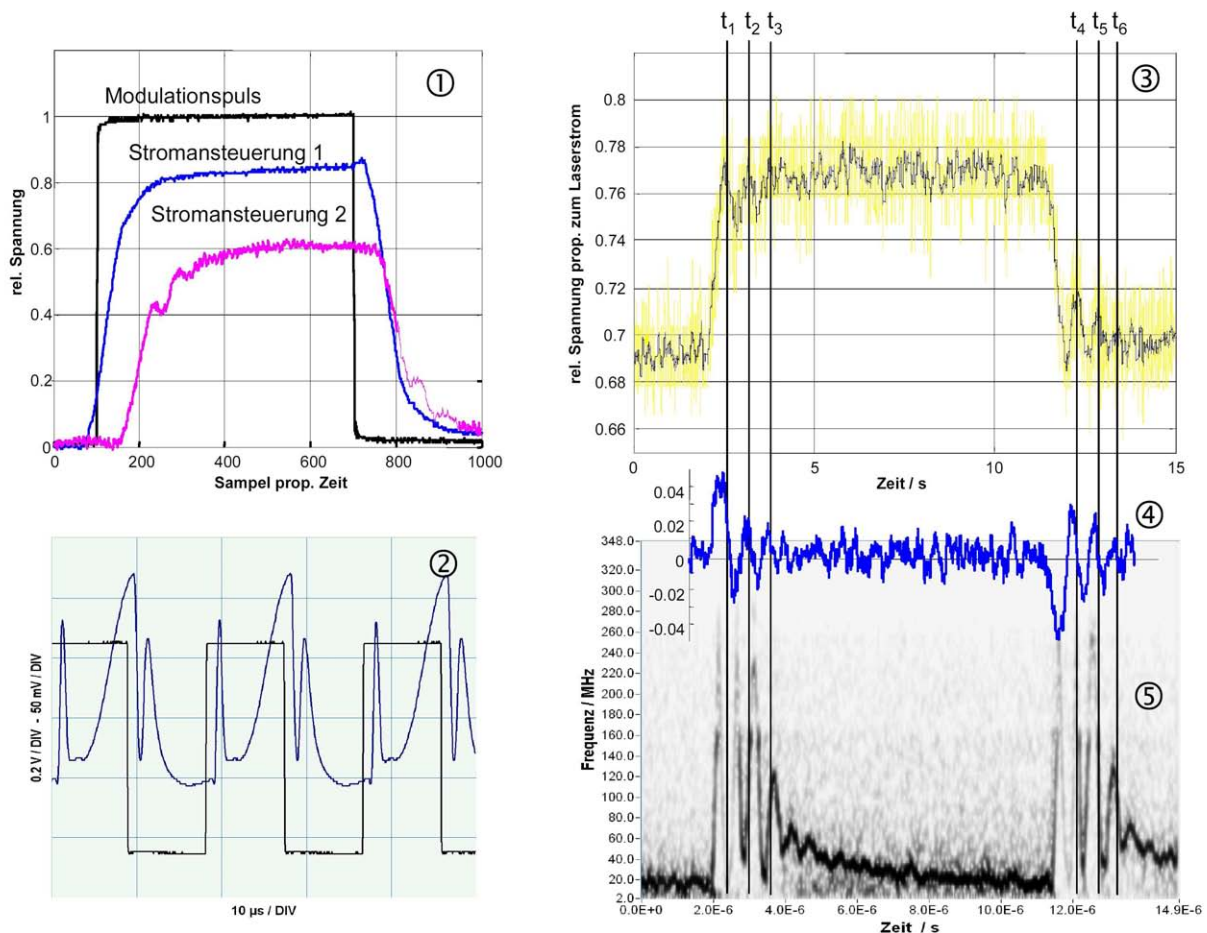


Abbildung II.17: Einfluss der Strommodulation auf das Frequenzabstimmverhalten einer Laserdiode. 1) Vergleich zweier Stromansteuerungen bei gleicher Eingangsmodulation, gemessen am Ausgang über einen Lastwiderstand (1Ω). 2) Etalonverlauf und Eingangsmodulation, passend zur Mischung in der STFT-Darstellung in 5). 3) Synchron aufgenommener Stromverlauf an einem Vorwiderstand vor der Diode, überlagert ist ein TP-gelilterter Verlauf. 4) TP-geliltertes Signal, subtrahiert mit einem zeitlich verzögerten Duplikat (s. Text).

Untersucht man das Rauschen und der darin enthaltenen Störungen des gemessenen Stromsignals genauer, zeigt sich, dass das Rauschen systembedingt auf schmale Frequenzbereiche bzw. Frequenzbänder beschränkt ist. Die Häufigkeitsverteilung des Stromsignals weist bei Stromansteuerung 2 eine typische Gaußcharakteristik vergleichbar mit weißem Rauschen auf. Es ist davon auszugehen, dass das die daraus resultierenden Frequenzänderungen während der Lasermodulation weiterhin eine Gaußcharakteristik aufweist, die Überlagerung durch eine Addition der E-Felder während der Mischung ebenfalls.

Abb. II.17-3 zeigt eine Beispielmessung solch eines Stromverlaufs, gemessen an einem $0,5 \Omega$ -Vorwiderstand während einer Pulsabstimmung, parallel zur optischen Mischung mit der STFT-Darstellung in Abb. II.17-5. Überlagert ist in Abb. II.17-3 ein geeigneter, mit einer Art Tiefpass (gleitender Mittelwert) gefilterter Verlauf, um die schwachen zusätzlichen Modulationen durch das Rauschen besser erkennen zu können. In diesem Beispiel liegt der Grundstrom weit über dem Schwellstrom der Diode zusammen mit einer schwachen Rechteckmodulation von ca. 10 mA. Da die Laserfrequenz proportional dem Strom ist und im Mischsignal nur die niederfrequenten Anteile der Differenzfrequenzen von Interesse sind, muss der Verlauf des Laserstroms mit einem zeitlich verzögerten Duplikat subtrahiert werden. Die Charakteristik bleibt zwar gaußförmig, jedoch mit einer Standardabweichung, die zwischen derer der Einzelsignale und dem Summensignal liegt. In Abb. II.17-4 ist das gefilterte Stromsignal nach der Subtraktion mit dem zeitlich verzögerten Duplikat dargestellt. Die zeitliche Verzögerung entspricht der optischen Verzögerung (~ 230 ns) zuzüglich einer geschätzten Laufzeitverzögerung (~ 10 ns), die durch die Elektronik entsteht. Vergleicht man die Phasenverläufe der Einschwingoszillationen am Anfang der Pul-An und Puls-Aus-Bereiche ($t_1 - t_0$), sieht man deutlich den zeitlichen Versatz mit einer Größenordnung von ungefähr 200 ns zwischen Strom und Frequenzabstimmung in der STFT-Darstellung. Der rekonstruierte Verlauf aus dem Strom in Abb. II.17-4 dagegen stimmt zeitlich mit der STFT-Darstellung recht gut überein.

Ein weiteres Beispiel ist in Abb. II.18 zu sehen. Auch hier lässt sich ein klarer Zusammenhang des Stromverlaufs mit der Frequenzänderung in der STFT-Darstellung erkennen. Eine nähere Erläuterung zu den Signalen ist im Anhang 3 gegeben.

Die typische Stromabstimmung der Bleisalzlaser liegt bei $100 \text{ mA} / \text{cm}^{-1}$ was eine Frequenzabstimmung von $0,3 \text{ MHz} / \mu\text{A}$ bedeutet. Ein Stromrauschen von $15 \mu\text{A}$ erzeugt demnach eine Rauschen in der Frequenzabstimmung von knappen 5 MHz (Peak-Peak). Bei der vorhandenen Stromquelle kann ein Rauschen bis zu $50 \mu\text{A}$ auftreten. Die „effektive“ Linienbreite (Linienbreite gemittelt über einen Zeitraum von mehreren Mikrosekunden), die sich einstellt, lässt sich über die Standardabweichung des Stromsignals abschätzen. Bei einer Standardabweichung von $50 \mu\text{A}$ und gegebener Frequenzabstimmung ist eine effektive Linienbreite von 15 MHz nicht zu unterschreiten.

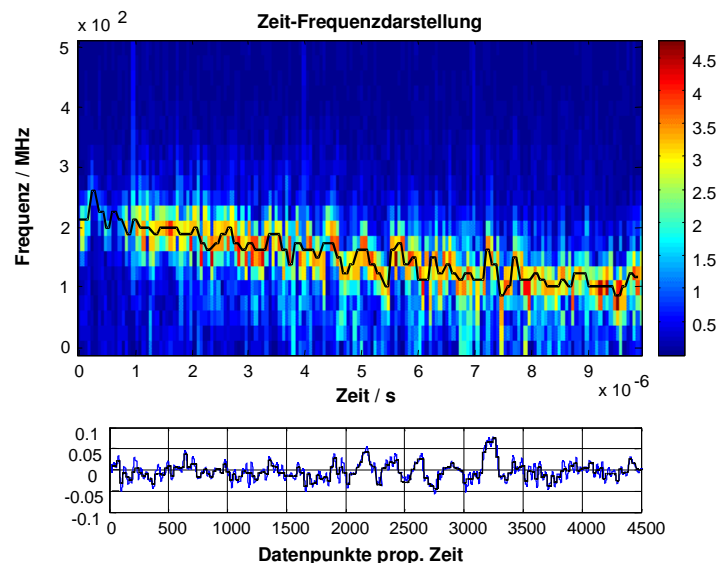


Abbildung II.18: STFT-Darstellung einer Mischung mit überlagertem Verlauf des jeweiligen Frequenzmaximums. Darunter ein rekonstruierter Verlauf aus der synchronen Strommessung (s. Text).

2.2 Verwendete Detektoren

Je nach Anwendung zum Beispiel in der Spektroskopie oder in der Kommunikationstechnik sind für die Detektion von optischen Heterodynsignalen sehr schnelle (> 500 MHz) und empfindliche ($D^* > 10^{12}$ cm $\sqrt{\text{Hz}} / \text{W}$) Detektoren notwendig. Will man einen größeren Abstimmbereich der Quelle erfassen benötigt man darüber hinaus eine möglichst gleichmäßige Konversionseffizienz der eintreffenden Photonen über den gesamten Frequenzbereich. Zu kürzeren optischen Wellenlängen hin ($< 1,5$ μm) ist das Problem der hohen Bandbreite in der Heterodynspektroskopie weniger kritisch, da es genügend schnelle und empfindliche Detektorelemente auf GaAs-Basis auf dem Markt gibt. Zu längeren Wellenlängen hin im mittleren Infrarot gibt es keinen Massenmarkt und unter anderem deswegen auch nur spärliche oder sehr teure Einzelentwicklungen solcher Detektorsysteme. Neuerdings gibt es schnelle und vor allem erschwingliche Photodetektoren auf HgCdZnTe-Basis, diese sind peltiergekühlt mit einer Resonanzzeit 1 ns und kürzer. Der Nachteil liegt in der deutlich geringeren Detektivität, die vergleichbar mit denen der Pyrodetektoren ($D^* \sim 10^9$ cm $\sqrt{\text{Hz}} / \text{W}$) ist. Bahnbrechende Entwicklungen der letzten Jahre von Quantumwell-Intersubbandstrukturen mit GaAs/GaAlAs ermöglichen mittlerweile Messungen in Bereichen > 50 GHz, allerdings ebenfalls mit einer eher niedrigen Detektivität.

In einem reinen Heterodynverfahren wie z.B. bei Radaranwendungen findet eine kohärente Detektion statt, bei der die notwendige Leistung aus dem Lokaloszillator gewonnen wird. Die geringe Detektivität kann deswegen ausgeglichen werden, da das Detektorrauschen des Elements selber unabhängig von der Leistung, das Signal selbst aber proportional der Leistung ist. Der Photostrom i_{zf} der Zwischenfrequenz im Mischsignal ist gegenüber dem Photostrom i_s beim Direktempfang um $\sqrt{(2P_{lo}/P_s)}$ größer. P_s ist die eintreffende Lichtleistung für das Signal und P_{lo} ist die Leistung für den Lokaloszillator. Um die Information sicher aus der Mischfrequenz zu detektieren, muss die Leistung von P_{lo} groß gegenüber P_s gewählt werden, wobei letztlich das Rauschen dieses Lasers begrenzend wird. Eingeschränkt ist dieser Effekt durch die Verfügbarkeit entsprechend leistungsfähiger Laser beziehungsweise durch die maximale für das Detektorelement zulässige Einstrahlung.

Der in dieser Arbeit eingesetzte IR-Detektor ist ein HgTe-CdTe Detektor mit angepasstem Verstärker, bezogen als Komplettsystem von der ehemaligen Firma SAT. Das Detektorelement ist in einen stickstoffgekühlten Dewarbecher montiert. Der sensitive Bereich des Elements beträgt ca. $300 \times 300 \mu\text{m}^2$, das Fenstermaterial besteht aus unbeschichtetem ZnSe. Bei einer Wellenlänge von $10,6 \mu\text{m}$ hat das Element ein D^* von $4 \cdot 10^{10}$ cm $\sqrt{\text{Hz}} / \text{W}$ (Quanteneffizienz: 42 %), die Cutoff-Frequenz (-3 dB) liegt bei 690 MHz bei einer Biasspannung von $-0,5$ V.

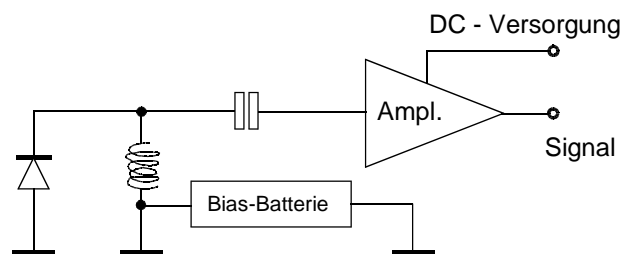


Abbildung II.19: Elektronische Konfiguration mit zusätzlicher Biasspannung für den Mischdetektor.

Für hohe Frequenzen (> 50 MHz) arbeitet der Vorverstärker als Spannungsverstärker, im Gegensatz zum Einsatz bei niedrigeren Frequenzen, bei denen im stromverstärkenden Betrieb eine höhere Empfindlichkeit erzielt wird. Die bestmögliche Empfindlichkeit des Elements wird beim Betrieb in Sperrichtung erreicht. Eine angelegte Biasspannung verschiebt die Kennlinie derart, dass der Dunkelstrom der Diode verringert wird. Der Betrieb mit Biasspannung ist allerdings generell mit einem deutlichen Anstieg des 1/f-Rauschens verbunden und immer mit größter Vorsicht einzustellen, damit der maximale Strom das Detektorelement nicht zerstört, gerade bei Transienten und Signalpeaks.

Bei der Detektion im Bereich höherer Frequenzen (> 50 MHz) ist bei photovoltaischen Detektoren der Strom im Detektorelement, der durch den lokalen Oszillator erzeugt wird, direkt abhängig vom Diodenserienwiderstand der Diode und der Diodenkapazität. Der Serienwiderstand lässt sich indirekt bestimmen über den Ausdruck [Datenblatt SAT]:

$$I_0 \geq \frac{2kT_0}{e} \left(F + \frac{T_d - T_0}{T_0} \right) (G_p + R_s C_p^2 \omega^2). \quad (\text{II.1})$$

Hierbei bedeuten die Variablen:

k: Boltzmann Konstante,

T_0 : Standardtemperatur (293 K),

e: Elektronenladung,

F: Noisefigure des Vorverstärkers,

T_d : Arbeitstemperatur der Diode (77 K).

G_p : Dynamische Admittanz der Diode am Arbeitspunkt,

R_s : Serienwiderstand,

C_p : Diodenkapazität,

ω : Frequenz des lokalen Oszillators,

Daraus wird ersichtlich, dass sich eben der minimale Detektorstrom mit zunehmender Frequenz erhöht. Der verwendete Verstärker bei dem SAT-System ist für einen Bereich von 5 – 500 MHz (3 dB) bei einer Verstär-

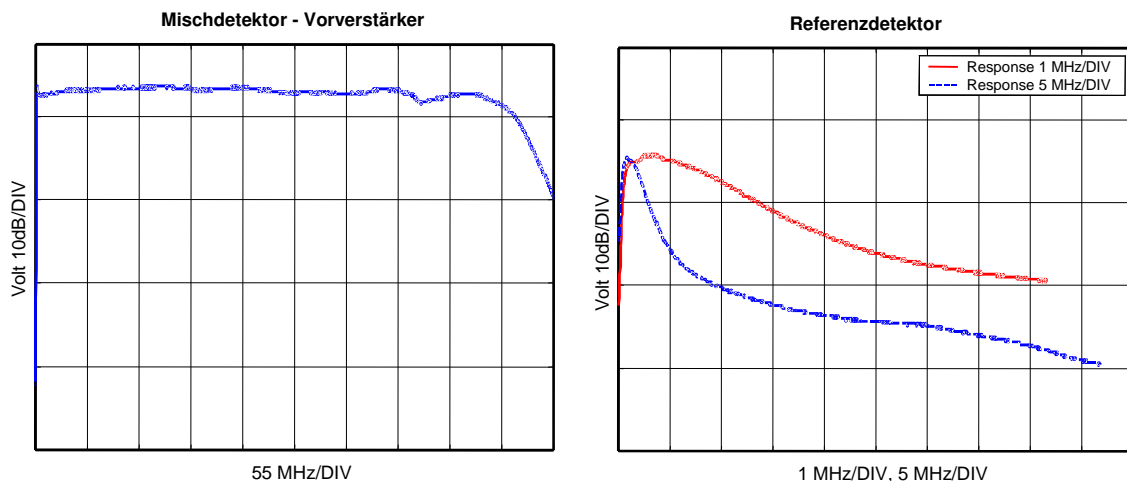


Abbildung II.20: Frequenzantwort des Vorverstärkers am Mischdetektor (links) und des Referenzdetektorsystems (rechts; der rote, durchgezogene Verlauf entspricht dem blauen, gestrichelten mit einer geringeren Skalierung).

kung von 60 dB ausgelegt, ein Bias-,Tee' ist bereits integriert. Die Frequenzresponse des Detektorelements nimmt laut SAT-Unterlagen bereits bei ca. 175 MHz ab, wurde allerdings nicht für das individuelle Detektorelement bestimmt. Um sich zu vergewissern, dass der Vorverstärker selbst keinen zusätzlichen störenden Ein-

fluss oder verfälschende Wirkung auf das Frequenzverhalten aufweist, wurde dieser mit einem Trackinggenerator am Eingang und Frequenzanalysator am Ausgang über den Frequenzbereich von 5 – 500 MHz vermessen. Das Resultat in Abb. II.20, links zeigt ein relativ konstantes Verhalten mit einem Abfall bei ungefähr 450 MHz. Das Element selbst wurde wegen Vorsichtsmaßnahmen nicht vermessen. In der Auswertesoftware, welche die Mischsignale auswertet (vgl. Anhang 4), sind bezüglich des Frequenzverhaltens keine weiteren Maßnahmen getroffen. Eine genaue Abhängigkeit des Detektorelements von der Frequenz läßt sich ohne größeren Aufwand und Hilfsmittel nicht bestimmen. Diese Abhängigkeit ist für die Auswertung von keiner größeren Bedeutung.

Das Referenzdetektorsystem wurde in Kombination Detektor und Vorverstärker vermessen, siehe Abb. II.20, rechts. Ab ca. 3 MHz ist die Frequenzantwort bereits auf 3 dB abgesunken, für die Detektion von Etalon und Intensitätsverlauf des Lasers ist das jedoch ausreichend.

2.3 Erfassung des Detektorsignals

Das bereits vorverstärkte Signal des Detektorelements (Detektorsignal), ist sowohl durch das Element als auch den Vorverstärker selbst bandbegrenzt. Besitzen die daraufhin folgenden signalverarbeitenden elektronischen Komponenten eine geeignete Bandbreite, bedarf es keiner weiteren Filterung für die weitere Signalverarbeitung. In der Regel läßt sich das Signal unmittelbar digitalisieren.

Die Bandbreite muss der Abtastrate angemessen sein, eine zu niedrige Abtastrate bewirkt ein Undersampling, welches sich in typischen Aliasingeffekten auswirkt (vgl. Abtasttheorem [Bla-71], [Hor-32]).

In Abb. II.21 ist das Signal statt mit der mindestens erforderlichen experimentellen Abtastrate von 1 GS/s (Shannon-Nyquist-Frequenz), mit einer Abtastrate von 500 MS/s digitalisiert worden. Es sind deutlich zwei Kurvenverläufe zu erkennen, die an der Frequenz von 250 MHz gespiegelt sind. Im Bereich von ca. 175 MHz erkennt man eine Abnahme der Intensität in Frequenzrichtung, dort nimmt die Response des Detektorelements bereits ab.

In der Regel empfiehlt es sich, das Signal

umgehend zu digitalisieren und erst danach eine detaillierte Auswertung durchzuführen, da softwaremäßig meist umfangreichere und flexiblere Analysemöglichkeiten zu Verfügung stehen. Eine analoge Auswertung ist

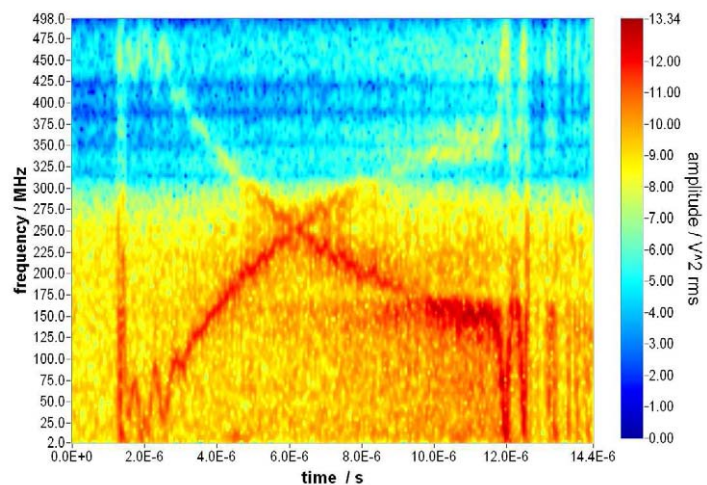


Abbildung II.21: STFT-Darstellung einer thermische Abstimmung des Lasers während eines Pulses mit ca. 10 µs Dauer. Die Digitalisierung erfolgte mit einer Abtastrate von 500 MS/s und weist infolge einer nicht angemessenen Bandbreitenbegrenzung eine symmetrische Frequenzspiegelungen bei 250 MHz auf.

nur dann sinnvoll, wenn die Signalcharakteristik weitgehend bekannt ist und eine elektronische Auswertung darauf getrimmt werden kann.

Sehr viele der gemessenen Datensätze wurden über einen oder mehrere Modulationspulse hinweg mit einem digitalen Speicheroszilloskop von Tektronix (Typ: TDS3034) erfasst. Der interne Datenspeicher des Geräts ist bei einer Samplirrate von 1 GS/s nicht dafür ausgelegt, ihn vollständig schnell genug beschreiben zu können.

Eine vollständigen Digitalisierung eines optischen Pulses mit einer Dauer von $10\ \mu\text{s}$ ist somit nicht möglich. Eine vollständige Digitalisierung muss blockweise durch zeitverzögertes Triggern innerhalb verschiedenen Modulationspulsen zusammengesetzt werden (vergleiche Abb. II.22). In

ungünstigen Fällen tritt beim Zusammenfügen der Datenblöcke ein Phasensprung auf, der in der STFT-Darstellung durch ein schmales Frequenzband über alle dargestellten Frequenzen sichtbar wird.

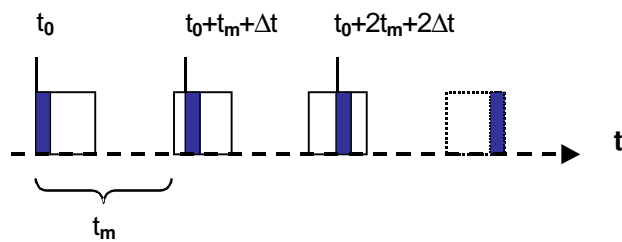


Abbildung II.22: Im Falle einer zu geringen Speichertiefe muss ein Modulationspuls mit der Periodenlänge t_m durch einzelne, aus verschiedenen Pulsen entnommene digitalisierten Datenblöcke zusammengesetzt werden.

III. DIE VISIONEN - ZEIT-FREQUENZANALYSE / EFFEKTE

Einige typische Aspekte von Laserdioden wie Abstimmung, Linienbreite oder Rückkopplungseffekte sollen hier aus der Sichtweise von Zeit-Frequenzdarstellungen der gemessenen Mischsignale beleuchtet und dynamisch analysiert werden. In wieweit ist das eigentliche intrinsische Rauschen des Lasers von den zusätzlich gemessenen Störungen und Überlagerungen, die im Messsystem auftreten, im Zeitfrequenzbereich überhaupt separierbar? Bleibt das theoretische Linienprofil, welches hauptsächlich durch das Phasenrauschen dominiert ist, lorentzförmig oder wird es durch zusätzliches Rauschen des Injektionsstroms eher gaußförmig? Das Intensitätsrauschen bleibt in den durchgeführten Betrachtungen von sekundärer Bedeutung.

1 Spektrogrammanalyse eines Heterodyn-Datensatzes, Beispiele

Als ein Heterodyn-Datensatz wird in diesem Kapitel ein Satz von Messwerten bezeichnet, der bei der Digitalisierung des detektierten optischen Mischsignals über einen gewissen Zeitraum zum Beispiel während eines Abstimpulses am Ausgang des Detektorvorverstärkers entsteht. Bei Samplingraten im Gigahertzbereich und Pulsdauern von mehreren Mikrosekunden fallen schnell größere Datenmengen an.

Nach der Erfassung des Datensatzes, entweder quasi-online direkt während der Messung mittels Digitaloszilloskop oder durch nachträgliches Lesen bzw. Laden von der Festplatte empfiehlt es sich, den Datensatz zunächst mittels des Ausdrucks

$$f_n = (f - \bar{f}) / STD(f) \quad \text{mit} \quad STD(f) = \sqrt{(n^{-1} \sum |f - \bar{f}|^2)} \quad (\text{III.1})$$

zu normieren. Dies macht die Zeitfrequenzdarstellungen bezüglich ihrer Amplituden bzw. Intensitäten vergleichbar. In Ausdruck III.1 wird von der Funktion f der Mittelwert \bar{f} abgezogen und durch die Standardabweichung dividiert, was zumindest zu einer groben Biaskorrektur führt. Im nächsten Schritt folgt eine Art Biasfeinkorrektur, individuell für jedes Fenster. Wird eine Online-Auswertung angestrebt, muss auf eine Normierung des Datensatzes insgesamt verzichtet werden, da zukünftige Werte noch nicht bekannt sind.

Ähnliches gilt für die von der zeitlichen Änderung des Abstimmsignals stark abhängigen DC-Anteile des Mischsignals. Unter anderem bereiten diese Anteile bei einer Automatisierung der Fitroutine zur Anpassung des Linienbreitenprofils innerhalb jedes einzelnen Spektralfensters Probleme. Es hat sich gezeigt, dass ein einfacher Linearfit bei jeder Fensterposition ausreicht, die DC-Anteile hinreichend zu eliminieren, siehe Abb. III.1. Eine solche „Trend-“ oder „Biaskorrektur“ ersetzt in diesem Fall einen Hochpassfilter, vorausgesetzt die Fensterlängen werden nicht allzu groß und das Signal verhält sich moderat. Alternativ ließe sich eher ein Polynom an die nicht-

linearen niederfrequenten Schwankungen anfitzen. Dies hat sich allerdings nicht bewährt, da die Modulationen durch die DC-Anteile von Fensterbereich zu Fensterbereich zu unterschiedlich sind und meist im Anfangs- und Endbereich des Fensters zu starke Abweichungen entstehen. Der Grad des Polynoms müsste demnach variabel sein und der Fit müsste mit erweiterten Fensterrändern durchgeführt werden. Ein ähnliches Resultat würde man mit einem geeigneten steilflankigen FIR-Filter oder, wenn man keine Probleme mit der Phasenverzerrung bekommen möchte, mit einem ein Multiskalenfilter erzielen.

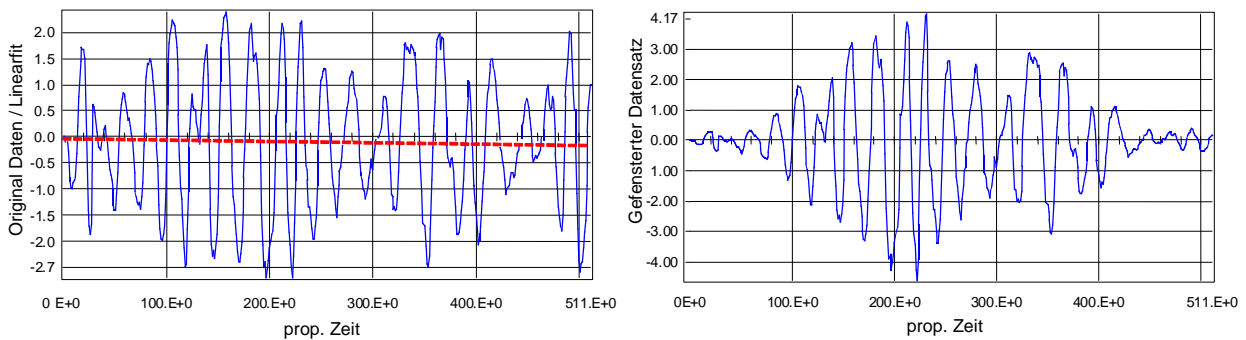


Abbildung III.1: Auszug aus einem Datensatz (512 Datenpunkte) eines Mischsignals mit Linearfit (rot).

Rechts: Der DC-Anteil dieses Datenauszugs wurde durch Subtrahieren der Fitfunktion weitgehend unterdrückt. Zusätzlich wurden die „biaskorrigierten“ Daten mit einem Hammingfenster multipliziert beziehungsweise gewichtet.

Weitere Kompromisse müssen beim Einsatz von verschiedenen Typen von Fensterfunktionen eingegangen werden. Da die Fouriertransformation streng genommen nur für unendlich definierte Signale gilt, entstehen nicht determinierte Fehler bei der Transformation endlicher/abgeschnittener Datensätze, wie es bei diskreten Signalen meistens der Fall ist. Bei zufällig herausgegriffenen Datenpaketen enthalten Anfang und Ende in der Regel einen Wert ungleich Null und bilden somit einen Phasensprung, der hochfrequente Spektralanteile als Artefakte erzeugt. Um Datensätze von endlicher Dauer für eine echte Spektralanalyse zu formen werden sie deswegen mit einer geeigneten Fensterfunktion gewichtet [But-81]. Solche Fenster sind in der Regel lokal begrenzte Funktionen, welche zum Rand hin auf beiden Seiten gegen Null auslaufen (siehe Abb. III.2 oben). Es gibt unterschiedliche Techniken für die Behandlung derartiger Randprobleme wie zum Beispiel den Datensatz auf beiden Seiten zu erweitern und mit Nullen auszufüllen oder den Datensatz mit jeweils am Rand gespiegelten Daten weiterzuführen beziehungsweise periodisch fortzusetzen. Für die Zwecke dieser Arbeit erwies sich das bloße Gewichten mit einem Fenster wie Hamming oder Blackman als ausreichend. Zur Charakterisierung der Fenstertypen ist das jeweils typische Frequenzantwortverhalten der Fensterfunktion von Bedeutung (siehe Abb. III.2 mitte und unten). Anschaulich kann man sich vorstellen, dass jede Einzelkomponente des Signals im Frequenzbereich mit der Filterfunktion des jeweiligen Fenstertypen 'verschmiert' wird, indem sie gefaltet wird. Der Lokalisierung einzelner Komponenten im Frequenzraum sind dadurch Grenzen gesetzt. Eine Dämpfung von ~ 18 dB (normiert) gegenüber der ersten Nebenbande wie zum Beispiel bei der Blackman-Fensterfunktion in Abb. III.2 kann bereits grenzwertig sein, um höherfrequente Frequenzanteile ausreichend zu unterdrücken. Im Gegensatz zur Rechteckfunktion besitzen gegen Null auslaufende Fenster eine deutlich stärkere Dämpfung der Nebenbanden. Dafür bietet eine Rechteckfunktion eine optimale Lokali-

sierung. Die Koeffizienten zum Beispiel eines Hamming- oder Blackmanfensters berechnen sich anhand folgender Gleichungen [Bla-71]:

$$\text{Hamming: } w_{k+1} = 0.54 - 0.46 \cos\left(2\pi \frac{k}{n-1}\right) \quad \text{mit } k=0, \dots, n-1,$$

$$\text{Blackman: } w_i = x_i \left[a_0 - a_1 \cdot \cos\left(\frac{2\pi i}{n}\right) + a_2 \cdot \cos\left(\frac{4\pi i}{n}\right) \right] \quad \text{mit } i=0, \dots, n-1, \quad (\text{III.2})$$

$$\text{wobei } a_0 = \frac{7938.0}{18608.0}, \quad a_1 = \frac{9240.0}{18608.0}, \quad a_3 = \frac{1430.0}{18608.0}.$$

Üblicherweise wird bei einer gefensterten FT für den nächsten Zeitpunkt, an dem das Spektrum betrachtet werden soll, das Fenster um die Hälfte der Fensterlänge weitergeschoben. Das ist nur insofern vernünftig, wenn das Spektrum sich zeitlich geringfügig

ändert bzw. quasi-stationär bleibt. Bei den vorliegenden Heterodynsignalen ist das nicht mehr der Fall. Bei schnelleren Abstimmraten kommt man in die Situation, in denen die Frequenzänderung pro Zeitschritt des Fensters größer ist, als die Auflösung desselben; im Zeit-Frequenzbild äußert sich dies als eine Art Frequenzstufe.

Ein kontinuierlicher Übergang, wenn auch nur noch durch das Auflösungsvermögen des Fensters verschmiert, lässt sich nicht mehr beobachten. Ideal sind bei der „Fensterung“ zeitliche Schrittweiten Δt , innerhalb derer sich das Spektrum bzw. die Zentralfrequenz nicht mehr ändert als um das Auflösungsvermögen des Fensters selbst, das in der Folge Fensterbandbreite B_w genannt wird (bei 3 dB), vergleiche Abb. III.3. Dies ist natürlich bei nichtstationären Signalen nicht immer erfüllt und es wird immer ein Kompromiss notwendig sein. An die zeitliche Änderung einer Frequenzhauptkomponente zum Beispiel wird die Schrittweite nach Definition der STFT nicht angepasst. Erst recht nicht die Bandbreite des Fensters.

Nach der soeben beschriebenen Aufbereitung der Daten wird für jede Fensterposition eine Fast-Fouriertransformation (FFT) durchgeführt. Dabei ist zu berücksichtigen, dass nur jeweils die Hälfte des resultierenden Datensatzes aus posi-

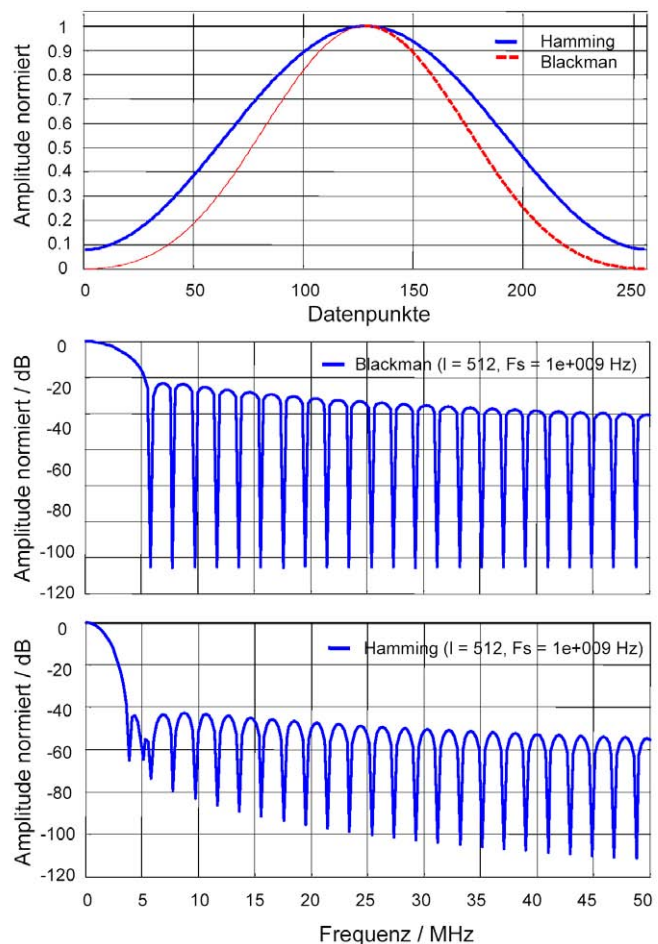


Abbildung III.2: Hamming- und Blackmanfenster im Vergleich (oben). Die Darstellungen in der Mitte und unten stellen das Frequenzantwortverhalten der Fenstertypen bei einer Samplingrate von 1 GHz dar. Blackman (mitte), Hamming (unten).

tiven Frequenzen besteht. Da die Eingangsdaten realwertig sind, haben nur die positiven Frequenzen eine physikalische Bedeutung. Die resultierende Matrix deren Spalten mit den Spektren der zeitlichen Momentaufnahmen mit Abstand Δt gefüllt sind, wird in einer Intensitätsdarstellung mit geeigneter Farbskala wiedergegeben.

An dieser Stelle darf nicht das sogenannte „Powerspektrum“, also das Betragsquadrat der FFT aufgetragen werden. Nach dem Wiener-Kintchie-Theorem ist FT des Autokorrelationsspektrums gleich dem Powerspektrum, oder auch „Leistungsdichtespektrum“ genannt. Voraussetzung ist jedoch, dass sich das Spektrum über

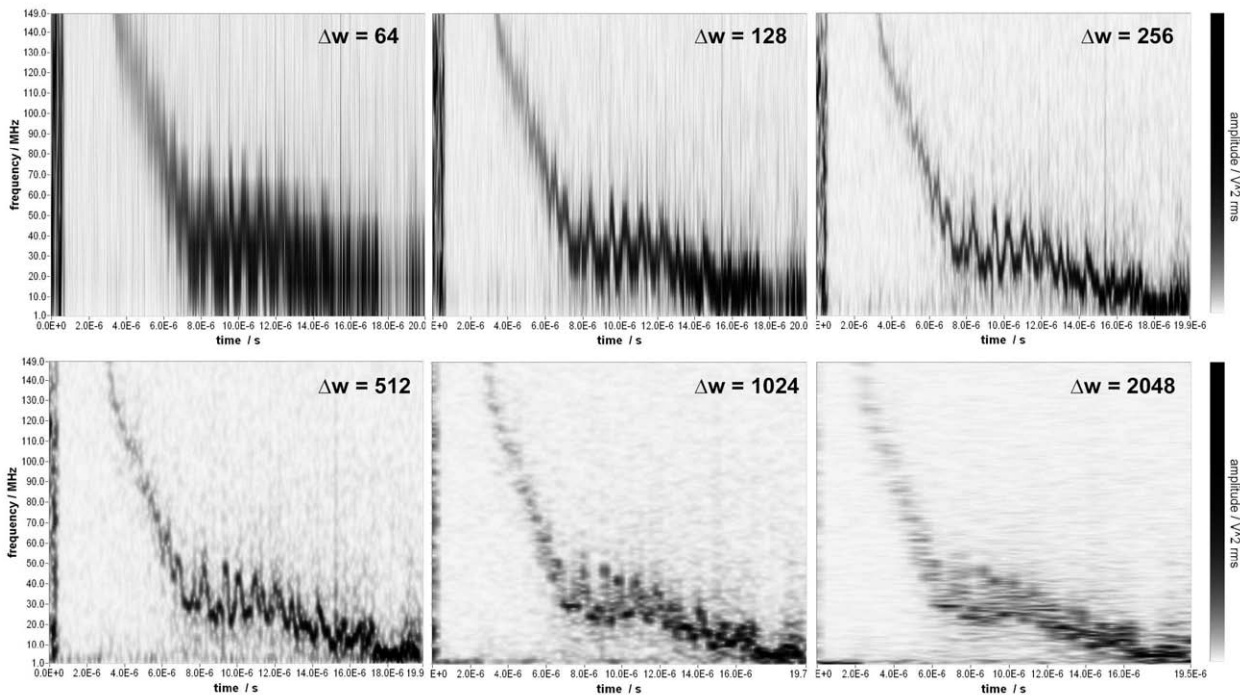


Abbildung III.3: Vergleich von STFT-Darstellungen eines gestörten Mischsignals mit thermischer Abstimmung bei unterschiedlichen Fensterbreiten Δw . Zu kurze Analysfenster ergeben eine schlechte Frequenzauflösung, zu lange Fenster lassen die zeitliche Information verschmieren. Die beste Wahl ist diejenige Länge, die die beste Lokalisierung in beide Richtungen über das gesamte Bild liefert, in diesem Fall bei $\Delta w = 512$. Für eine Automatisierung würde sich eine Kontrastoptimierung über das gesamte Bild anbieten, in den meisten Fällen war bei gegebener Hardware und bei untersuchtem Frequenzbereich eine Breite von $\Delta w = 128$ oder $\Delta w = 512$ geeignet.

die Zeit praktisch nicht ändert. Da das Detektorsignal bei der Homodynmessung das Autokorrelationssignal der Summe aus verzögertem und unverzögertem Lasersignal darstellt, entspricht die direkte FT bereits dem Leistungsdichtespektrum des Lasers. Eine zusätzliche Quadrierung verfälscht die resultierende Linienbreite.

Im Folgenden sollen nun einige Beispiele von Heterodynmischungen mit unterschiedlichen Formen an Modulationssignalen einen ersten Eindruck vermitteln, wie die zeitlich aufgelöste Frequenzabstimmung für unterschiedliche Laserarbeitspunkte aussehen kann. Üblicherweise wird der Stromverlauf, mit dem der Laser abgestimmt werden soll, auf einen Grundstrom oberhalb des Schwellstroms aufaddiert.

Das erste Beispiel in Abb. III.4 zeigt eine Modulation des Lasers mit einem sinusförmigen Injektionsstrom. Im rechten Bild sind Injektionsstrom, der an einem Vorwiderstand vor der Laserdiode gemessen wurde, das Etalonsignal und die relative Laserleistung aufgetragen. Modensprünge wie sie an drei Stellen besonders ausgezeichnet sind (1-3), lassen sich alle auf den ersten Blick weder aus dem Etalonsignal noch aus dem Leistungsverlauf unmittelbar ableiten. Auf den zweiten Blick weist das Etalonsignal jedoch Phasenfehler auf und die Leistung knickt an einer Stelle ein. Im Vergleich dazu bricht die Frequenzabstimmung in der STFT-Darstellung im linken Bild an allen drei Stellen ein.

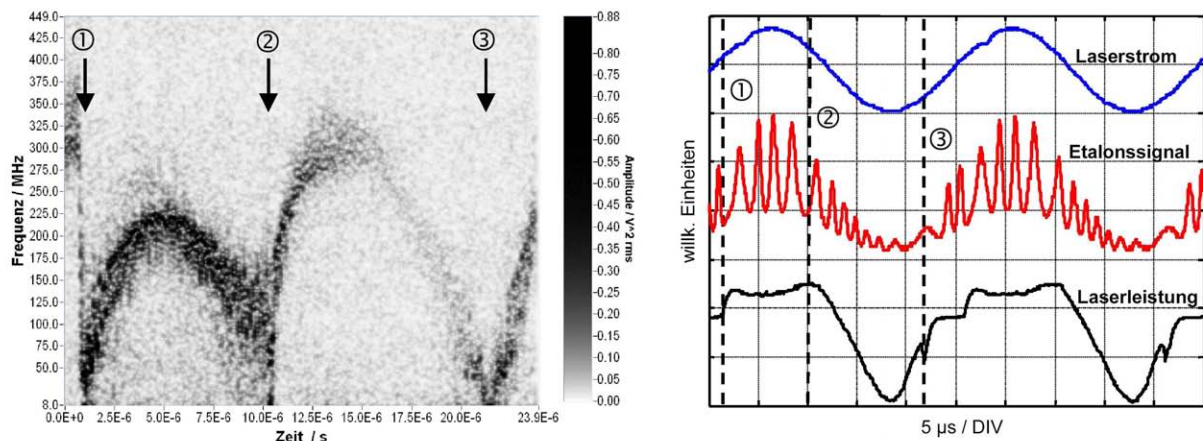


Abbildung III.4: Modulation der Laserdiode mit einem sinusförmigen Injektionsstrom. Rechts sind vergleichsweise der Laserstrom, gemessen an einem Vorwiderstand an der Laserdiode, das Etalonsignal und die Leistung dargestellt. Die drei ausgezeichneten Punkte zeichnen Modensprünge aus.

Als nächstes folgt ein typisches Beispiel mit einer Rechteckmodulation des Lasers (Abb. III.5). Im rechten Bild ist das Modulationssignal am Eingang der Stromtreiberstufe und synchron dazu wieder das Etalonsignal abgebildet. Auffallend ist unter den drei Puls-an-aus-an-phasen die Abstimmung während der Pulsausphase. Der

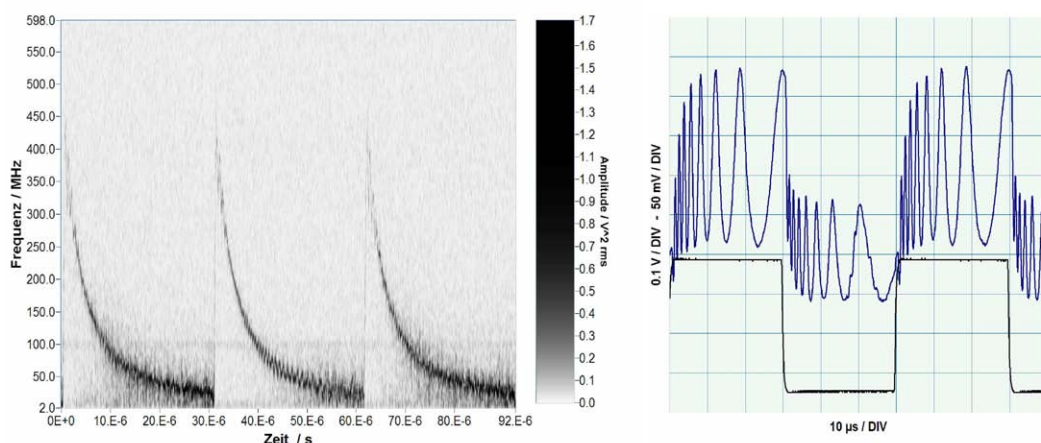


Abbildung III.5: Typisches Beispiel eines Spektrogramms aufgrund einer Lasermodulation mit einer Rechteckfunktion. Im rechten Bild ist das zugehörige Etalonsignal und synchron dazu das ursprüngliche Modulationssignal zu sehen (siehe Text).

Diode wird schlagartig die Energiezufuhr entzogen, die Frequenzabstimmung erfolgt im wesentlichen durch das thermische relaxieren des Diodenchips, der auf einer Wärmesenke montiert ist. Weiterhin ist der Verlauf des Etalonsignals in der Pulsausphase leicht kraus. Der Verlauf des Frequenzspektrums im Spektrogramm zeigt sich in diesem Bereich schwach oszillierend und deutet bereits auf eine schwache Form von optischer Rückkoppelung hin.

Das Ergebnis aufgrund einer periodischen sägezahnförmigen Modulation ist im nächsten Beispiel zu sehen. Das Spektrogramm zeigt den zeitliche Ausschnitt, in dem die Sägezahnmodulation im Maximum nach $10 \mu\text{s}$ abbricht und dann wieder linear ansteigt. Die Frequenzabstimmung fällt wie bei der Rechteckmodulation exponentiell thermisch ab und wird nach ca. $35 \mu\text{s}$ von der Frequenzabstimmung durch den linear anstei-

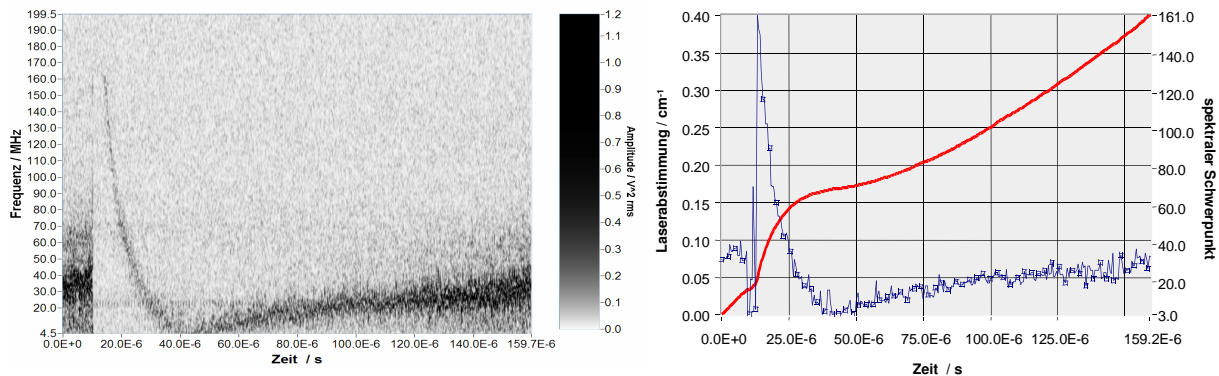


Abbildung III.6: Spektrogramm eines Mischsignals aufgrund einer Sägezahnmodulation. Rechts ist der Positionsverlauf der spektralen Maxima (blau) analog zur Abstimmrate des Lasers und die daraus ermittelte relative Frequenzabstimmung (rot) aufgezeigt.

genden Strom wieder eingeholt. Rechts in Abb. III.6 ist der Verlauf der spektralen Maxima des Lasers während der Abstimmung (blau, rechteckiges Liniensymbol) und die daraus ermittelte relative Frequenzabstimmung des Lasers (rot) aufgezeigt. Auf das Abstimmverhalten des Lasers wird nun im folgenden Abschnitt näher eingegangen.

2 Abstimmverhalten des Lasers

Der Wellenlängenbereich eines Bleisalzlaser lässt sich über die Betriebstemperatur des Lasers abstimmen, wobei zwei Mechanismen wirksam werden: Die Bandlückenabstimmung und die Modenabstimmung. Für die Bandlücke E_g ergibt sich eine typische Bandlückenabstimmung von etwa $d\tilde{\nu}/dT \approx 4 \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ über die Temperatur. Am flexibelsten lässt sich der Wellenlängenbereich einer Laserdiode über den Betriebs- beziehungsweise Injektionsstrom abstimmen. Abhängig von der zeitlichen Änderungsrate der injizierten Stromdichte werden hauptsächlich zwei Effekte unterschieden, die für unterschiedliche Abstimmraten verantwortlich sind: Die cw- oder Quasi-cw-Stromabstimmung (DC bis $\sim 500 \text{ kHz}$) ist im wesentlichen eine Temperaturabstimmung, bedingt durch die über den Injektionsstrom eingebrachte Joule'sche Wärme. Die Stromabstimmung liegt hier typischerweise im Bereich von $d\tilde{\nu}/dI_{cw} \approx (0,01 - 0,1) \text{ cm}^{-1} \text{ mA}^{-1}$ und beschreibt eine bei zuneh-

mender Modulationsfrequenz relativ schnell abfallende Frequenzmodulation mit einer Cutoff-Frequenz (3dB-Abfall) bei $1/(2\pi R_{th}C_{th})$. Oberhalb dieser Frequenz tritt der zweite Effekt in den Vordergrund, bei dem die Abstimmung dominiert von der Modulation der Ladungsträgerdichte ist. Nur noch das modulierte Ensemble der Ladungsträger kann der schnellen Strommodulation mit einem typischen Resonanzpeak bei der Frequenz der Relaxationsoszillation des Lasers folgen.

In der Praxis wird in der Spektroskopie zur Ermittlung oder Beurteilung der Abstimmung häufig ein Etalon-signal verwendet. Der periodischen Änderung des Signals liegt ein Interferenzeffekt zugrunde deren Periode dem freien spektralen Bereich des Etalons entspricht. In Abb. III.4 und Abb. III.5 sind typische Beispiele zu sehen, die mit einem Germaniumetalon aufgenommen wurden. Die Interferenz wird zwischen den planparallelen Spiegelflächen des Germaniumkristalls erzeugt. Die Abstimmung beträgt in diesem Fall 50 mcm^{-1} pro Periode. Das resultierende Interferenzsignal lässt sich über eine Airy-Funktion beschreiben:

$$A(r, t) = \frac{1}{1 + k(r) \sin^2(t)}, \quad \text{wobei} \quad k(r) = \left(\frac{2r}{1-r^2} \right)^2 \quad (\text{III.3})$$

der Finessekoeffizient und r die Reflektivität an den Spiegelflächen ist. Anhand der Nulldurchgänge des oszillierenden Signals lässt sich zum Beispiel mehr oder weniger genau die Änderung der Laserfrequenz feststellen. In Abb. III.7 sind nun zwei typische Beispiele eines Etalonverlaufs aufgrund einer pulsformigen Lasermodulation und darüber ihre AOK(Adaptive Optimal-Kernel)-Zeitfrequenzdarstellung abgebildet. Im linken Beispiel tritt am Anfang der Abstimmung eine zusätzliche in der Frequenz ansteigende Komponente auf. Die Transformation wurde so gewählt, dass die niederfrequenten Anteile durchgängig in der Zeitfrequenzdarstellung angezeigt werden. Mit einer gefensternten Fouriertransformation wäre solch eine Auflösung unmöglich.

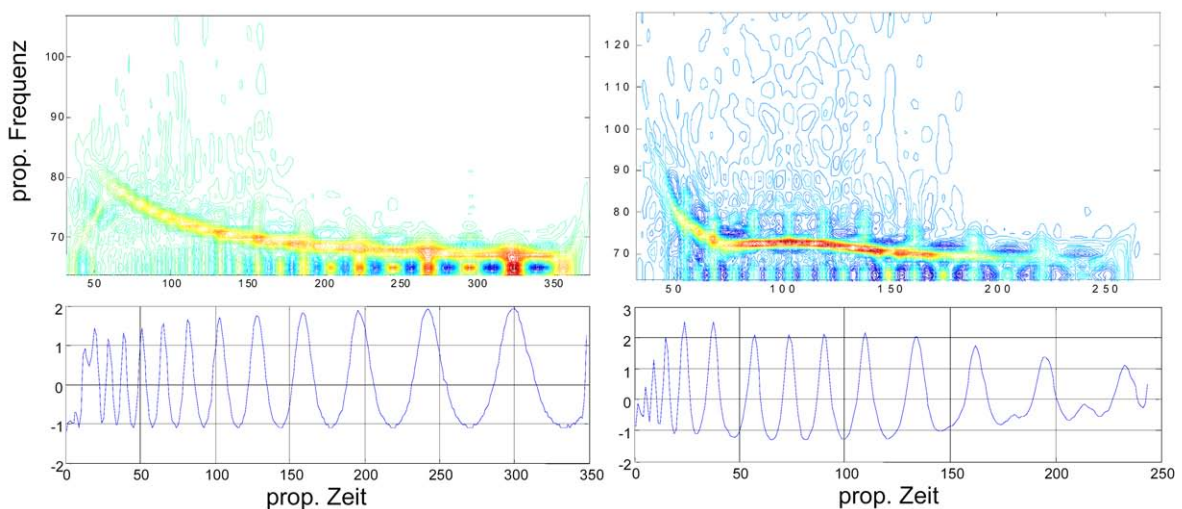


Abbildung III.7: Typische Etalonsignale mit ihren entsprechenden AOK(Adaptive Optimal-Kernel)-Zeitfrequenzdarstellungen. Das zugehörige Mischsignal im Beispiel rechts wird in Abb. III.9 analysiert.

Um nun die Abstimmung des Lasers $d\tilde{\nu}(t)$ aus der Differenzfrequenz ν_{Diff} zu bestimmen, kann man von dem Ansatz ausgehen, dass gilt: $\nu_{\text{Diff}} \propto d\tilde{\nu}/dt \propto dI/dt$. Unter Berücksichtigung der optischen Zeitverzögerung $\tau = L/c$ (L : optische Wegstrecke und c : Lichtgeschwindigkeit) lässt sich dann $\nu_{\text{Diff}} = \tau d\tilde{\nu}/dt = \tau \beta dI/dt$ setzen. Anhand eines einfachen Modells mit einer periodischen Wurzelfunktion als Abstimmung wie in in

Abb. III.8 zeigt lassen sich die Zusammenhänge verdeutlichen. Die Abstimmfunktion $f_{Las}(t)$ ist in Bild (1) einmal direkt und zeitlich versetzt $f_{Las}(t-\tau)$ aufgetragen. Im unteren Bereich erkennt man den Verlauf des Betrags der Differenz. In Bild (2) ist davon ein vergrößerter Ausschnitt dargestellt.

Die Signalverläufe in Abb. III.8 (2) werden folgendermaßen gebildet:

$$\text{Verlauf a, d: } \tau \left| \frac{df_{Las}(t-\tau)}{dt} \right|, \quad \tau \left| \frac{df_{Las}(t)}{dt} \right|$$

$$\text{Verlauf b: } |f_{Las}(t) - f_{Las}(t-\tau)|$$

$$\text{Verlauf c: } \frac{1}{2} \left(\left| \frac{df_{Las}(t)}{dt} \right| + \left| \frac{df_{Las}(t-\tau)}{dt} \right| \right) \tau$$

Neben den direkten Ableitungen der verzögerten und unverzögerten Frequenzabstimmung des Lasers in Verlauf a und d entspricht der Verlauf des Betrags der Differenz in Verlauf b dem gemessenen Mischsignal. Ist die Abstimmung nicht allzu schnell beziehungsweise die Steigung des Verlaufs der Differenzfrequenz nicht zu steil und τ relativ klein, dann kann der Verlauf von b gleich dem Verlauf von c gesetzt werden. Die Laserabstimmung lässt sich dann berechnen über das Integral zu:

$$f_{Diff}(t) \approx \frac{1}{2} \left| \frac{2 df_{Las}(t)}{dt} \right| \tau \quad \text{damit ist} \quad f_{Las}(t) \approx \frac{1}{\tau} \int |f_{Las}(t) - f_{Las}(t-\tau)| dt. \quad (III.4)$$

In der Praxis wird man das gemessene Mischsignal zunächst in ein Spektrogramm oder eine andere Zeit-Frequenzdarstellung transformieren. Den Frequenzverlauf ermittelt man dann aus den absoluten Maxima oder besser den Schwerpunkten der spektralen Verteilungen zu jedem Zeitpunkt. Idealerweise erhält man dann den Verlauf der zentralen Laserdifferenzfrequenz zu äquidistanten Zeitpunkten.

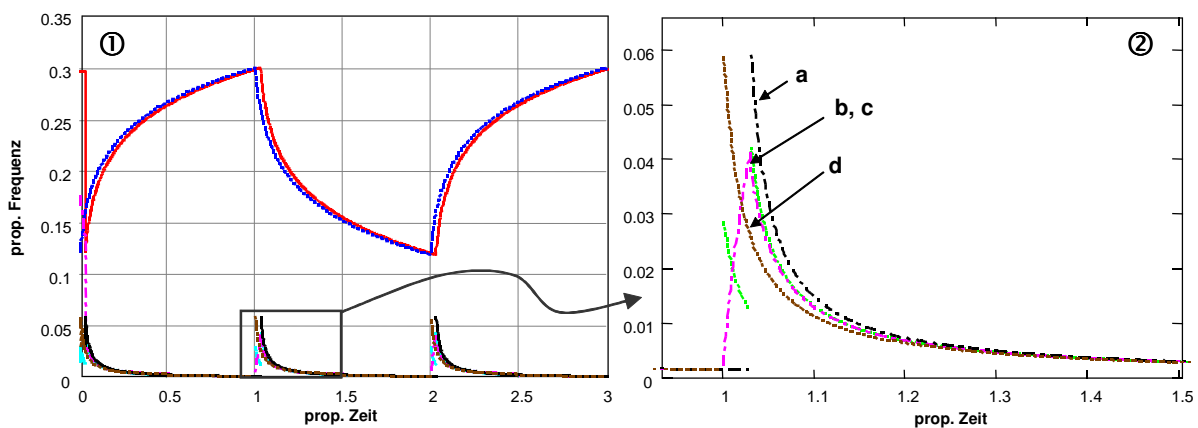


Abbildung III.8: Einfaches Modell mit periodischer Wurzelfunktion als Testsignal für eine Laserabstimmung. Bild (2) ist der vergrößerte Ausschnitt aus dem Differenzfrequenzbereich mit dem Verlauf der Differenzfrequenz b. Daneben sind jeweils die direkten Ableitungen des verzögerten und unverzögerten Testsignals dargestellt.

In Abb. III.9 Bild (1) ist ein solcher Verlauf aus einer Messung basierend auf einer Pulsmodulation dargestellt. Der Bauch im mittleren Bereich zwischen 30 und 70 μs deutet auf einen Übergang, an dem mehrere Moden beteiligt sind, oder einen direkten Modenwechsel hin. Zwei Verläufe mit unterschiedlichen Auflösungen sind

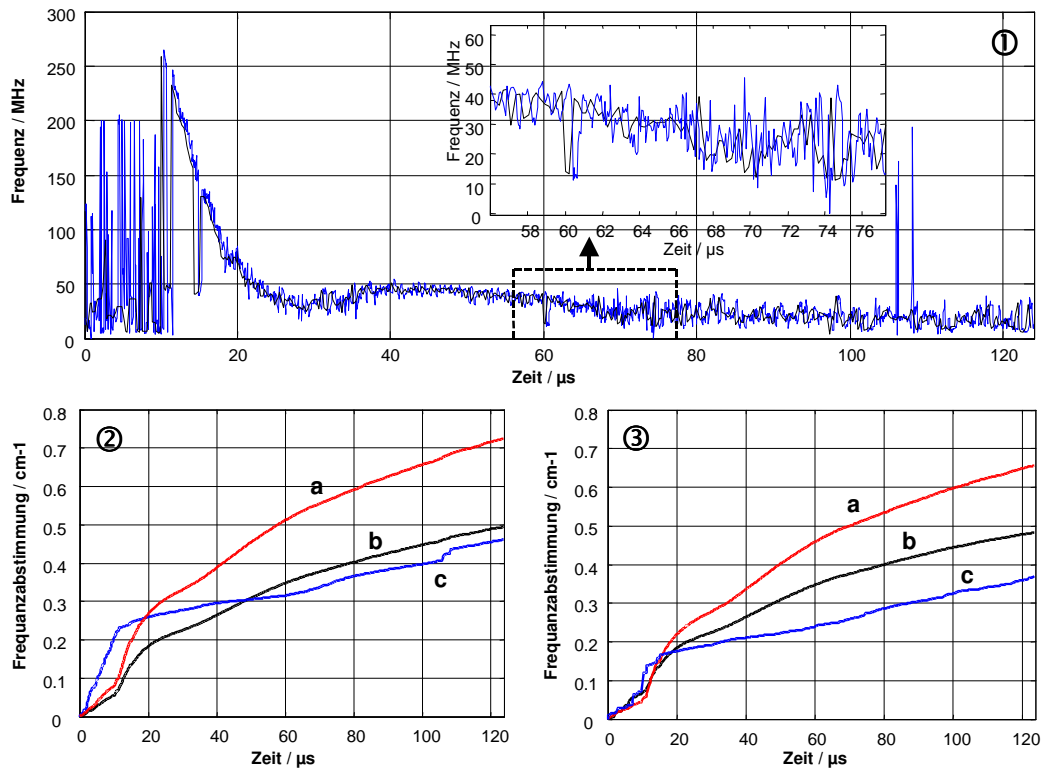


Abbildung III.9: Berechnung der Laserabstimmung anhand eines gemessenen Beispiels einer Mischung. In Bild (1) sind die zeitlichen Verläufe der spektralen Maxima zweier unterschiedlicher zeitlicher Auflösungen aufgrund unterschiedlicher Fensterbreiten übereinander aufgetragen. Aus diesen wurde die Abstimmung in Bild (2) und Bild (3) anhand verschiedener Methoden errechnet.

übereinander geplottet. Die eine (blau) entspricht der Auflösung von $1/1.85 \mu\text{s}$ durch die Analyse mit einem Fenster mit einer Breite von 1024 Datenpunkten, die andere einer Auflösung von $1/0.53 \mu\text{s}$ durch die Analyse mit einem Fenster mit einer Breite von 256 Datenpunkten. Innerhalb des Bildes ist exemplarisch ein Bereich vergrößert dargestellt, der zeitliche Versatz entsteht zum einen aus dem relativen Versatz der Fensterzentren, zum anderen durchaus aus dem Unterschied der spektralen Information, über die gemittelt wird. In Bild (2) und Bild (3) ist die Berechnung der Abstimmung aus den Daten des 1024er Fensters und des 256er Fensters abgebildet, vergleichsweise mit drei unterschiedlichen Berechnungsverfahren. Verlauf a ist die numerische integrative Darstellung der kumulierenden Summe, Verlauf b die numerische Integration basierend auf der Simpson-Regel, Verlauf c ist die kumulierende Summe des Betrags der Differenz von einem Zeitpunkt zum nächsten. Am stabilsten weist sich die Integration mit der Simpson-Regel:

$$y(i) = \sum_{j=0}^i [x(j-1) + 4x(j) + x(j+1)] \frac{1}{6} dt \quad (\text{dt: Samplingintervall}),$$

die die unmittelbaren Nachbarwerte mitberücksichtigt und somit bei unruhigerem Signal mit feineren Auflösung und glatterem Signal mit grober Auflösung annähernd dasselbe Ergebnis liefert.

2.1 Abstimmung mit unterschiedlicher Modensteigung

Im Multimodebetrieb eines Lasers tritt in einigen Fällen die Situation auf, dass verschiedene Moden unterschiedlich schnell abstimmen. Das zeigt sich im Etalonsignal durch eine Überlagerung von mehreren leicht verschiedenen Frequenzen, die sich im Interferenzsignal bei ausreichendem Frequenzunterschied in einer typischen Schwebung äußert. Im Gegensatz zum Beispiel in Abb. III.10, ist die Interpretation jedoch oft nicht eindeutig. In Abb. III.10 (3) ist offensichtlich, dass mehrere Frequenzen beteiligt sein müssen, jedoch nicht in

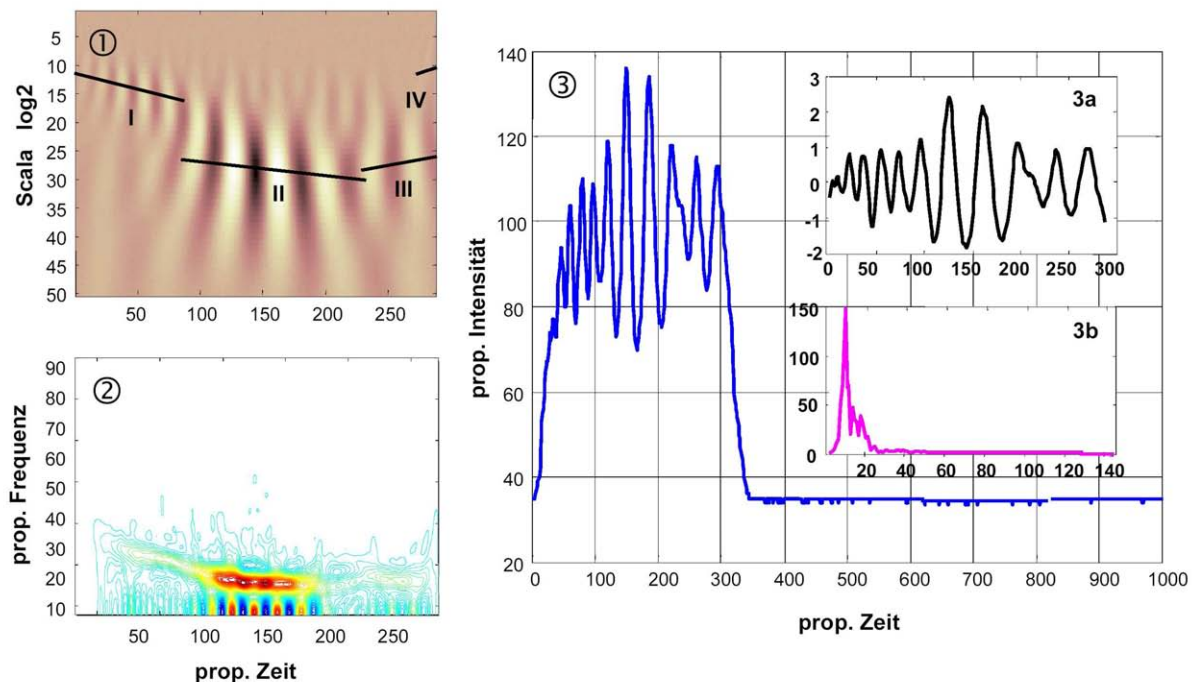


Abbildung III.10: Etalonsignal mit Schwebungseffekt. Bei der Abstimmung sind mehrere Moden mit unterschiedlichen Abstimmgeschwindigkeiten beteiligt, die teilweise ineinander übergehen bzw. sich gegenseitig beeinflussen. Bild (3) zeigt das Originalsignal und Bild 3a die bias- bzw. DC-korrigierte Form. Darunter in 3b ist die Fouriertransformierte dargestellt, aus der mindestens drei Hauptkomponenten hervorgehen. Bild (1) und Bild (2) zeigen vergleichsweise die Wavelet- und die AOK-Transformierte. Aus beiden lassen sich Frequenzkomponenten mit unterschiedlichen Steigungen ableiten.

wieweit sie sich überschneiden. Selbst in der Fouriertransformierten in Bild 3b sind mindestens drei Hauptkomponenten in der Frequenz zu erkennen. Weiterhin gehen vergleichsweise aus der Wavelet-Transformierten (Abb. III.10 (1)) und der AOK-Transformierten (Abb. III.10 (2)) Frequenzen unterschiedlicher Steigung hervor. Die vier Steigungen in Bild (1) mit logarithmischer Skala wurden rein visuell eingetragen und entsprechen genau genommen nicht einer linearen Frequenzabstimmung. Insbesondere Steigung I und Steigung II werden im zugehörigen Spektrogramm in Abb. III.11 aufgelöst und enden in einer gleich schnellen Abstimm-

geschwindigkeit. Die Dämpfung bei ca. 175 MHz ist eine Fehlanpassung bei der elektronischen Zusammenschaltung von Detektor, Vorverstärker und Speicheroszilloskop.

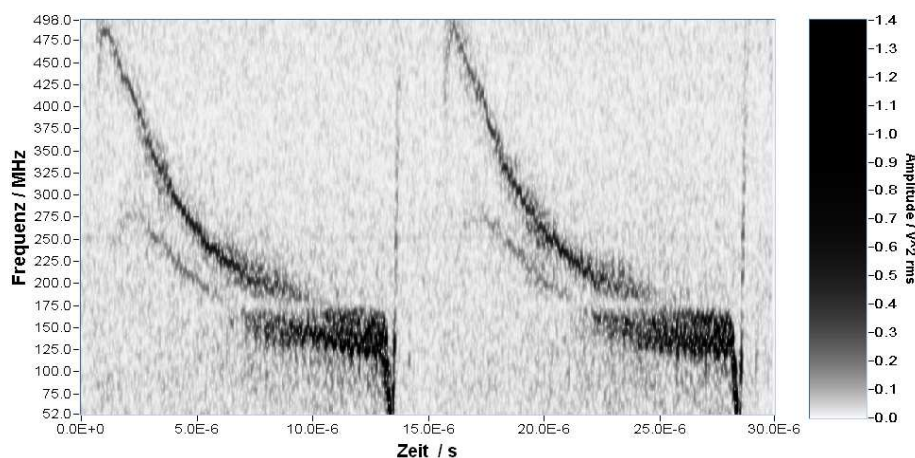


Abbildung III.11: Anregung zweier Moden mit unterschiedlicher Abstimmgeschwindigkeit. Das Mischsignal gehört zu der Abstimmung analog dem Etalonsignal aus Abb. III.10.

In Abb. III.12 (4) ist ein Spektrogramm einer Mischung dargestellt, deren Etaloninterferenzen sehr homogen, also entsprechend monomode und mit gutem Signalkontrast verlaufen. Je größer der Kontrast ist, desto schmaler erwartet man die Linienbreite. Tatsächlich ist die Linienbreite nach der spektralen Verteilung des Verlaufs der einzelnen Bänder nach Bild (4) mit der Größenordnung von 20 MHz recht schmal, im Kreuzungsbereich verschmiert sich das Spektrum bis zu 80 MHz. Das Überraschende ist eher, dass zwei Hauptmoden leicht unterschiedlich schnell abstimmen und sich im Mischsignal kreuzen. Bild (1) stellt die AOK-Transformierte des Etalonsignals dar und deutet auf zwei fast linear abstimmende Bereiche hin, die ineinander übergehen. Der nadelförmige Eindruck der Frequenzverläufe sind ein Indiz dafür, dass die Abstimmung nicht konstant auf einem Band läuft, sondern zwischen beiden oder mehreren hin und her springt; zumindest über die Kreuzungsbereiche hinweg. Das eingezeichnete Zeitintervall Δt zeigt die vergleichbaren Bereiche in den Bildern (1), (3) und (4). Bild (2) von Abb. III.12 ist ein Modenkartenausschnitt innerhalb einem Bereich, in dem angeregten Hauptmoden der Pulsmodulation auftauchen. Diese Art von von Modenverteilung stellt sich bei cw-Betrieb des Lasers ein, sie gibt nicht exakt die Modenpositionen von pulsförmiger Strommodulation wieder, ist allerdings bei relativ langer Pulsdauer vergleichbar. Der umrahmte Bereich in Bild (2) zeigt den mit der Pulsmodulation angeregten Modenübergang in den Bildern (1)(3)(4), der mit unterschiedlichen Steigungen m_2 und m_3 einhergeht. Zudem verhalten sich die Ausläufer unsymmetrisch.

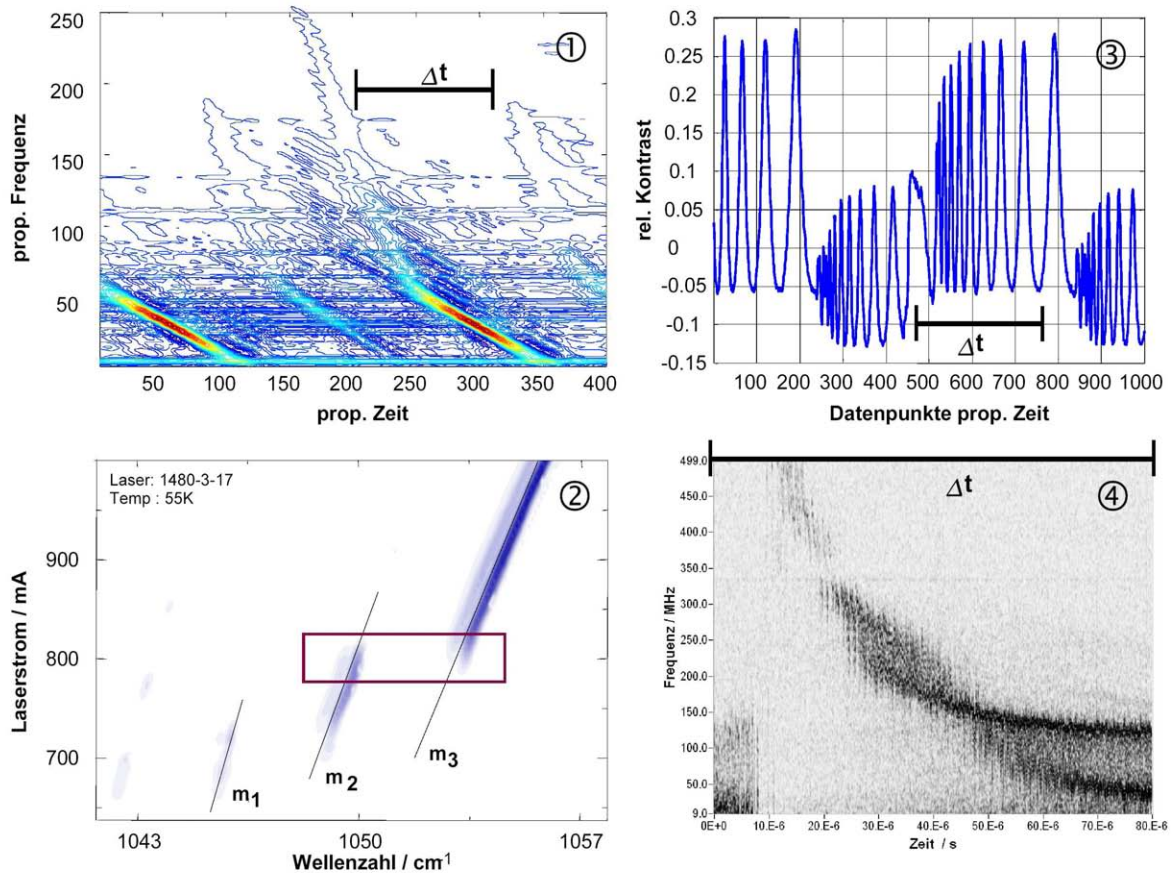


Abbildung III.12: In Bild (3) ist eine Interferenz mit starkem Kontrast in Pulsan- und Pulsausphase zu sehen. Bild (1) zeigt die entsprechende AOK-Transformation und weist deutlich Abstimmungen mit unterschiedlichen Steigungen auf. Bild (4) entspricht dem Ausschnitt Δt aus der Etalonabstimmung und zeigt einen Kreuzungsverlauf in der Abstimmung. Bild (2) ist ein Ausschnitt der zugehörigen Dauerstrich-(cw-)modenkarte, die annähernd mit der Modenverteilung bei pulsmoduliertem Laser verglichen werden kann. Der umrahmte Bereich gibt den Modenübergang der Pulsmodulation mit zwei unterschiedlichen Steigungen wieder.

In Abb. III.13 herrschen für den Laser annähernd die gleichen Betriebsbedingungen wie in Abb. III.12, bis auf den Umstand, dass der Offsetstrom soweit reduziert wurde, dass die Abstimmung in der Pulsausphase nicht mehr stattfindet, also andere Moden nicht mehr angeregt werden. Der Ausschnitt des Mischsignals zeigt in diesem Fall einen kürzeren Zeitbereich, die angedeutete Abstimmung zwischen 5 und 15 μ s scheint ein Aliasingeffekt zu sein.

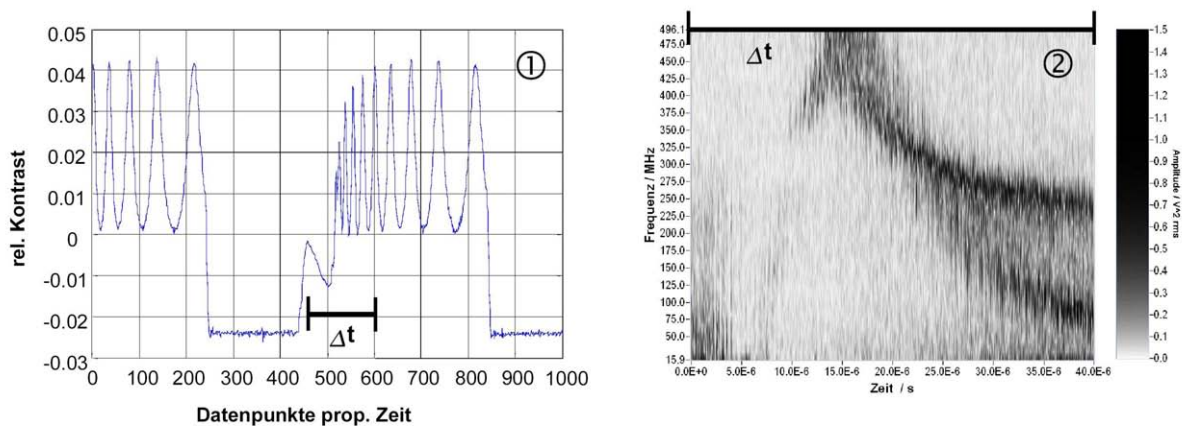


Abbildung III.13: Abstimmung mit ähnlichen Betriebsparametern wie in Abb. III.12. Der Grundstrom wurde allerdings soweit reduziert, dass in der Pulsausphase keine Moden mehr anschwingen.

3 Bestimmung der Linienbreite

Gleichgültig mit welcher Art von Zeit-Frequenz-Transformation man das digital vorliegende Mischsignal analysiert, das Problem der Nicht-Separierbarkeit der unterschiedlichen systembedingten Störeinflüsse von der eigentlichen Laserlinienbreite, sei es im Frequenz- oder Zeitraum, bleibt erhalten. Zu den tatsächlich gemessenen Störungen wie

- Fluktuationen im Frequenzbereich durch Rauschen des Injektionsstroms,
- Störungen durch Rückkoppelung, die wiederum von mechanischen Vibrationen abhängig sind,
- Fluktuationen und Verschmierung im Bereichen der Modenübergänge oder Einflüsse der Nachbarmoden
- Korrelationeffekte durch Überlagerung der Laserstrahlen im teilkohärenten Zustand (Interferenz bzw. Mischung hängt von der relativen Phasenbeziehung ab)

kommen noch durch die Unschärferelation bedingte Fehler bei der Analyse in der Frequenzlokalisierung hinzu. Jitterfehler bei der Digitalisierung und vorausgehende Bandbegrenzung ergeben theoretisch ebenfalls einen geringfügigen systematischen Fehler. Fluktuationen und Rauschen der Amplituden, die indirekt damit zusammenhängen, werden bei diesen Untersuchungen nicht berücksichtigt. Die eigentliche Schwierigkeit der Bestimmung der zugehörigen Linienbreite liegt in der Lokalisierung der Zentralfrequenz des Lasers und besonders der Variation der Abstimmrate während eines Abstimpulses. Anders formuliert kann nur dann über die Linienbreite im klassischen Sinne eine zuverlässige Aussage gemacht werden, wenn die Abstimmrate konstant bleibt. Ist dies nicht der Fall, sollte man die aus einer Zeitfrequenzdarstellung gewonnenen Linienbreite eher als eine „dynamische“ oder „instantane“ effektive Linienbreite bezeichnen. Vom Standpunkt des Anwenders lässt sich argumentiert, dass unter gegebenen Systembedingungen, zum Beispiel für ein System für spektrometrische Einsätze, der Laser eben jene gemessene Linienbreite besitzt, die mit einem bestimmten Zeit- bzw. Integrationsfenster zu einem bestimmten Zeitpunkt ermittelt wurde. In diesem Zeitfenster sind alle

Störeinflüsse deren zeitliche Größenordnung zutreffen sind enthalten. Allerdings sollte man in diesem Fall eher von der „effektiven Linienbreite der Systemquelle“ als von der Linienbreite des Lasers sprechen. Abb. III.14 veranschaulicht die Diskussion an einem Ausschnitt eines Mischsignals mit linearer beziehungsweise konstanter Abstimmung. Die instantanen, also zeitaufgelösten Linienbreiten (Bild 3) variieren zwischen 5 und 20 MHz. In Bild (2) sind zwei resultierende Profile wiedergegeben. Einmal wird für jeden Frequenzwert des Spektrogramms der Maximalwert der dargestellten Zeit (schwarz, durchgezogen) und einmal der Mittelwert über die dargestellte Zeit aufgetragen (blau, gestrichelt). Die Kurve aus den Maxima ergibt eine Einhüllende um die Mittelwertkurve, die alle Messwerte enthält und beschreibt somit die maximale Streu- beziehungsweise Rauschbandbreite. Der repräsentative „Einzelschuss“ zum Zeitpunkt t in Bild (4) ist zum Beispiel deutlich schmaler.

Die Abstimmung der Laserzentralfrequenz innerhalb des Zeitabschnittes eines Analysefensters sollte idealerweise vernachlässigbar sein, also quasistationär sein. Die resultierende Linienbreite kann, wie in Abschnitt 4.6 Kapitel I behandelt, nur bedingt korrigiert werden. Das Wiener-Kintchie-Theorem an sich, bei dem die FT des

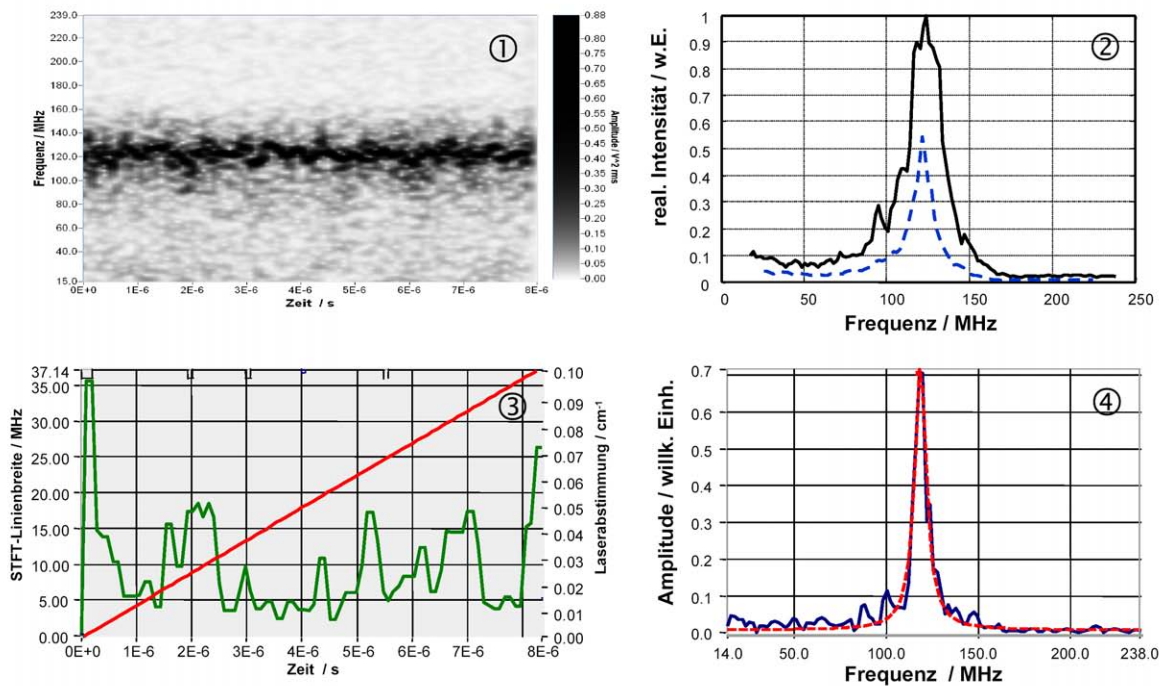


Abbildung III.14: Bild (1): Ausschnitt einer Mischung mit einem Bereich linearer oder konstanter Abstimmung. Bild (4): Typisches Spektrum aus (1) zu einem beliebigen Zeitpunkt t mit Lorentzfit. Bild (2): Resultierende Linienbreitenform, die aus dem Maximum der Frequenzwerte aller aufgenommenen Spektren des Spektrogramms gebildet wird („Persistant-Plot“, schwarz). Insgesamt geringer und schmaler ist die Linienbreitenform aus den zeitlichen Mittelwerten der Spektren (blau, gestrichelt). Bild (3): Verlauf der „instantanen“ Linienbreite aus dem Spektrogramm in Bild (1) und die daraus ermittelte Abstimmung (annähernd linear).

Autokorrelationsspektrums gleich dem Powespektrum ist, gilt nur für stationäre Signale. Bei nichtstationären Signalen wird ein 'zeitlich variables Leistungsspektrum' wie das Wigner-Ville-Spektrum oder ein Evolutionär-Spektrum benötigt.

Aus Abb. III.14 wird unter anderem deutlich, dass bei Rauschen des Injektionsstroms, zum Beispiel in der Größenordnung von 100 nA, zum einen über die Amplituden-Phasenkopplung im Laser selbst und zum anderen über Fluktuationen in der Abstimmung die effektive Linienbreite größer wird. Messungen in dieser Arbeit haben gezeigt, dass sich die Profilcharakteristik eher zu einem Gaußprofil hin verändert. Von daher gibt es in der automatisierten Analysesoftware die Option, nacheinander ein Lorentz- und ein Gaußprofil zu fitten und anhand des Fitfehlers über die mittlere quadratischen Abweichung das geeignetere Profil zur Bestimmung der Linienbreite einzusetzen (vergleiche Beschreibung im Anhang „Linienbreitenbestimmung an einem Testsignal“).

In Abb. III.15 sind beide Mischsignale fluktuierend und das Untergrundrauschen relativ stark, so dass fast durchweg das Gaußprofil das bessere Fitergebnis liefert. Der Einsatz in Bild (1) zeigt eine geglättetes Spektrogramm, in dem anstelle der gemessenen Spektren die Profile der Fitergebnisse eingesetzt wurden. Ob ein Fit bei der dynamischen Analyse von derartigen Mischsignalen vernünftig ist oder nicht, kann anhand eines Schätzers wie in Bild (2) und (4) (jeweils roter Verlauf, Beschreibung s. nächster Abschnitt und im Anhang 2) beurteilt werden. Bei dem Wert Eins ist der Fitfehler Null und das Spektralprofil praktisch störungsfrei.

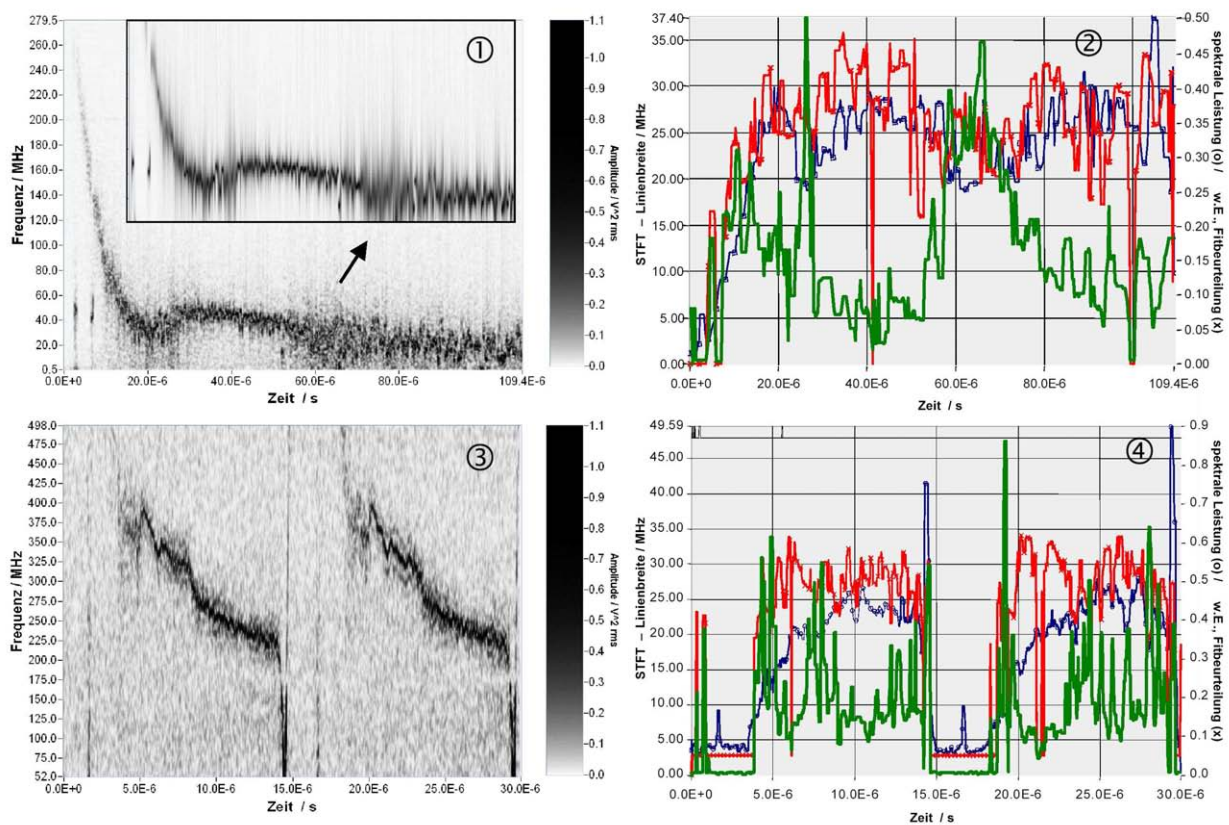


Abbildung III.15: Zwei Spektrogramme (links) und ihre Auswertung bezüglich Linienbreite (grün) und Schätzer (rot, siehe Erläuterung im nächsten Abschnitt). Der Einsatz in Bild (1) zeigt das Spektrogramm, das anstelle der gemessenen Spektren, die Profile des jeweiligen Fits beinhaltet.

In beiden Spektrogrammbeispielen kann die Schwelle, bis wann die Spektralprofile beziehungsweise die Fitergebnisse noch vernünftig sind, bis auf knapp unter 0,3 herabgesetzt werden. Fällt der Schätzer auf annähernd Null wie in Bild (4) ist das Mischsignal nicht mehr interpretierbar oder nicht vorhanden. Die blauen Verläufe in

Bild (2) und (4) geben die relative spektrale Leistung des Spektrums zum Zeitpunkt t wieder. Das Maximum wird dabei auf eins normiert ist, um auf dieselbe Achse wie die Beurteilung des Fits aufgetragen werden zu können.

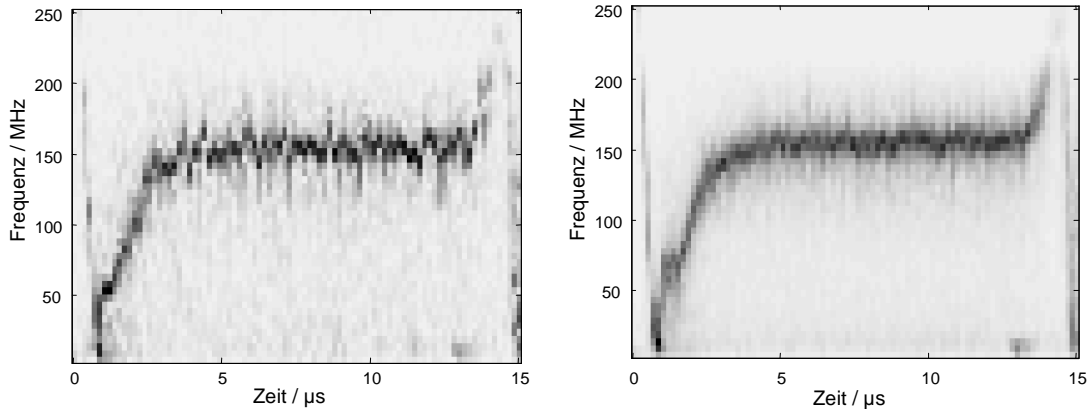


Abbildung III.16: Spektrogramm durch Mittelung von 10 Spektrogrammen aus verschiedenen Modulationsperioden (links ein einzelnes Spektrogramm, rechts die lokale Mittelung).

Eine Mittelung der Spektren über mehrere Perioden mit gleicher Phasenlage bewirkt eine Verbesserung bzw. Homogenisierung des spektralen Verlaufs der Laserabstimmung (siehe Abb. III.16). Dies entspricht der zeitlichen Mittelung der Spektralkomponenten über größere Zeitabschnitte und hat den Vorteil, dass nicht über die Zeitachse in Richtung der Abstimmung, sondern zeitlich „lokal“ über Spektren aus mehreren Modulationsperioden gemittelt wird. Voraussetzung ist, dass die Abstimmcharakteristik über die Perioden hinweg reproduzierbar ist, was sich bei den meisten Experimenten bestätigte.

3.1 Beurteilung des Linienbreitenfits – ein Schätzer

Die Linienbreite wird durch eine Fitprozedur ermittelt, indem die zugehörigen Funktionsparameter a beginnend mit ihren Startwerten solange variiert werden, bis zum Beispiel die mittlere quadratische Fehlerabweichung $e(a)$ (MQF) der Daten (x, y) zu der angepassten Funktion f minimal wird. In der Praxis gibt man eine untere Schranke $s \geq e(a) = 1/n \sum (y_i - f(x_i, a))^2$ als Abbruchkriterium für den iterativen Fitalgorithmus an. Um nun zu beurteilen, ob eine Fit innerhalb der dynamischen Analyse von realen Mischsignalen Sinn macht oder nicht, wird ein Kriterium benötigt, welches entscheidet, ob die resultierende Linienbreite ernst zu nehmen ist oder nicht. Selbstverständlich spielen die Startparameter eine bedeutende Rolle insofern, dass sie bestimmen ob und wie schnell ein nichtlinearer Fitalgorithmus konvergiert.

Die MQF alleine reicht für eine Beurteilung der Qualität der Fitergebnisse nicht aus, da die Abweichungen über das gesamte Spektrum quadratisch aufsummiert werden. Es wird dabei nicht berücksichtigt, inwieweit deutliche Nebenpeaks den Gesamtfehler bzw. Fehlerabweichung ausmachen oder zum Beispiel ein verteiltes kräftiges Untergrundrauschen so gravierend ist, dass ein lasertypischer, über einen Teilbereich verschmierter

Peak nicht mehr vom Untergrund unterschieden werden kann. Ähnliches gilt natürlich auch für andere Maße wie die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung von Null (RMS, genauer $RMS = \sqrt{1/n \sum y_i^2}$) oder der Standardabweichung. Es wird immer das gesamte Spektrum verrechnet und nicht zum Beispiel der Peakbereich und getrennt davon die Umgebungs- bzw. Flankenbereiche.

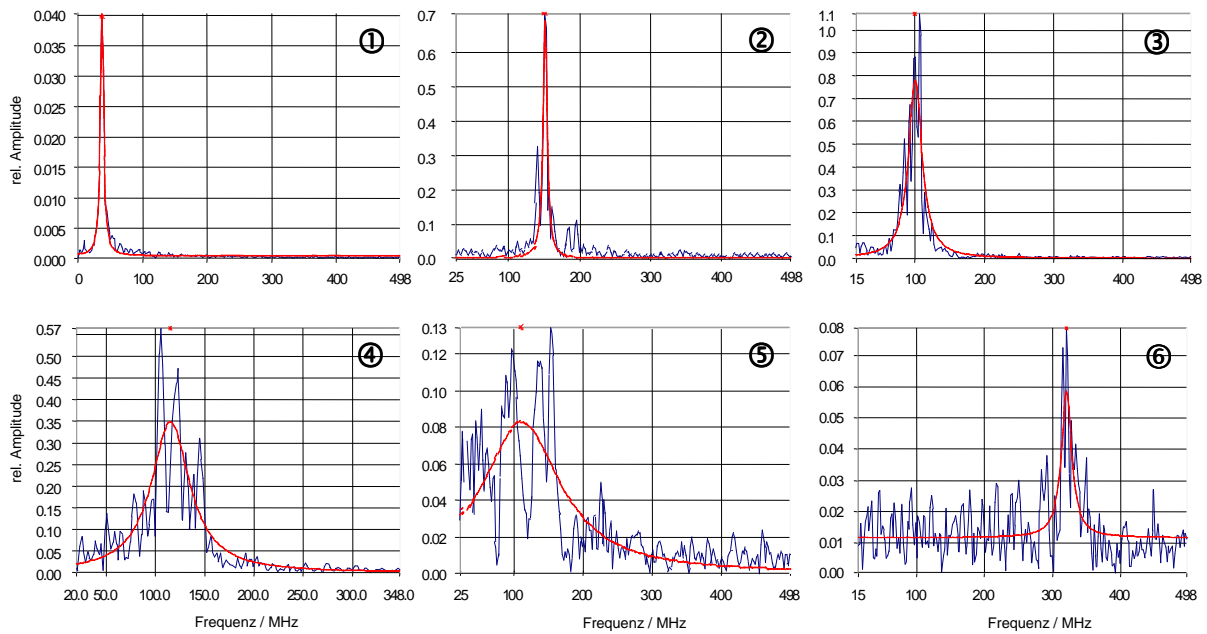


Abbildung III.17: Typische Fitresultate mit ihren Originalspektren wie sie bei einer STFT gewonnen werden können. In Bild (3) liefert ein Gaußfit anstelle eines Lorentzfits einen geringeren Fehler. Die beiden Spektren in Bild (5) und (6) gehen nach dem Schätzer III.5 nicht mehr als vernünftige Linienbreiten durch.

Zum Vergleich sind in Abb. III.17 exemplarisch einige typische Situationen mit Fitresultaten an den Originalspektren dargestellt. Die jeweils typischen Profiltypen wie Lorentz oder Gauss wurden für den tatsächlichen Fit auf eine schwach exponentiell abfallende Offsetfunktion aufaddiert. Je nach dem, aus welchem zeitlichen Bereich einer Lasermodulation das Spektrum gewählt wurde und sich der Laser in diesem Moment entsprechend verhält, lassen sich die Fitresultate zunächst grob klassifizieren:

- Der Fit kann sich relativ gut an den spektralen Verlauf anpassen, das Maximum des Fits stimmt recht gut mit dem Maximum des Spektrums überein. Die Spektren haben in der Regel ein geringes Untergrundrauschen, vor allem in den Bereichen der Seitenbänder. Der geeignete Profiltyp sollte allerdings variabel sein, zum Beispiel lassen sich oft Lorentz- oder Gaußprofil unterscheiden (Bild (1) und (3)).
- Das Fitergebnis besitzt wie vorher eine geringe MQF, weist allerdings im Spektrum einen oder mehrere deutliche Nebenpeaks auf. Hier sind die Abweichungen vom Fit daher nicht statistisch, sondern systematisch durch nicht erfasste, eng benachbarte kleine Nebenmaxima oder Unterstrukturen (Bild (2) und (4)).
- Der gesamte Bereich des Spektrums zeigt grobe Störungen oder Modulationen, entweder durch relativ zu einer schwachen Laserlinie starkem Grundrauschen oder zum Beispiel bei Modenübergängen und steilen

Modulationsflanken der Abstimmfrequenz. Der Fit weist eine große Linienbreite entsprechend der mittleren Verteilung auf oder er wird als Artefakt in einen einzelnen Signalpeak angepasst (Bild (5) und (6)).

- Fehlerergebnis der Fitprozedur bei nur teilweise vorhandenen spektralen Flanken im Randbereich (Bild (5)).

Folgender Schätzer wurde in dieser Arbeit entwickelt und in der Analysesoftware getestet. Er benutzt das Integral des Spektrums $s(\nu)$, der Fitfunktion $f(\nu)$ und der Differenz von Spektrum und Fitfunktion $d(\nu) = s(\nu) - f(\nu)$. Durch das flächenvergleichende Prinzip wird erreicht, dass Werte, die bei Eins liegen, als „sehr gute“ spektrale Verteilungen mit realistischem Fitresultat zu bezeichnen sind und Werte, die in der Nähe von Null liegen, als Spektren, die sich nicht vernünftig interpretieren lassen. Bei den meisten Analysen der Mischsignale hat sich eine Schwelle bei ungefähr 0.3 als sinnvoll ergeben.

$$g = 2 \frac{s_p - d_p}{s_p + f_p} \cdot \frac{s'_p}{f'_p} \tag{III.5}$$

wobei $s_p = \int s(\nu) d\nu$, $f_p = \int f(\nu) d\nu$, $d_p = \int [s(\nu) - f(\nu)] d\nu$

Der erste Bruch bildet eine Art Kontrastmaß. Geht die Differenz bei idealem Fit gegen Null so geht der erste Bruch gegen eins. Zusätzlich wichtet der zweite Bruch den Ersten mit dem Verhältnis der Integrale der zuvor auf gleiches Maximum skalierten Verläufe von Spektrum und Fitfunktion. Das hat den Vorteil, dass Spektren mit stark unruhigem Untergrund oder groben Fluktuationen stärker gewichtet werden und der zweite Bruch gegen Null läuft. Abstimmbereiche mit sehr un stetigen Modenübergängen oder Bereiche bei Pulsanfang und -ende werden damit praktisch disqualifiziert. Eine Extrabehandlung bekommen Bereiche ohne lokalisierbares Signal. Dort ist die Fitfunktion praktisch konstant Null, der Schätzer wird dann ebenfalls gleich Null gesetzt.

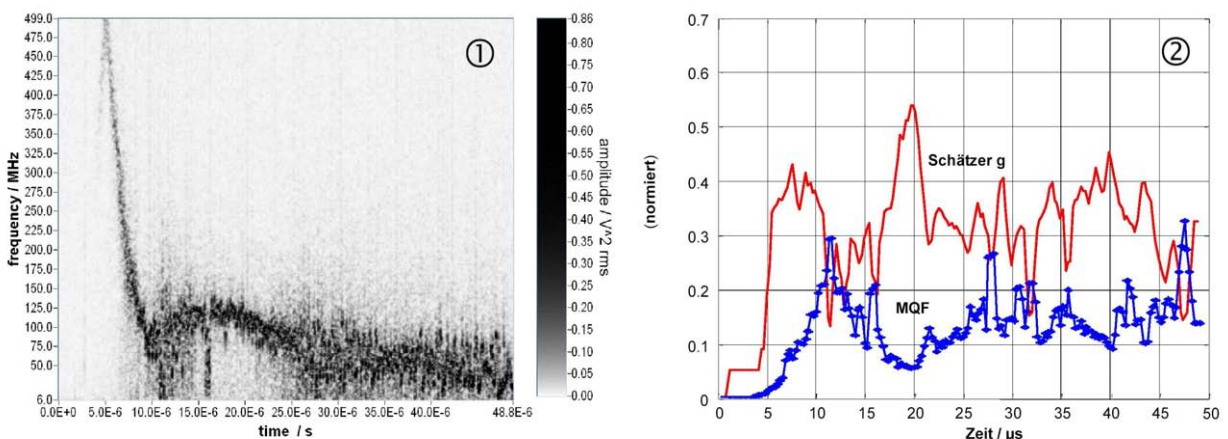


Abbildung III.18: Bild (2): Vergleich der Verläufe von mittlerem quadratischen Fehler (MQF) und dem Schätzer nach Ausdruck III.5. Die Verläufe wurden aus den Fitresultaten und der Spektren aus dem Spektrogramm in Bild (1) gewonnen.

In Abb. III.18 ist ein Vergleich zwischen dem eben diskutierten Schätzer, dem Verlauf der RMS- und der MQF-Werte dargestellt, sie entstanden aus der Analyse der Spektren aus dem Spektrogramm in Bild (1), welches

zwei leicht verrauschte Modenübergänge und Zentralfrequenzen im Randbereich der auszuwertenden Spektren aufweist. Es wurden mehrere Schätzfunktionen empirisch untersucht. Die meisten beruhen wie Gleichung (III.5) auf einem flächenvergleichenden Prinzip der Kurven. Gleichung (III.5) brachte die repräsentativsten und stabilsten Ergebnisse. Weitere Beispiele für Auswertungen von anderen Mischsignalen sind in Abb. III.15 oder Abb. III.24 zu finden.

4 Skalogrammanalyse mit Wavelets

Die Analyse der Mischsignale verspricht eine bessere Zeit-Frequenzlokalisierung und somit eine Optimierung der Analyse von Linienbreiten und Abstimmung über einen größeren Dynamikbereich des Laserabstimmverhaltens. Um eine mit der gefensternten Fouriertransformation vergleichbare Zeit-Frequenzdarstellung zu erhalten, muss die kontinuierliche Wavelettransformation auf einem großzügigen Skalenbereich berechnet werden. Das Ergebnis ist vergleichsweise rechenintensiv und redundant. Die logarithmische Frequenzachse muss nachträglich linearisiert werden (vergleiche Abschnitt II 3.3); die Alternative wäre, das Skalogramm gleich in der logarithmischen Skalierung in Abstimmung und Linienbreite zu analysieren und das Resultat nachträglich zu linearisieren.

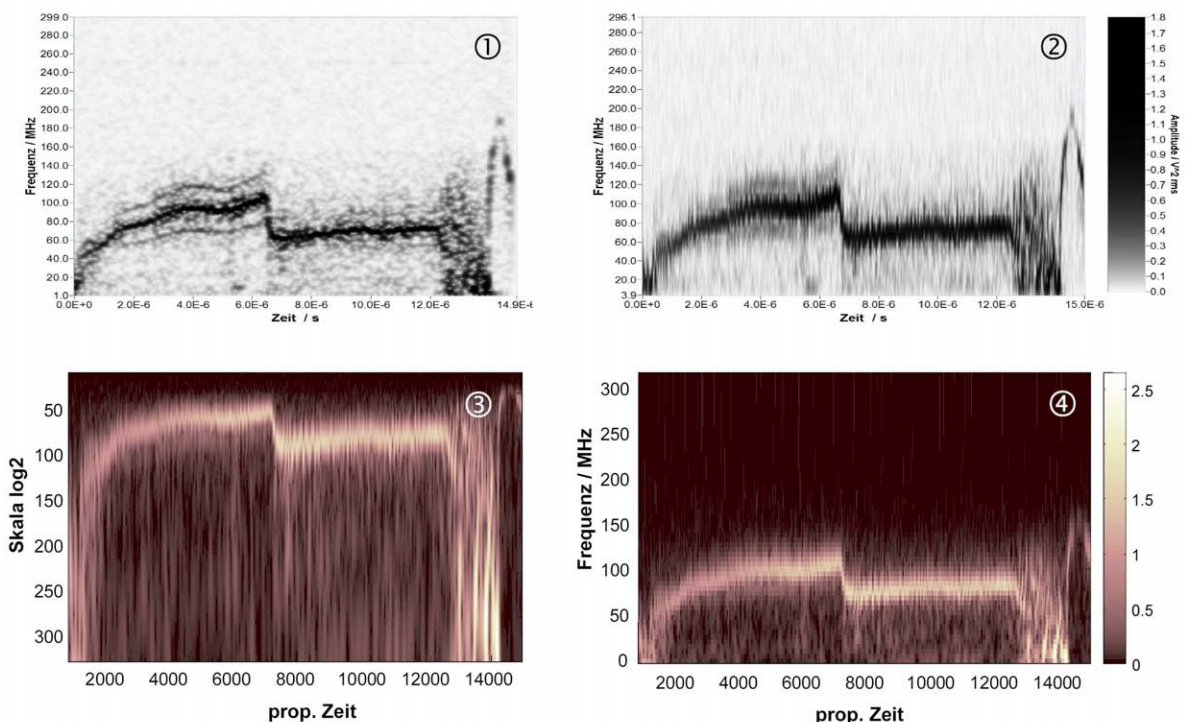


Abbildung III.19: Vergleich von Spektrogramm und Skalogrammanalyse eines Mischsignals mit Modensprung. Bild (1) ist das Spektrogramm mit Fensterbreite von 512 Datenpunkten, Bild (2) mit Fensterbreite von 128 Datenpunkten. Bild (4) ist die im Frequenzbereich linearisierte Version von Bild (3), berechnet mit Morlet-Wavelets.

In Abb. III.19 ist der Vergleich von Spektrogramm und im Frequenzbereich linearisiertes Skalogramm zu sehen. Im Spektrogramm mit einem 512 Datenpunkte breiten Fenster und damit höheren Frequenzauflösung (Bild (1)) erscheinen im vorderen Bereich der Abstimmung Nebenbanden (die allerdings wie sich herausstellte Interferenzeffekte durch die Zeitfrequenztransformation sind). Sie entstehen durch den größeren integrierten Zeitbereich, da das Signal schwach oszilliert, aber nicht zeitlich aufgelöst werden kann. Das Spektrogramm in Bild (2) dagegen basiert auf einer Fensterbreite von 128 Datenpunkten und zeigt einen breiteren Hof um den Verlauf der Zentralfrequenz herum, läuft allerdings Gefahr, dass sich die „reale“ Profilcharakteristik nicht mehr auflösen lässt. Die zugehörige kontinuierliche Wavelettransformierte wurde mit einem Morlet-Wavelet erzeugt (Bild (3) und (4)).

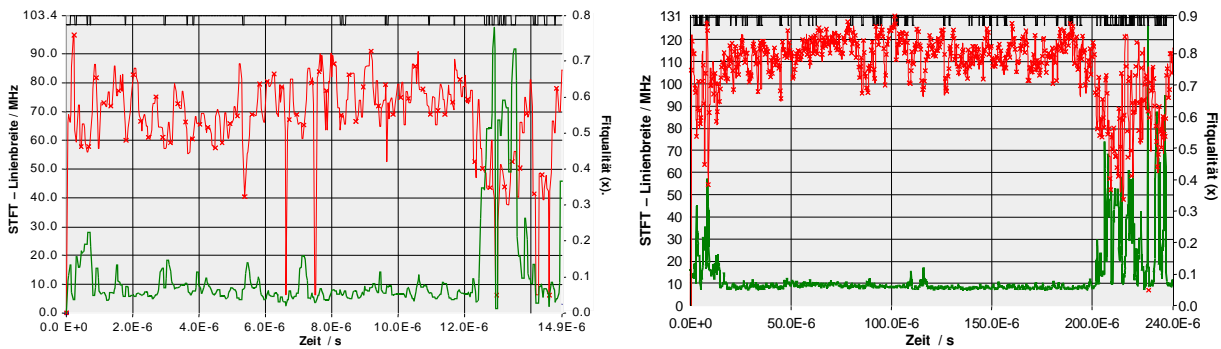


Abbildung III.20: Vergleich des resultierenden Verlaufs der Linienbreite basierend auf einer Analyse eines Spektrogramms (links, vgl. Abb. III.19, Bild (2)) und eines Skalogramms (rechts, vgl. Abb. III.19, Bild (4)).

Die Auswertung von Spektrogramm und Skalogramm in der Linienbreite ist in der nächsten Abb. III.20 dargestellt. Das Ergebnis ist vergleichbar, zeitlich treten ähnliche Störungen auf. Auffallend ist, dass der Breitenver-

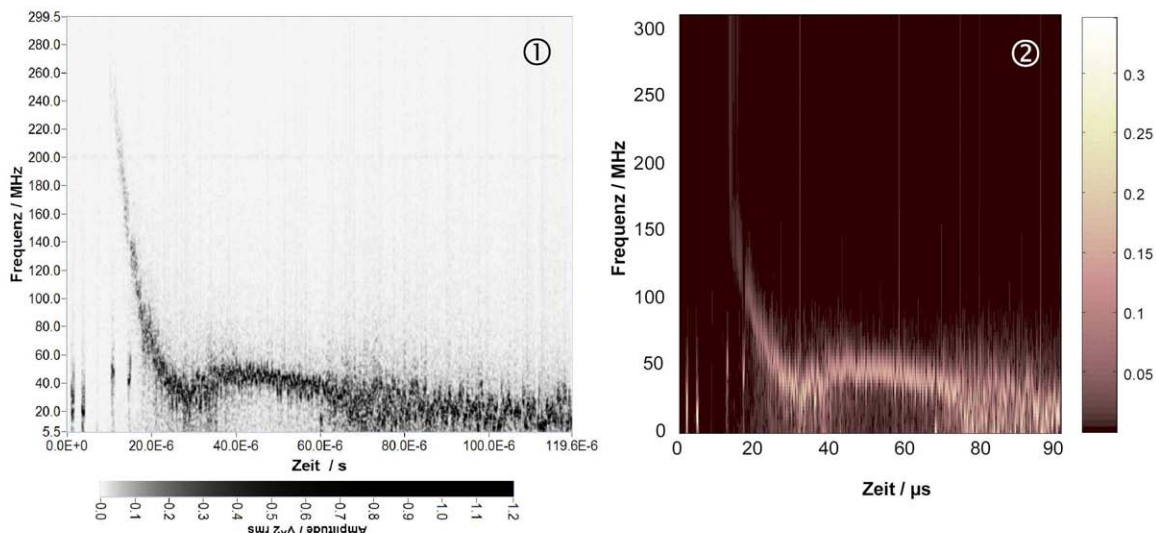


Abbildung III.21: Spektrogramm mit einem 1024 Punkte-Fenster und daneben die analoge linearisierte Darstellung des Skalogramms über die ersten 90 μ s (Bild (2)). Als Waveletfunktion diente wiederum das Morlet-Wavelet.

lauf aus dem Skalogramm homogener ist, der gestörte Bereich am Ende des zweiten Modenbereichs im Mittel etwas geringer ist.

Ein Skalogramm des Mischsignals, welches inclusive Analyse bereits in Abb. III.15 vorgestellt wurde, ist in Abb. III.21, Bild (2) zu sehen. Die Bereiche der Modenübergänge bei ca. 35 und 78 μs sind klarer aufgelöst als im Spektrogramm. Auch an diesem Beispiel des Mischsignals ist der Verlauf der resultierenden Linienbreite (vergleiche dazu Abb. III.22) gleichmäßiger, insbesondere im unteren Limit; die Auswertung der Zeitfrequenzdarstellungen erfolgte stets mit demselben Algorithmus.

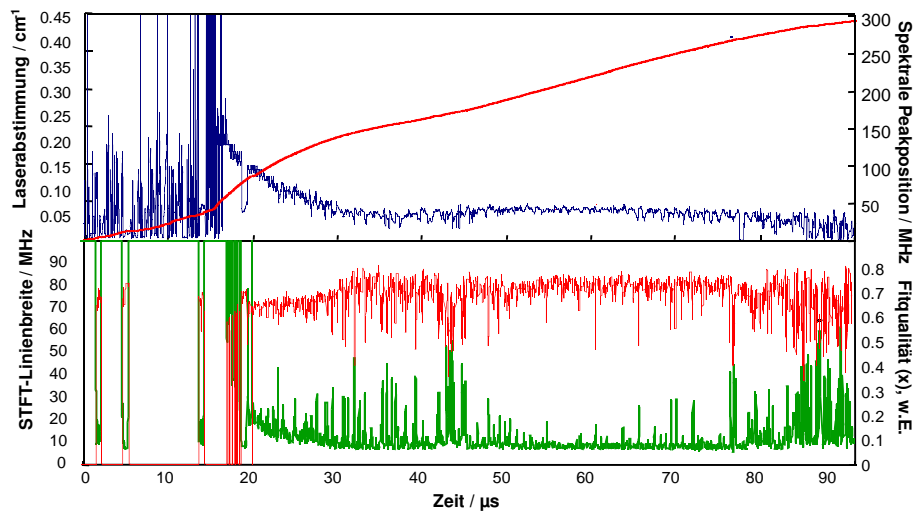


Abbildung III.22: Auswertung des Skalogramms aus Abb. III.21 Bild (2). Das obere Bild zeigt den zeitlichen Verlauf des spektralen Schwerpunktes innerhalb des Skalogramms (blau) und die daraus ermittelte Abstimmung des Lasers. Das untere Bild stellt die zugehörige Linienbreite in MHz (grün) und die Beurteilung des Fit ergebnisses (Schätzer) dar. Fitergebnisse mit einem Schätzwert größer 0.3-0.4 sind vernünftig.

5 Typische Abstimmeeffekte

5.1 Modensprung

Bekanntermaßen steigt beim Abstimmen eines Diodenlasers das relative Intensitätsrauschen in der Umgebung eines Modenübergangs an und weist derjenigen Stelle ein Maximum auf, wo im Mittel die größten Anteile der Modenenergie hin und her transformiert wird. Solch eine Instabilität beim Übergang muss allerdings nicht immer der Fall sein und kann insbesondere spektral gesehen relativ unspektakulär von statten gehen. Das hängt natürlich von der zeitlichen Auflösung ab, mit der man die Ereignisse beobachtet. Im folgenden sollen drei Beispiele einen Eindruck vermitteln wie derartige Übergänge aussehen können, immer im Vergleich mit

einer zeitlich korrelierten Aufnahme des Etalonsignals. Abb. III.23 zeigt das erste Beispiel mit einem in der Abstimmung unterbrochenem Modenübergang während einer pulsförmigen Lasermodulation. Dazu passend ist in Abb. III.24 die Auswertung des Spektrogramms mit Verlauf der dynamischen Linienbreite (grün) und der Abstimmung (rot im rechten Bild) dargestellt. Das spektrale Rauschen erhöht sich offensichtlich im Übergangsbereich bei 7 μ s, die Schwelle des Schätzers kann hier wieder bei ungefähr 0.3 angesetzt werden.

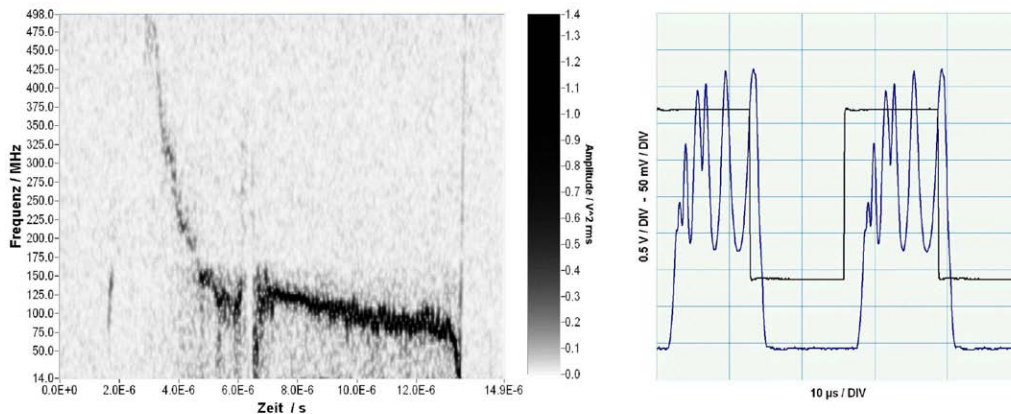


Abbildung III.23: Beispiel I eines Modensprungs mit unterbrochener Abstimmung. Der Modenübergang erfolgt zeitlich synchron zum Phasensprung im Etalonsignal im Bild rechts.

Das nächste Beispiel Abb. III.25 zeigt einen Modenübergang bei einer Sägezahnmodulation der Laserdiode. Hier erfolgt ein Übergang in einen instabilen, anhaltenden Modenzustand. Das Etalonsignal nach diesem Übergang ist zeitlich sehr unruhig und im Phasenverlauf gestört. Dies wirkt sich ebenfalls gravierend auf das spektrale Rauschen der anschwingenden Hauptmode aus.

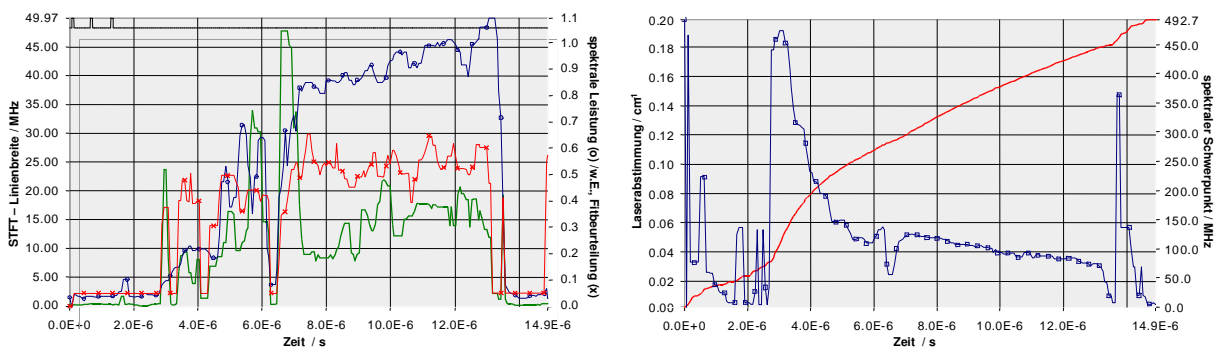


Abbildung III.24: Typische Auswertung des Spektrogramms eines Mischsignals mit Modensprung nach Abb. III.23. Im linken Bild sind von oben nach unten die relative spektrale Leistung, die Beurteilung des Fits und die zeitaufgelöste Linienbreite dargestellt (vergleiche auch Anhang 2). Im rechten Plot sind der Verlauf der spektralen Maxima und die daraus resultierende Laserabstimmung zu sehen.

In Beispiel III in Abb. III.26 ist eine Mehrstufiger Übergang bzw. das Anschwingen mindestens dreier Moden in kurzem zeitlichen Abstand zu sehen. Bereich III besitzt am Ende einen weichen Übergang in eine weitere dominierende Mode. Das spektrale Rauschen ist deutlich stärker als bei den anderen Bereichen. Der bei man-

chen Gasanalyseystemen verwendete Rückschluss, dass bei hohem Etalonkontrast sowohl das spektrale Untergrundrauschen, als auch die resultierende Linienbreite geringer sind, ist gerade im Multimodebetrieb

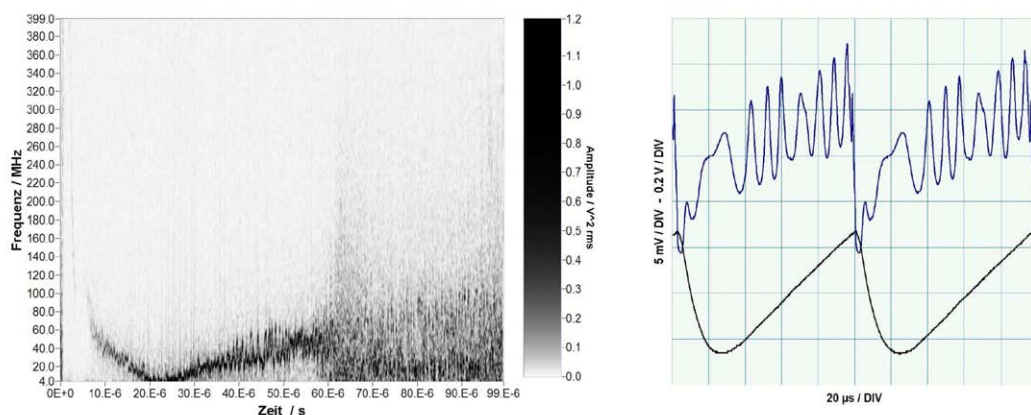


Abbildung III.25: Beispiel II eines Modenübergang in einen neuen instabilen Modenzustand. Das Etalonsignal im Bild rechts weist einen im Phasenverlauf gestörtes Signal auf.

nicht zuverlässig. Nebenmoden und Rückkopplungseffekte können sich verheerend auswirken. Die täuschenden Nebenmoden im Spektrogramm, speziell im Bereich II, sind ein Artefakt der festen Fensterbreite bei der Transformation. Tatsächlich ist bei feinerer Auflösung nur ein „Frequenzteppich“ vorhanden.

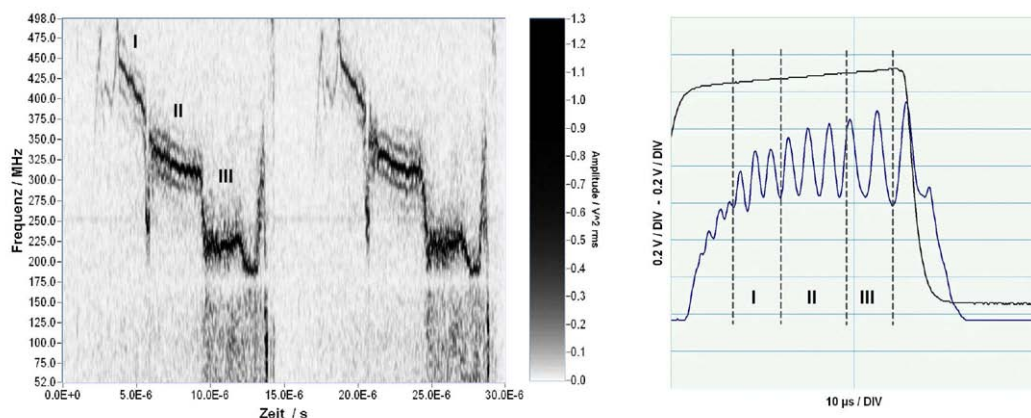


Abbildung III.26: Beispiel III gleich vier verschiedener Übergänge von kurzen Modenbereichen I – III. Bereich III weist trotz augenscheinlich größerem Kontrast im Etalonsignal stärkere spektrale Rauschanteile auf (s. Text).

5.2 Rückkoppelung

Abb. III.27 zeigt schematisch das Prinzip eines rückgekoppelten Systems: von der Laserdiode emittiertes Licht wird an einem Spiegel so reflektiert, dass ein Teil des Lichtes zeitverzögert wieder in den Laserresonator gelangt. Durch die im Vergleich mit anderen Lasertypen recht geringe Facettenreflektivität R_{fac} stellt eine Laserdiode ein verhältnismäßig offenes System dar, das empfindlich auf derartige Einflüsse reagiert. Die

Wechselwirkung des elektrischen Feldes in der Laserdiode lässt mit dem Feld im externen Resonator sogenannte externe Resonatormoden entstehen, die einer konstruktiven Überlagerung beider Felder entsprechen. Das resultierende Feld darf nicht mit den Eigenmoden des externen Resonators gleichgesetzt oder verwechselt werden, da die Wechselwirkung beider Felder entscheidend ist.

In Abhängigkeit vom Intensitätsanteil ρ des emittierten Lichtes, der wieder in den Laserresonator injiziert wird und dort zu einer Lasermode beiträgt, lassen sich fünf Bereiche unterschiedlicher Dynamik unterscheiden [Pet-27], [Yar-44]:

- I. ($\rho < -70\text{dB}$) Es existiert nur eine externe Resonatormode; in diesem Bereich kann eine Verringerung der Linienbreite der Laserdiode erreicht werden.
- II. ($-70\text{dB} < \rho < -45\text{dB}$) Es existieren mehrere externe Resonatormoden zwischen denen das System bedingt durch Rauschen hin- und herspringt.
- III. Dieser Bereich existiert in der Regel nur in DFB-Lasern (distributed feedback); das System emittiert auf einer stabilen externen Resonatormode.
- IV. ($-45\text{dB} < \rho < -10\text{dB}$) Durch Anregung von Relaxationsoszillationen findet eine sehr starke Vergrößerung der Linienbreite auf bis in den GHz-Bereich statt. Dieser Bereich verhält sich chaotisch und wird auch mit Kohärenzkollaps bezeichnet.
- V. ($\rho > -10\text{dB}$) Dieser Bereich wird üblicherweise nur bei Laserdioden mit Antireflexbeschichtung erreicht und besitzt eine stabile Emission auf einer Mode.

Die Grenzen zwischen den einzelnen Bereichen sind außer vom Lasertyp selbst stark vom angelegten Pumpstrom abhängig.

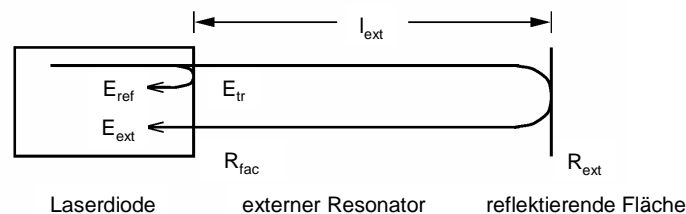


Abbildung III.27: Prinzip einer Laserdiode mit optischer Rückkopplung und externem Resonator der Länge l_{ext} .

Lang und Kobayashi stellten dazu eine Modellgleichungen für den Halbleiterlaser mit externem Resonator auf, die als geeignete Beschreibung der Dynamik einer longitudinalen Lasermode bei nicht zu starker Rückkopplung gilt (Details siehe [Lan-41]). Die Reflektivität der dem externen Resonator zugewandten Laserfacette ist R_{fac} , die des externen Resonatorspiegels R_{ext} , wobei jeweils das Verhältnis von eingestrahelter zu reflektierter Intensität gemeint ist (Abb. III.27). Alle sonstigen Verluste im externen Resonator sind in R_{ext} berücksichtigt. Die Umlaufzeit in einem externen Resonator der Länge l_{ext} beträgt $\tau = 2l_{\text{ext}}/c$. $E_{\text{ref}}(t)$ ist die elektrische Feldstärke einer in der Laserdiode umlaufenden Welle direkt nach der Reflexion an der Facette und $E_{\text{tr}}(t)$ ist die Feldstärke im externen Resonator direkt nach dem Durchgang durch die Facette. Direkt nach Reflexion und Wiedereintritt in die Laserdiode entsteht an der rechten Facette ein zusätzliches Feld E_{ext} . Mehrfache Reflexionen im externen Resonator werden im Modell vernachlässigt, da das Modell lediglich von schwacher Rückkopplung ausgeht. Betrachtet man eine laufende Wellenfront mit der Umlaufperiode τ_{in} innerhalb des Resonators, so

lässt sich eine Rückkopplungsrate angeben mit $\kappa = (1 - R_{fac}) / \tau_{in} \sqrt{R_{ext} / R_{fac}}$, der Zusammenhang mit dem zurückgekoppelten Intensitätsanteil ρ ist dann $\rho = (\kappa \tau_{in})^2$. Das durch Rückkoppelung beeinflusste bzw. gestörte Lasermodell lässt sich ähnlich wie das Ratengleichungsmodell in Abschnitt 4.2 durch einen Satz von Differentialgleichungen beschreiben, ein sogenanntes Delay-Differentialgleichungssystem. Bei den Lösungen für den Dauerstrich (cw) zum Beispiel kann die Kreisfrequenz ω_r von dem Wert ω_0 der unbeeinflussten Laserdiode abweichen. Sie enthalten unter anderem einen Parameter C, der als Rückkopplungsstärke bezeichnet wird und den Verbreiterungsfaktor α enthält $C = \kappa \tau \sqrt{1 + \alpha^2}$ (siehe auch Abschnitt 1.1). Für C können gleich mehrere Lösungen existieren, wobei für die Stabilität der Lösungen entscheidend ist, ob das System zwischen mehreren Moden hin und herspringt. Wegen der vergleichsweise stark durchlässigen Facette und der relativ hohen α -Werte (starke Intensitäts-Phasenkopplung) sind Halbleiterlaser besonders empfindlich gegenüber Rückkoppelung. Eine Verlängerung des externen Resonators und damit der Verzögerungszeit τ erhöht die Rückkopplungsstärke C und somit die Instabilität.

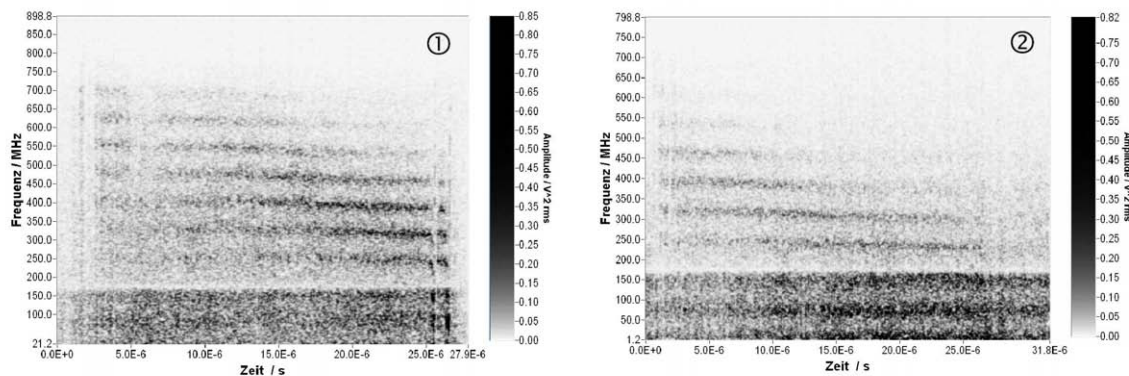


Abbildung III.28: Typische gleichzeitige Anregung mehrerer externen Moden.

Häufig tritt in der Realität der Fall relativ schwacher Rückkoppelung auf, wobei meist die Anregung mehrerer externer Moden quasi gleichzeitig existiert. Wie in Abb. III.28 zu sehen ist, muss dabei keine der internen Moden dominieren, die entsprechende Mischfrequenz muss nicht innerhalb der auflösbaren Bandbreite liegen. Ob ein Hin- und Herspringen zwischen den Moden stattfindet, kann bei dieser Auflösung und dem hohen Rauschanteil nicht unterschieden werden. Bei einem Modenabstand von ungefähr 50 MHz erfährt der Laser eine Rückkopplung durch einen externen reflektierenden Gegenstand mit einem Abstand von 3 m. Die starke Dämpfung im Frequenzbereich von ungefähr 170 MHz ist ein Artefakt durch eine elektronische Fehllinkkopplung vom Detektor über den Vorverstärker an das Digitaloszilloskop.

Interessanter wird der Situation, wenn an dem Rückkopplungssystem noch interne Moden, eventuell sogar noch mit unterschiedlichen Abstimmgeschwindigkeiten, beteiligt sind. Es gibt Untersuchungen die zeigen, dass das niederfrequente optische Rauschen bei schwacher Rückkopplung bis zu mehreren Größenordnungen zunehmen kann und dabei von der Phase der zurückgekoppelten Strahlung abhängig ist. Dieser Effekt wird auf die Instabilität des Laserarbeitspunktes aufgrund induziertem Modenspringen (Mode-Hopping) zurückgeführt. Gerade die Übergänge beim Modenspringen weisen zudem systematisch eine Hysterese auf [Bie-42] und gehen mit deutlich höherem relativen Intensitätsrauschen einher. In Abb. III.29 sind nun typische Frequenzcharakteristiken zeitaufgelöst dargestellt. Es ist offensichtlich, dass auch die Intensität sehr stark ver-

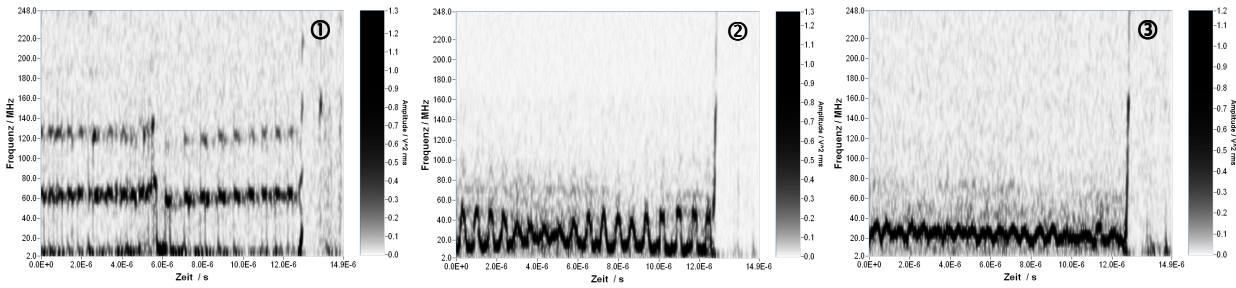


Abbildung III.29: Durch gezieltes Verändern der optischen Auskoppelung des Laserstrahls aus dem Kühler kann in diesem Beispiel die Rückkopplung stufenlos reduziert bzw. unterdrückt werden (von links nach rechts).

rauscht ist bzw. fluktuiert. Der Einbruch in Bild (1) und Bild (2) rührt sehr wahrscheinlich von einem Übergang zweier Moden mit unterschiedlicher Abstimmgeschwindigkeit her. Durch sukzessives Nachführen der Auskoppeloptik und eines Umlenkspiegels konnte erreicht werden, dass die optische Rückkopplung fast voll-

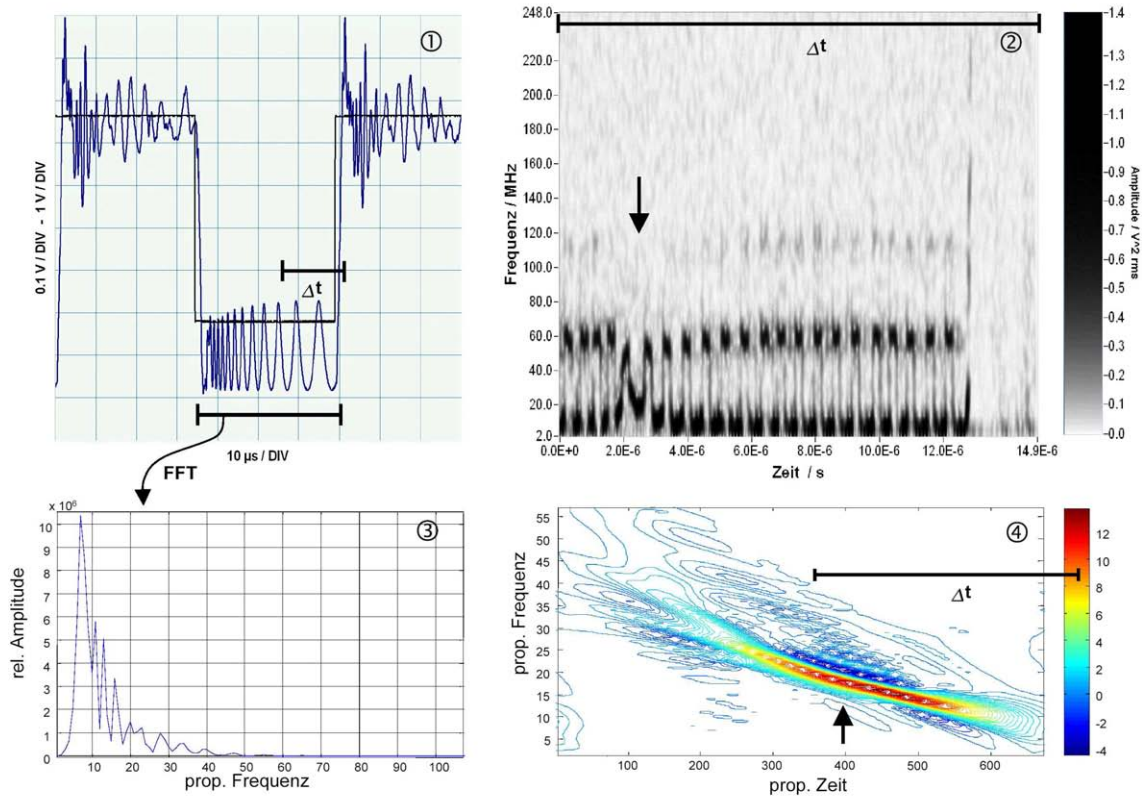


Abbildung III.30: Bild (1): Etalonsignal mit Modulationsfunktion der Stromtreiberstufe. Bild (2): STFT des Abstimmereichs Δt , aufgenommen unter ähnlichen Randbedingungen wie bei den Signalen in Abb. III.29 mit klarer gleichzeitiger Anregung externer Moden und einem Wechsel der Abstimmgeschwindigkeiten interner Moden (Phasenübergang). Bild (3): Leistungsspektrum des Interferogramms während der Pulsausphase. Bild (4): Zugehörige Zeitfrequenzdarstellung des Interferogramms durch AOK-Transformation.

ständig unterdrückt wurde. Gleichzeitig ändert sich auch das Modenverhalten des Lasers. Bild (2) zeigt bereits keine gleichzeitige Anregung externer Moden mehr, in Bild (3) ist nur noch ein leicht periodisches Oszillieren zwischen den zwei Moden zu erkennen.

Mit sehr ähnlichen Einstellungen wurde eine Situation einer Abstimmung mit einem Mischsignal in Abb. III.30 aufgenommen. Dort ist der Unterschied zwischen gleichzeitiger Anregung der externen Moden und dem Modenspringen der internen Moden besser zu erkennen, inklusive dem „Phasenübergang“ bei der Kreuzung der beiden Moden (Pfeil in Bild (2) und zeitgleich in Bild (4)). Korrigiert man den nichtlinearen Offset des Interferogramms innerhalb der Pulsausphase und betrachtet das Leistungsspektrum (Bild (3)), dann zeigen sich mehrere beteiligte Frequenzen. Die analoge Zeitfrequenzdarstellung in Bild (4) legt im Anfangsbereich ebenfalls gleich mehrere Frequenzen offen und weist einen schwachen Übergang als Abstimmknick auf (Pfeil), der sehr wahrscheinlich dem Phasenübergang der STFT in Bild (2) entspricht.

Bestimmt man nun die relative Abstimmung des Lasers aus den spektralen Maximalpositionen des Spektrogramms, erhält man durch die Integration einen stufenförmigen Verlauf wie in Abb. III.31 Bild (1) dargestellt ist. Bild (2) beschreibt schematisch den Übergang der Laserabstimmung unter Anwesenheit externer Resonatormoden, die in der Regel einiges dichter liegen als die internen Longitudinalmoden des Lasers. In der Mischung nach dem Spektrogramm (STFT) in Abb. III.30 scheinen hauptsächlich zwei Frequenzbänder zu dominieren, die gleichzeitige Anregung höherer Ordnungen ist schwächer.

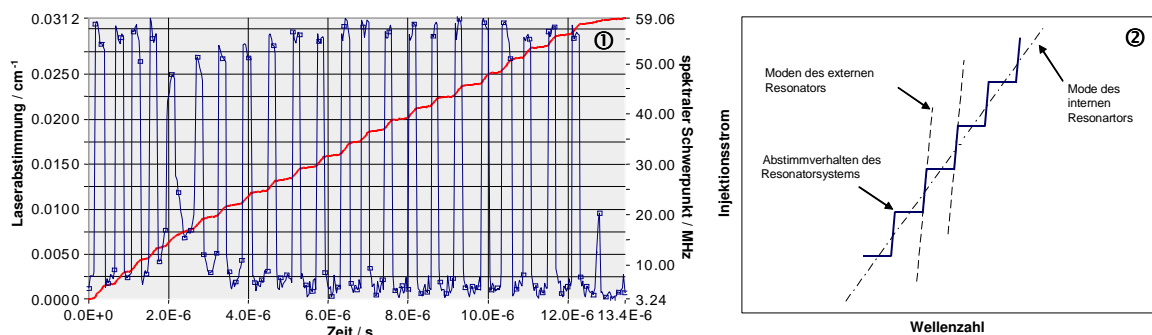


Abbildung III.31: Bild (1): Verlauf der spektralen Maximapositionen der STFT in Abb. III.30, Bild (2) und die daraus resultierende stufenförmige Laserabstimmung. Bild (2): Prinzipielles Abstimmverhalten des Lasers unter Anwesenheit externer Resonatormoden.

In Abb. III.32 ist ein Beispiel aufgeführt, welches hintereinander drei Abstimmkurven in den Phasen Puls-an, Puls-aus und wieder Puls-an zeigt. Phase Eins und Drei im Spektrogramm in Bild (1) lassen wieder auf eine Rückkopplung schließen. Es findet zeitweise eine Anregung von drei horizontalen Frequenzbändern statt. Die zweite Phase zeigt ein Hin- und Herschalten mit einer Aufspreizung zweier Moden. Die Zeitfrequenzdarstellung in Bild (3) des Etalonsignals aus Bild (2) ist ebenfalls recht aufschlussreich (der hohe niederfrequente Intensitätsanteil zwischen ca. 5 und 15 μ s ist ein DC-Anteil, der durch einen Fehler der Offsetkorrektur am Etalonsignal entsteht). Besonders in Phase drei erkennt man das Auftreten leicht unterschiedlicher Abstimmungsgeschwindigkeiten, zum Beispiel zum Zeitpunkt bei ungefähr 84 μ s. Auffällig ist die steile, fast lineare Abstimmung am Anfang der jeweiligen Phasen, die nach einigen Mikrosekunden von einem eher exponen-

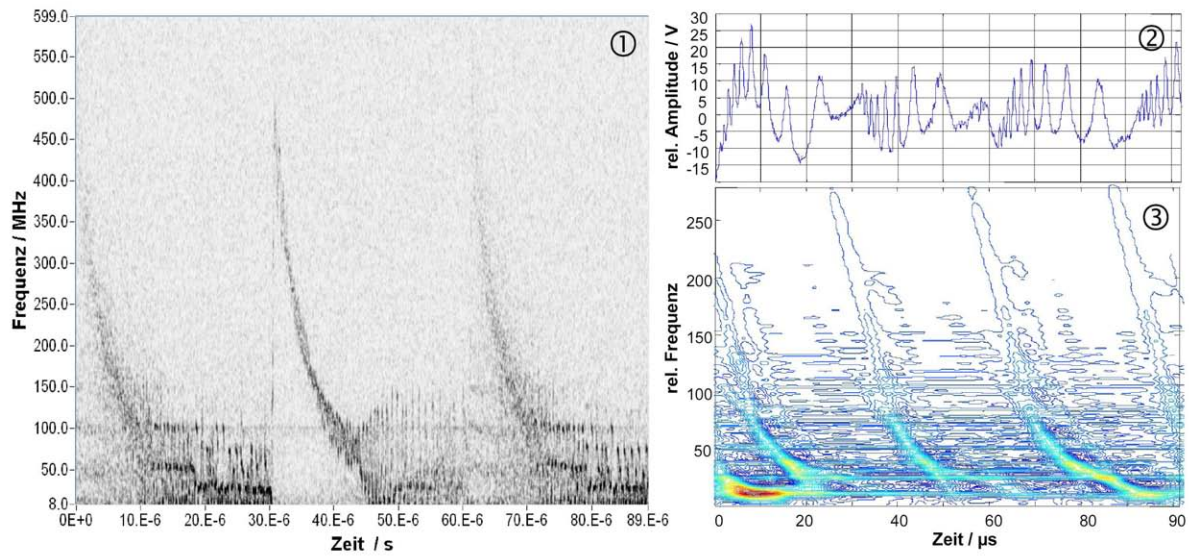


Abbildung III.32: Bild (1): Skalogramm über drei Phasen Puls-an, -aus und wieder Puls-an. Zeitweise findet durch Rückkopplung eine gleichzeitige Anregung von annähernd horizontalen Frequenzbändern statt. Die zweite Phase zeigt eher ein Hin- und Herschalten im Spektrum durch eine Aufspaltung in zwei Moden. Bild (2): Zugehöriges Etalon. Bild (3): Zeitfrequenzdarstellung des Etalonsignals mittels AOK-Transformation. tiellen Verlauf aufgefangen bzw. abgelöst wird. Dieser Effekt ist typisch und tritt oft bei Rechteckmodulationen auf.

ZUSAMMENFASSUNG

Thema der vorliegenden Arbeit war die quantitative Analyse der spektralen Eigenschaften der Emission von Halbleiterlasern im mittleren Infrarot. Abstimmereigenschaften der Diodenlaser sind an einigen Stellen in der Literatur zu finden. Die Angaben sind in der Regel jedoch eher als Nebenprodukt des Einsatzes solcher Laser bei der Spektroskopie von Molekülen in Gasen zu verstehen. Ziel war eine systematische Untersuchung der wissenschaftlichen Grundlagen des spektroskopischen Einsatzes abstimmbarer Diodenlaser im mittleren Infrarot.

Die stetige Degradation von Halbleiterlasern, speziell bei Bleichalkogenidlasern, erfordert in spektroskopischen Systemen eine regelmäßige Überwachung typischer Eigenschaften wie Abstimmcharakteristik und Linienbreite. Im Hinblick auf einen möglichst hohen Automatisierungsgrad wird langfristig eine Online-Analysemethode zur Überwachung notwendig sein. Die üblicherweise verwendete Methode, den Laserarbeitspunkt über zugrunde liegende Modenkarten einzustellen, ist zwar über weite Arbeitsbereiche hinweg in erster Näherung ausreichend, hat aber den gravierenden Nachteil, dass solche Modenkarten in der Regel nicht unter dynamischen Modulationsbedingungen vermessen wurden. Gerade im dynamischen Fall sind diese Karten empfindlich abhängig gegenüber Veränderungen durch Zyklieren und Degradieren des Lasers. Exemplarische Vermessung von dynamisch abgestimmten Modenbereichen mittels Monochromator und passender Boxcartechnik haben dies zu Beginn dieser Arbeit bestätigt. Außerdem verlangt eine solche Methode das Handling größerer Datenmengen auf Grund der Abhängigkeit von Parametern wie Strom, Temperatur und in diesem Fall die zusätzlich Abhängigkeit von der jeweiligen Modulationsart des Injektionsstroms.

Bezüglich der Abstimmcharakteristik haben weitergehende Untersuchungen aufgezeigt, dass Interferogramme eines Etalons (Etalonsignale), die für eine manuelle Einstellung des Laserarbeitspunktes verwendet werden, nicht zuverlässig genug sind und von daher für eine wünschenswerte Automatisierung nicht ausreichen. Zum Beispiel treten des öfteren Situationen auf, bei denen innerhalb eines scheinbar homogenen Abstimmbereichs in einem Interferogramm Modensprünge oder schwache Rückkopplungseffekte nicht ohne weiteres identifiziert werden können. Im letzten Kapitel „Zeit-Frequenzanalyse / Effekte“ werden Etalonsignale mit Mischsignalen verglichen. Eine erweiterte Analyse der Störungen dieser Interferogramme im Zeit-Frequenzbereich mittels einer AOK (Adaptive Optimal Kernel)-Transformation erwies sich speziell bei diesem Typ von Signalen mit wenigen Perioden als sehr aussagekräftig.

Aus Arbeiten von Okoshi [Oko-43] und früheren vergleichbaren Messungen am IPM ist bekannt, dass mittels optischer Homodyn Mischung die Linienbreite einer Laserquelle ermittelt werden kann. Die spektrale Verteilung der Mischung entspricht dabei der Faltung der ursprünglichen Verteilung mit sich selbst. Die Breite der Mischung hat demnach bei nicht kohärenter Überlagerung annähernd den doppelten Wert der Linienbreite. Der Laser wird dabei nicht abgestimmt, sondern mit einem kontinuierlichen Strom betrieben. Die Spektren liegen, da die Zwischenfrequenz gleich Null ist, symmetrisch um die Null-Hz-Achse und werden gemittelt ausgewertet.

Derartige Messungen mit Bleichalkogenidlasern im mittleren Infrarot wurden innerhalb der Voruntersuchungen dieser Arbeit mit einem neuen optischen Aufbau mit integrierter White-Zelle als optische Laufzeitverzögerung bestätigt. Es zeigte sich zusätzlich, dass sich selbst optische Rückkopplungseffekte mit derartigen Homodynspektren deutlich nachvollziehen lassen. Weiterhin wurde beobachtet, dass je nach Grad des Rauschens des Injektionsstroms, das Linienbreitenprofil von Lorentz nach Gauß überging.

Bleichalkogenidlaser haben die Eigenschaft, unter optimalen Betriebsbedingungen relativ schmalbandig zu sein. Da sie sich jedoch oft typischerweise im Multimodebetrieb befinden, verteilt sich die Energie auf mehrere Moden und sind dadurch unter anderem in der Ausgangsleistung begrenzt. Zudem reagieren sie wie die meisten Lasersysteme stark auf geringste Anteile rückgekoppelter optischer Strahlung. Zur Unterdrückung derartiger Störungen bietet sich der Einsatz eines optischen Isolators an. Die Integration in den neuen optischen Grundaufbau erwies sich allerdings als nicht besonders vorteilhaft. Zum einen bedarf es für die Anpassung des Stahldruckmessers für die Apertur zusätzlicher Spiegeloptik und zum anderen wird die ohnehin geringe Laserleistung durch die Dämpfung des Isolators weiter reduziert. Durch erhöhte Sorgfalt bei der Justage der Optiken kann zumindest im Labor auf einen optischen Isolator meist verzichtet werden. Für ein flexibles spektroskopisches System mit fortgeschrittener Automatisierung hingegen ist eine optische Isolation kaum verzichtbar.

Um eine möglichst repräsentative Einschätzung der tatsächlichen Linienbreite von Bleichalkogenidlasern zu erhalten, wurden mit einem externen CO₂-Laser als lokalen Oszillator Heterodynmessungen durchgeführt. Die Linienbreite eines CO₂-Lasers mit wenigen kHz ist im Vergleich zu derjenigen eines Bleichalkogenidlasers vernachlässigbar, die Überlagerung erfolgt absolut inkohärent. Gemessen wurden spektrale Verteilungen mit typischem Lorentzprofil von 10 MHz bis zu 100 MHz und darüber hinaus. Auffällig waren häufig symmetrische Nebenpeaks, die in den Bereichen der Seitenflanken des Lorentzprofils auftraten. Interferenzeffekte durch Restkohärenz der überlagerten Laser oder andere Abstimmeeffekte lassen sich ausschließen. Denkbar wäre eine signifikante Erhöhung des Intensitätsrauschens durch Modenkopplung im Bleichalkogenidlaser und einer möglicherweise damit verbundenen harmonischen Frequenzmodulation.

Anhand einer numerischen Simulation eines Modells einer Laserdiode, basierend auf Rategleichungen mit für Bleichalkogenidlasern typischen Parameterwerten, konnte verdeutlicht werden, dass sich durch das nichtlineare Lasermodell ausgeprägte Vielfache von Resonanzen bereits im Abstand von 25 MHz ausbilden können. Typische Randbedingungen dafür sind ein großer Linienverbreiterungsfaktor α und ein kleiner Kopplungsfaktor β für die spontane Emission. Derartige Resonanzen tauchen im E-Feld-Spektrum als typische Relaxationsoszillationen in den Seitenbändern wieder auf und erklären die in der Messung beobachteten Nebenpeaks innerhalb der spektralen Verteilung. Die Stärke der Seitenbänder sind ein Maß für die Korrelation zwischen Phasen- und Amplitudenfluktuationen. Das Modell für die numerische Berechnung des E-Feldes wurde mit einem thermischen Verhalten erweitert. Anschließend wurde es dazu benutzt, eine nichtlineare Mischung zu berechnen und deren Frequenzkomponenten zu analysieren. Mit diesen simulierten Signalen konnte zum Beispiel ein geeigneter Zeit-Frequenz-Transformationsalgorithmus für die später unter realen Bedingungen eingesetzte Mess- und Auswertesoftware entwickelt und getestet werden.

Da in den meisten Lasersystemen die Dioden moduliert betrieben werden, sollte eine umfassende Charakterisierungsmethode zur automatisierten Einstellung eines Lasersystems dynamisch und zeitaufgelöst durchführbar sein. Optische Mischfrequenzen, die während der Abstimmung beziehungsweise Modulation eines Lasers erzeugt werden, sollten sich zeitaufgelöst erfassen und analysieren lassen. Dazu musste die komplette Detektion und Datenerfassung für hochfrequente Signale im Gigahertzbereich ausgelegt werden und im digitalen Fall der Auswertung dafür gesorgt werden, dass mit größeren Datenmengen gearbeitet werden kann. Die Auswertung selbst beschränkt sich dabei nicht mehr auf die direkte Interpretation von einzelnen Spektren, sondern erweitert sich auf die Analyse im Zeit-Frequenzraum.

Für eine direkte und schnelle Zeitfrequenztransformation bietet sich ein „Gefensterter Fouriertransformation“ (STFT) an, die sich außerdem relativ einfach in moderne Signalprozessortechnik implementieren lässt. Die periodisch erzeugten dominanten Nichtstationaritäten der Differenzfrequenzen, die während der Lasermodulation

zum Beispiel am Pulsanfang und am Pulsende entstehen, oder bei Modensprüngen, müssen zwar detektiert werden, stören allerdings die Charakterisierung des gesamten Abstimmverhaltens unwesentlich und können bei der Bestimmung der jeweiligen Linienbreite sogar weitgehendst herausgerechnet werden. Die während eines Abstimpulses sehr stark variierenden relativen Rauschanteile im Untergrund innerhalb der Spektren verlangen besondere Aufmerksamkeit bei der Automatisierung eines geeigneten Fitalgorithmus, damit das Ergebnis realistisch bleibt. In Summe erweist sich die STFT allerdings als sehr robust und für die hier erforderliche Analyse von Heterodynsignalen als ausreichend. Mit der Festlegung des Analysefensters innerhalb einer STFT ist die Auflösung in Zeit und Frequenz fest definiert. Bei Signalen mit über der Zeit stark variierender Hauptfrequenzen wie es bei den untersuchten Heterodynsignalen der Fall ist, versprechen Zeit-Frequenztransformationen, die zusätzlich eine Variation in der Skalierung zulassen, eine verbesserte Darstellung. Analysen von Mischsignalen mit einer kontinuierlichen Wavelettransformation zum Beispiel haben gezeigt, dass Details im Zeitfrequenzraum zwar besser herausgearbeitet werden können, jedoch ist der Rechenaufwand durch die variable Skalierung und somit stark redundante Analyse und Darstellung unverhältnismäßig größer. Wavelettechniken geben Auskunft über die Entwicklung der Skalierung eines Signals; um eine Analyse des Linienbreitenprofils durchzuführen, bedarf es einer zusätzlichen Uminterpretation der über die jeweilige Skalierung festgelegten Waveletbasisfunktion in den Frequenzraum.

Anschaulich betrachtet liefert die Skalierung der Waveletfunktionen an das Heterodynsignal ein deutliches Bild über die Frequenzabstimmung des Lasers. Die Änderung der Skalierung, die in einem ersten Durchgang grob bestimmt werden kann, kann dazu benutzt werden, die optimalen Parameter für eine Art adaptiven Transmissionsfilter zu setzen. Prinzipielle Versuche mit einem „Warplet“-Algorithmus aus der Bildverarbeitung bestätigten dies; auch hier erwies sich allerdings der Rechenaufwand für eine dynamische Adaption mit repräsentativer Auflösung der Abstimmung als sehr aufwendig.

Die über die Heterodynsignale ermittelte effektive Linienbreite sollte eher als „dynamische“ oder „intrinsische“ Laserlinienbreite bezeichnet werden – was bei modulierter Abstimmung zum Beispiel im Spektroskopiebetrieb ja auch der Fall ist. Eine genauere Analyse zeigt, dass die Breite deutlich von der Integrationszeit beziehungsweise Breite des Analysefensters beeinflusst wird, mit der man die gefensterter Fouriertransformation durchführt. Dies ist auch bei quasi stationären Signalen der Fall und begründet sich hauptsächlich durch eine direkte Korrelation der Frequenzvariation des Lasers mit dem Stromrauschen des Injektionsstroms. Die wirksame Bandbreite des Stromrauschens wird durch die Systemelektronik einerseits und die Modulationsbandbreite des Lasers andererseits begrenzt.

Insgesamt zeigt sich die in dieser Arbeit untersuchte Charakterisierungsmethode als eine Art „Onlinemonitor“ mit Entwicklungspotential, mit dem man dem Ziel „Automatisierung“ ein gutes Stück näher kommen kann. Außer den wichtigen Parametern wie Abstimmung und Linienbreite lassen sich darüber hinaus weitere Phänomene wie Rückkopplung, Modenüberlagerung oder Einschwingverhalten aufgrund direkter Kopplung zwischen Intensitäts- und Frequenzmodulation beobachten. Anhand der Phasenlage des Heterodynsignals wäre in einem elektronisch rückgekoppelten System eine Frequenzstabilisierung der Laserdiode selbst realisierbar.

SUMMARY

The initial idea of this work originated from quantitative analysis of the spectral emission of semiconductor laser diodes in the mid infrared region. Tuning characteristics of these diode lasers can be found in the literature.

However, these results are generally a by product of applications involving molecular spectroscopy of gases. The aim was a systematic investigation of the scientific background of spectroscopic applications of tuneable diode lasers in the mid infrared region.

The continual degradation of semiconductor lasers, in particular with lead-chalcogenide lasers when used in spectroscopic systems, requires a regular monitoring of typical characteristics such as tuning characteristics and linewidth. Considering a system requiring with a high degree of automation an online method of analysis will be required. The common used method of determining the laser operating point based on the mode charts is in a first order of magnitude sufficiently adequate, it does however have the major disadvantage that the mode charts are based on dc current operation. In particular in the case of dynamic operation the mode emission is very sensitive to the temperature cycling history and resultant degradation of the device. This behaviour was confirmed by preliminary measurements using fast time resolved spectral measurements at the beginning of this work. In addition this method requires the handling of large amount of data based of the dependency of the parameters such as current, temperature and in this case additionally the particular method of current modulation.

Further studies have shown, considering the tuning characteristics, that the manual alignment of the laser operating point using etalon signals is not reliable enough and is therefore not be suitable for an automatic tuning system. For example, the situation often occurs that within an apparent homogeneous tuning range of an interferogram, mode hops or weak feedback effects cannot be easily identified. In the last chapter describing time frequency analysis and effects, etalon signals are compared with optical mixing signals. Further analysis of interference of etalon signals in time frequency domain using AOK (adaptive optimal kernel) transformation provided significant results particularly for signals of a low periodic nature.

From work of Okoshi [Oko-43] and earlier similar measurements at IPM, it is known that using an optical homodyne mixing technique the linewidth of a laser diode source can be determined. This spectral distribution of the mixing corresponds to the convolution of the original distribution with itself. In a non-coherent condition the linewidth of the mixture is nearly double the linewidth of the original. In this case the laser is not tuned but driven with a dc current. Due to the intermediate frequency being zero, the spectra lie symmetrical to the ordinate axis and the measurements are evaluated using averaging techniques.

This behaviour was confirmed using a new optical setup with an integrated white cell as an optical delay and using lead-salt laser diodes. In addition to the latter observations optical feedback effects could be clearly observed. Also depending on the level of laser injection noise current, the spectral profile changed from the Lorentzian to the Gaussian form.

Lead-selenide lasers when operated under optimum conditions have a relatively small emission linewidth. However they often have multimode emission and therefore the total power is distributed amongst the individual emission modes, which are very sensitive to small amounts of optical feedback. An optical isolator can be used to suppress this kind of interference. Integrating this device into the optical setup proved to be particularly difficult, due to adjusting the mirror optics for the input aperture of the laser and the attenuation of the laser (low) power caused by losses in the optical isolator. Through careful adjustment of the optics possible under laboratory condi-

tions, it is usually possible to eliminate the necessity of using an optical isolator. For flexible system with an advanced automation an optical isolator should be considered.

In order to get a representative estimation of the actual linewidths of lead-chalcogenide lasers, heterodyne measurements using a CO₂ laser as a local oscillator were carried out. The linewidth of CO₂ laser with a few kHz is negligible in comparison with that of a lead-chalcogenide laser, the superposition is absolutely incoherent. Typical linewidths were measured with a Lorentzian profile from 10 MHz up to 100 MHz and above. In many cases symmetrical sidebands were noticed close to the main Lorentzian emission profile. Further interference effects are not caused by partial coherence or laser tuning. An increase in intensity noise due to mode coupling effects could be a reason for the observed sidebands.

With numerical simulations based on rate equations using typical values for lead- chalcogenide laser diodes, it could be shown that due to the nonlinearity of the laser model a number of harmonic resonance frequencies occur. These frequencies can occur in intervals as low as 25 MHz from the main emission frequency. Typical conditions required for this behaviour are large linewidth enhancement factors and a small coupling factor for the spontaneous emission. These kind of resonances can be detected in the E-field spectrum as typical relaxation oscillations and therefore explain the observed sidebands within the spectral distribution. The sideband magnitude is a measure of the correlation between phase and amplitude fluctuations. The model for the numerical calculation of the E-field was extended by including the effects of thermal behaviour. It was finally used to simulate non- linear mixing and analysis of the frequency components. Using these simulated signals it was then possible to develop and test a suitable time-frequency transformation algorithm which could then be used for future measurements in the laboratory environment.

As in the majority of laser systems the lasers are modulated, a comprehensive method of laser characterization is required to adjust the system with in dynamical and a time resolved way. Therefore carrying out a time resolved analysis of the optical mixing signals offers useful information for characterizing the laser. For this reason the complete detection and data acquisition had to be designed for high frequency signals in the GHz range, and in the case of digital evaluation it was necessary to take into account the large amount of data. The evaluation was not only concerned with the direct interpretation of the individual spectra but was also extended to include a time frequency domain analysis.

A suitable method for and direct and rapid time-frequency transformation is the Short-Time-Fourier-Transform (STFT), which can be relatively easily implemented using modern signal processing techniques. The occasional dominant non stationary generated difference frequencies, such as mode hopping will not be used in spectroscopic applications. A correction method can be considered in those ranges with rapid tuning behaviour suitable for spectroscopy. In order to determine a realistic linewidth, particular attention has to be paid to strong variation of the frequency noise component which occurs during tuning and therefore can compromise the validity of the implemented fit algorithm. However the STFT method used proved to be quiet robust for the required analysis of heterodyne signals. By choosing a particular type of analysis window the STFT is defined in time and frequency resolution.

In the case of the investigated heterodyne signals where the main frequency varied strongly with time, time-frequency analysis with the additional possibility of scaling the frequency and time parameters provides an improved picture. Analysis of heterodyne signals with a continuous wavelet transformation has shown for example that fine signal details could be better extracted but increased computing time for redundant representation can not be justified in this case. Using wavelet transformation techniques information is gained on how the frequency scaling

varies with time; in order to determine the linewidth in the frequency domain an additional interpretation of the scaling parameter is required.

Considering the latter it can be said that the scaling behaviour provides a clear picture of adaptive adjustment of the frequency laser tuning. The rough change in frequency scaling can be used to set the optimum parameters of an adaptive transmission filter to determine an optimum linewidth. Principal investigations using a 'Warplet'-algorithm from imaging processing techniques confirmed the latter; this approach was however not pursued further as again the complexity of computing power required does not justify the resultant gain in tuning resolution.

Linewidth parameters derived from the heterodyne signals should rather be called the 'dynamic' or 'intrinsic' laser linewidth – which is the case as in modulated tuning in spectroscopic applications anyway. More detailed analysis shows that the linewidth is clearly influenced from both the integration time and the width of analyzing window, with which the windowed Fourier transform is carried through. This is also the case with 'quasi stationary' signals and can be justified mainly through the direct correlation of laser frequency variation with the injection current noise. The effective bandwidth of the current noise is on the one hand limited by the system electronics and on the other hand on the modulation bandwidth of the laser.

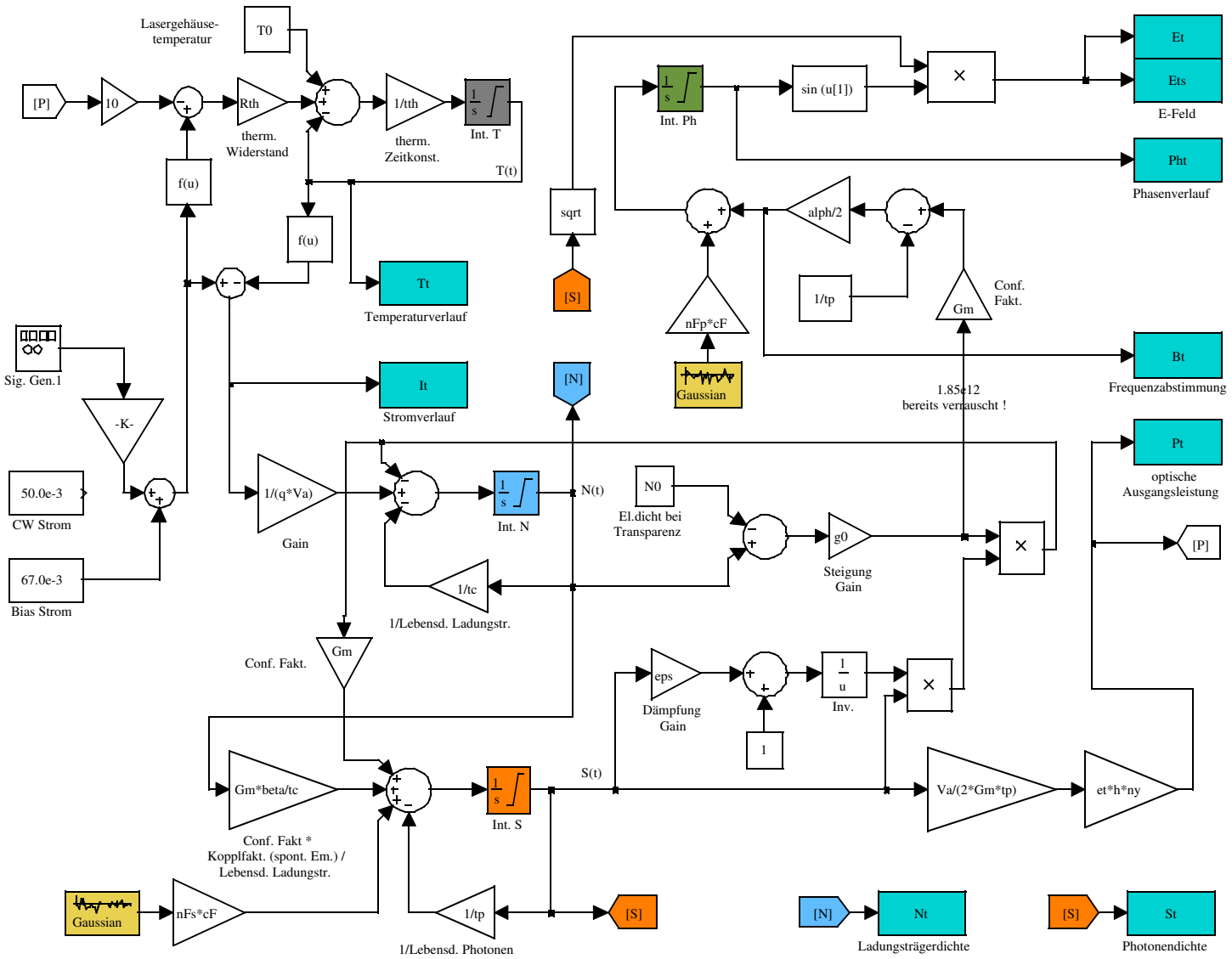
Summarizing this work, the investigated characterisation method has shown that it is possible to develop online monitoring which could be implemented in an automatic laser tuning system for spectroscopic applications. Apart from the most important parameters such as tuning and linewidth, various other phenomena such as optical feedback, mode superposition or transient response behaviour due to the direct relationship between frequency and intensity modulation can also be observed. A further potential development based on the phase shift of the heterodyne signal used within a feedback system, could be the implementation of laser frequency stabilisation.

IV. ANHANG

1. Ratengleichungsmodell in Matlab / SIMULINK,
Simulationsparameter für das Ratengleichungsmodell
2. Linienbreitenbestimmung an einem Testsignal
3. Zeitliche Korrelation zwischen Heterodynsignal und Laserdiodenstrom
4. Die Software zur Auswertung der optischen Heterodynsignale

Anhang 1 : Ratengleichungsmodell in Matlab / SIMULINK

Vollständiges SIMULINK-Modell nach der Beschreibung in Abschnitt: 1.4 Modellierung von Heterodynsignalen.



Simulationsparameter für das Ratengleichungsmodell

```

q   = 1.602e-19;           % [A*s] Elektronenladung
h   = 6.624e-34;          % Planksche Naturkonstante

% Volumen verändert drastisch die Gesamtdynamik
% und verschiebt die Schwelle Ith.
d   = 250e-7;             % [cm] Dicke der akt. Schicht
L   = 450e-4;             % [cm] Länge des akt. Wellenleiters
w   = 15e-4;              % [cm] Breite der akt. Schicht
Va  = d*L*w;              % [cm^3] Volumen der aktiven Zone

% Hat gravierenden Einfluss auf IP-Kurve bzw. Krümmung,
% (Steigung des lin. Anst. bleibt erhalten), verschiebt Ith.
Gm  = 0.35                 % - Optischer Confinement-Faktor
tp  = 2e-12;              % [s] Photonenlebensdauer
tc  = 2.2e-9;             % [s] Lebensdauer der Ladungsträger im opt. Wellenleiter

% Je schwächer desto steiler das Einschwingverhalten (geringere Dämpfung).
beta = 4e-6;              % - Faktor für spont. Emission (Kopplungsfaktor)
% (kein besonderer Einfluss bei vernachlässigbarem Rauschen)
alph = 4.2;               % - Verbreiterungsfaktor für die Linienbreite

N0   = 2.58e8;            % [cm^-3] Elektronendichte bei Transparenz
%Nini = 4.7e17;            % [cm^-3] zur Initialisierung des Integrationsblocks
%Sini = 9e14;              % [cm^-3] zur Initialisierung des Integrationsblocks

% Spielt eine bedeutende Rolle bei der Dämpfung des Einschwing- und
% Resonanzverhalten des dynamischen Systems.
eps  = 1.2e-17;          % [cm^3] Gainsättigungsparameter (compression factor)

% Schlüsselrolle für gesamte Dynamik
g0   = 2.3e-6;           % [cm^3/s] Gain Steigung

% Ändert die Ausgangsleistung proportional, jedoch nicht Ith,
% (linearer Anstieg wird steiler).
et   = 0.25;            % - Quanten Effizienz

% Werte zur Definition der Gauß-Rauschquellen:
Rsp  = Gm*N0*beta*tc^-1   % - Rekombinationsfaktor für spontane Emission
nFp  = Rsp/(2*Sini)       % - Varianz des Rauschterms für die Phase
nFs  = 2*Rsp*Sini         % - Varianz des Rauschterms für die Photonendichte

% Korrekturfaktor zur Anpassung des Modulationsverhaltens
% zwischen Rauschsignal und Trägersignal.
cF   = 1.5e-7;           % bei 400 mA im Mittel

% Werte für die zusätzliche Temperaturgleichung:
Rth  = 1.2;               % [°C/mW] thermischer Widerstand
tth  = 5.7e-8;           % [s] thermische Zeitkonstante
T0   = 35;                % [K] Lasergehäuse- bzw. Umgebungstemperatur

% Rs hat großen Einfluss auf Steilheit der Kennlinie (Rs+ > Steilheit++)
Rs   = 1.8;               % - Serienwiderstand
Vt   = 3;                 % - thermische Spannung der Diode
Is   = 1.5;               % [A] Sättigungsstrom der Diode

```

Anhang 2: Linienbreitenbestimmung an einem Testsignal

Für den Test der eingeführten Korrektur bei der dynamischen Bestimmung der Linienbreite in Abschnitt I 4.6 und den Vergleich mit dem eingeführten Schätzer zur Bewertung der Fitqualität unter gegebenen Randbedingung in Abschnitt III 3.1, wird ein künstliches Signal mit unterschiedlichen Rampensteigungen verwendet. Das Signal wurde dazu im Computer mit einem frequenzmodulierten Sinus erzeugt, anschließend mit einem gaußschen Rauschen behaftet und mit der Auswertesoftware analysiert, die in Anhang 4 vorgestellt wird. Die Darstellung des verrauschten Testsignals im Zeitfrequenzraum ist in Abb. IV.1 zu sehen.

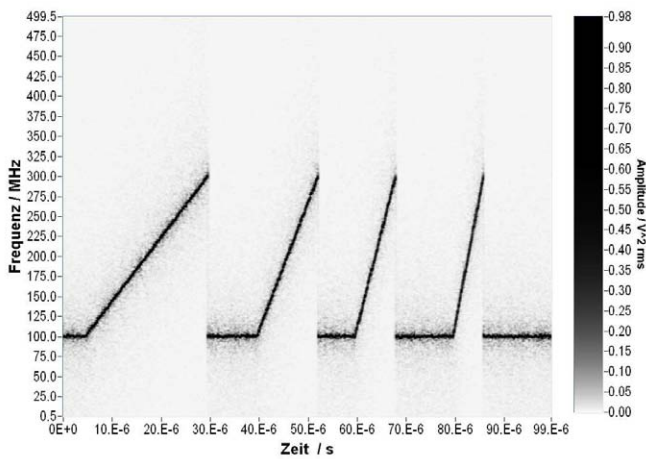


Abbildung IV.1: STFT-Darstellung des Testsignals mit vier unterschiedlichen Steigungen.

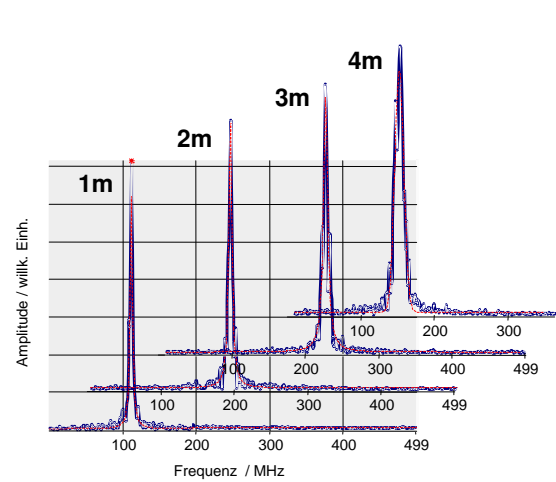


Abbildung IV.2: Jeweils ein Beispielschnitt in die Frequenzrichtung von Abb. IV.1 innerhalb der vier unterschiedlichen Steigungsbereiche 1m – 4m. Die Frequenzverschmierung nimmt proportional zu.

Die Abbildung daneben enthält beispielhaft für jeden Steigungsbereich eine Spektraldarstellung zum Vergleich. Man erkennt deutlich, dass mit zunehmender Steigung die Frequenzverschmierung zunimmt. Analog dazu erhöht sich der Fehler der direkt aus dem Fit (rote dünne Linien in Abb. IV.2) ermittelten Linienbreite.

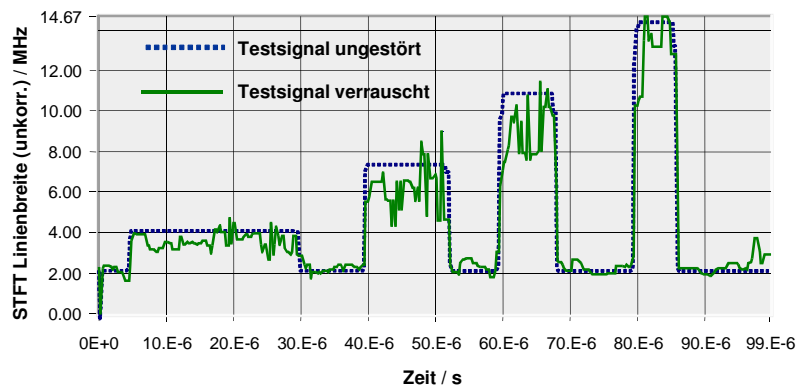


Abbildung IV.3: Verlauf der direkt aus den STFT-Spektren ermittelten Linienbreiten ohne Korrektur (gestrichelt: modulierte Sinussignal ohne Rauschen, durchgezogen: mit Rauschen). Ergebnisse der Auswertung mit integrierter Korrektur vergleiche Abb. IV.4 und Abb. IV.5.

In Abbildung IV.3 ist der gesamte Verlauf der anhand der jeweiligen Fits ermittelten Linienbreite ohne Korrektur dargestellt. Die Breite steigt proportional mit der Zunahme der Steigung und damit entsprechend der Fehler. Die Linienbreite eines rein monochromatischen Signals ist theoretisch gleich Null, in diesem Beispiel liegt sie aufgrund der Auflösungsbegrenzung durch die Diskretisierung der Simulation bzw. der Auflösung der numerischen Fouriertransformation bei 1.95 MHz. In Abb. IV.4 und Abb. IV.5 ist dazu einmal die Auswertung des verrauschten

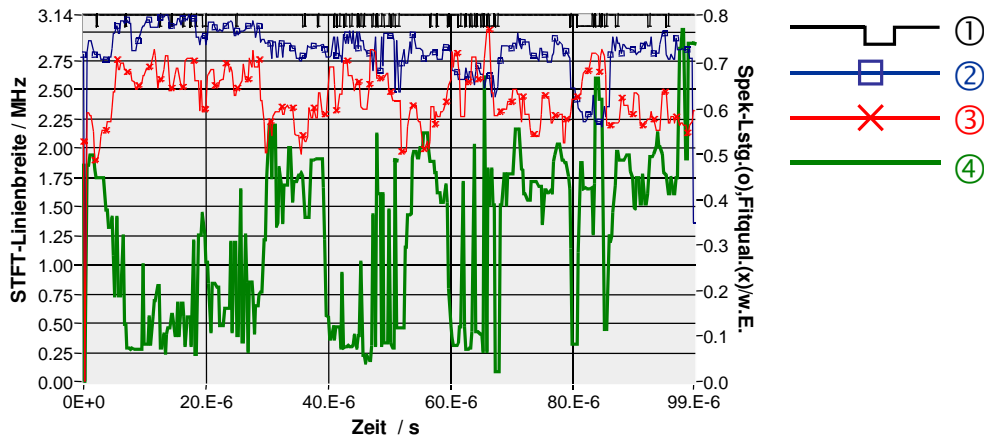


Abbildung IV.4: Auswertung des durch Rauschen gestörten Testsignals aus Abb. IV.1 mit Steigungskorrektur. Der Verlauf der Linienbreite (4) bleibt relativ konstant, der Schätzer (3) deutet mit einem Wert von ungefähr 0,6 auf brauchbare Fits hin.

und des unverrauschten Testsignals im Vergleich zu sehen. Die korrigierte STFT-Linienbreite liegt innerhalb der Auflösungstoleranz. Der Schätzer (Signal 3) für die Fitqualität liegt beim ungestörten Signal erwartungsgemäß bei eins und weist bei den Modulationsübergängen entsprechende Verschlechterung (<1) auf.

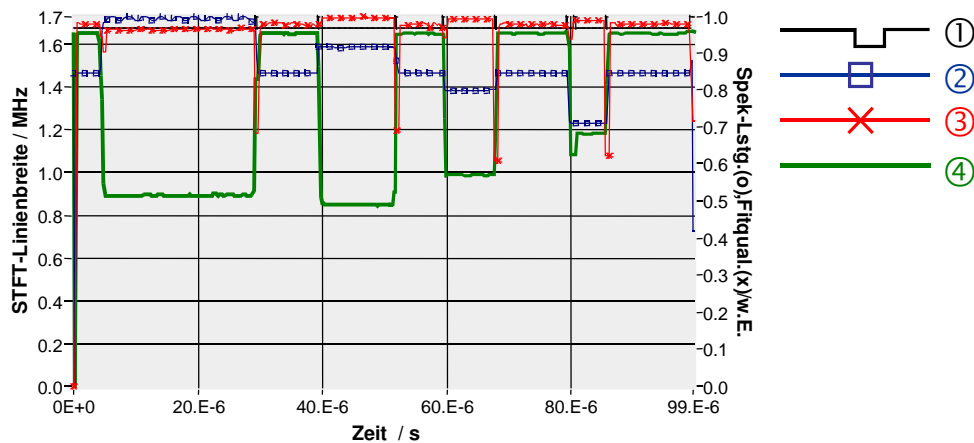


Abbildung IV.5: Auswertung des unverrauschten Testsignals. Die Linienbreite (4) liegt innerhalb der Auflösungstoleranz, der Schätzer (3) weist mit der Wert 1 bis auf die Stellen der Steigungsübergänge des Testsignals ideale Fitbedingungen auf.

Beschreibung der Signale in der Darstellung zur Auswertung:

- (1) Falls aktiviert, zeigt dieser Rechteckverlauf, an welcher zeitlichen Stelle ein Lorentzfit (High) oder ein Gaußfit (Low) verwendet wurde. Kriterium ist das mittlere quadratische Fehlerabweichung des Fits vom Spektrum.

- (2) Relative Leistung des Maximalpeaks im Leistungsdichtespektrum, ermittelt in einen kleinen Bereich um den Peak herum, der an die Fensterauflösung angepasst ist. Diese Leistungangabe bezieht sich somit nur auf die Zentralfrequenz des Lasers und ist vom Untergrund weitgehend unabhängig.
- (3) Schätzer (0: sehr schlecht, 1: sehr gut) für die Qualität des Fits zur Bestimmung der Linienbreite, beschrieben in Abschnitt III 3.1.
- (4) Linienbreite des Lasers, ermittelt über einen kurzen Zeitabschnitt aus dem Mischsignal, korrigierte Version.

Anhang 3: Zeitliche Korrelation zwischen Heterodynsignal und Laserdiodenstrom

Da der Injektionsstrom der Laserdiode unmittelbar Einfluss auf die optischen Emissionsfrequenz besitzt, läßt sich in gewissem Maße direkt eine zeitliche Korrelation zwischen Modulationsstrom und resultierender Mischfrequenz beobachten. In Abb. IV.6 ist ein Beispiel eines stark verrauschten Mischsignals aufgrund einer Rechteckmodulation und seine STFT-Darstellung abgebildet. Das „Frequenzrauschen“ entsteht in diesem Falle hauptsächlich durch einen hohen Rauschanteil im Injektionsstrom, der in Abb. IV.7 weiter untersucht wird. Dieses Beispiel wurde ausgewählt, da die Mischung aufgrund eines Modensprungs offensichtlich einen Übergang zu einem stärkeren „Frequenz- bzw. Abstimmrauschen“ aufweist. Im ersten Viertel des Signalverlaufs treten starke Einschwingoszillationen im Frequenzbereich über 500 MHz auf. Diese basieren auf einem Einschwingen des Modulationspulses des Injektionsstroms und erscheinen in der STFT Darstellung wegen der begrenzten Bandbreite des elektronischen Erfassungssystems in niederfrequenten Bereich als Frequenzspiegelung an 500 MHz (Aliasing). Die mittlere Abbildung in Abb. IV.6 zeigt einen zeitlichen Auszug des original Mischsignals, darunter ist die zugehörige TP-gefilterte Version dargestellt. Der überlagerte (schwarze) Verlauf ist eine Art Blocksignal welches durch Mittelung kurzer, zeitlich aufeinander folgende Signalabschnitte entsteht. Für die Dauer des jeweiligen Abschnitts wird der Mittelwert als Konstant aufgetragen. Die Dauer der einzelnen Abschnitte entspricht dabei der Fensterbreite wie sie in der STFT-Darstellung verwendet wurde. Diese Form der Darstellung wurde implementiert, um eine visuelle zeitliche Vergleichsmöglichkeit mit einer STFT-Darstellung zu erhalten.

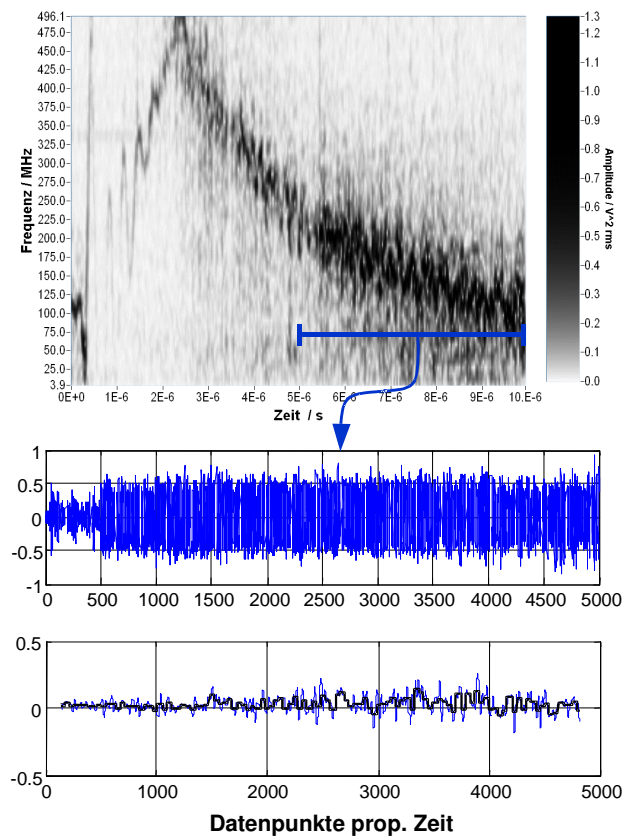


Abbildung IV.6: Beispiel eines stark verrauschten Mischsignals und seine STFT-Darstellung. Die mittlere Abbildung zeigt einen Auszug des original Mischsignals. Der Verlauf ganz unten zeigt den Signalauszug nach einem TP-Filter (vgl. Text).

Eine unmittelbar zeitliche Korrelation der groben Störungen zwischen Mischsignal und Frequenzverlauf innerhalb der STFT lässt sich schwer feststellen, da diese Methode stark davon abhängig ist, welches Frequenzband für den Vergleich herangezogen wird.

Günstiger ist es, den Stromverlauf an der Laserdiode selbst mit dem Mischsignal zu vergleichen. Der Injektionsstrom wie er in Abb. IV.7-1 dargestellt ist wurde unmittelbar vor der Laserdiode an einem 0,5 Ohm Vorwiderstand gemessen. Die Messbandbreite war die gleiche wie bei der Erfassung des Mischsignals, der gewählte zeitliche Ausschnitt ist mit demjenigen von Abb. IV.6 vergleichbar. Mit einem digitalen Mehrkanaloszilloskop lässt sich annähernd eine zeitlich korrelierte Digitalisierung bewerkstelligen, indem man die Aquisition stoppt und dann erst die Daten überträgt. Ein geringfügiger Jitter des Triggers und damit möglicher zeitlicher Versatz des internen Samplingrasters ist für die folgende Betrachtung vernachlässigbar. In Abb. IV.7-2 wurde das Stromsignal biaskorrigiert und TP-gel filtert. Es hat sich herausgestellt, dass sich das Rauschen und darin enthaltene gröbere Störungen des gemessenen Stromsignals systembedingt auf einen relativ niedrigeren Frequenzbereiche beschränkt. Entsprechend muss dann das Filter gewählt werden, wobei allerdings während der Analyse keine weitere Anpassung mehr erforderlich ist. Zur Filterung bzw. einer Frequenzbandzerlegung bietet sich hier eine Multiskalenanalyse an. Mit ihr lassen sich Signale ohne Phasenfehler zerlegen und anschließend wieder durch einfache lineare Superposition je nach Bedarf ganz oder teilweise in ausgewählten Frequenzbereichen rekonstruieren [Mal-70].

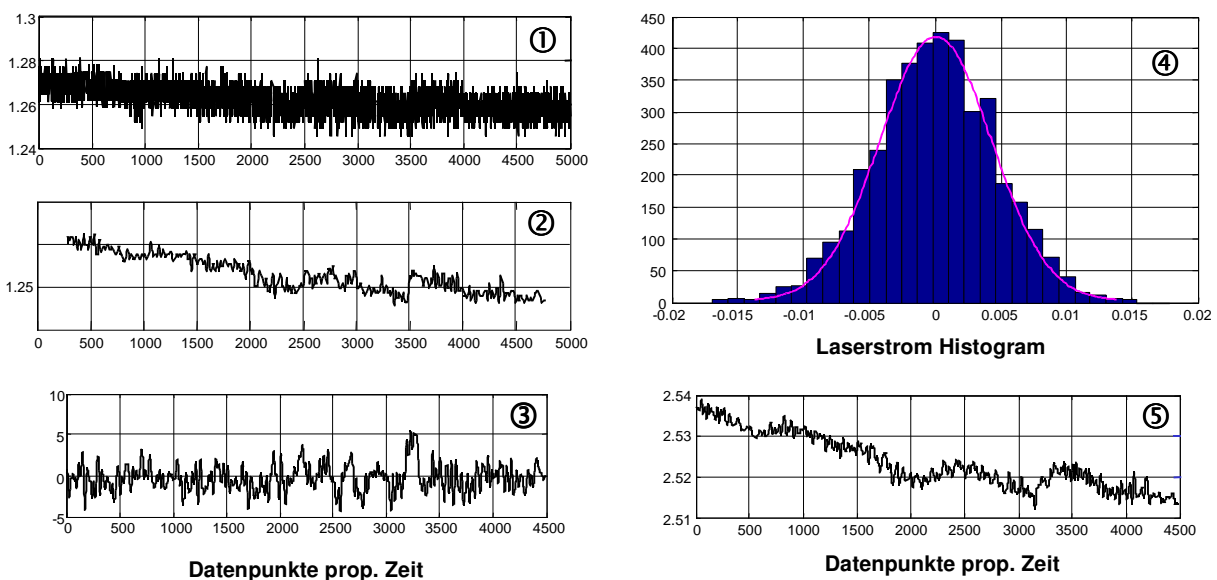


Abbildung IV.7: 1) Stromverlauf über einen Vorwiderstand an der Laserdiode gemessen. 2) TP-gel filtertes Signal (siehe Text). 4) Histogramm des original Stromsignals mit typischem Gaußprofil. 3) Gefiltertes Signal mit einem zeitlich verzögerten Duplikat subtrahiert. Die zeitliche Verzögerung entspricht der optischen Verzögerung (~ 230 ns) plus einer geschätzten Laufzeitverzögerung durch die Elektronik (~ 10 ns). Der Verlauf ist prinzipiell mit der Struktur der optischen Abstimmung des Mischsignals im Frequenzbereich vergleichbar. 5) Gefiltertes Signal mit einem zeitlich verzögerten Duplikat addiert. Die Addition liefert keine brauchbare Korrelation.

Zieht man vom Stromverlauf die DC-Komponenten ab und stellt das resultierende Signal als Histogramm dar, dann erhält man bei dem hier verwendeten Stromtreiber eine annähernd gaußförmige Häufigkeitsverteilung. Diese Verteilung ist zum Beispiel typisch für weißes Rauschen. Bei der optischen Mischung werden zwei Signale mit ihrer jeweils eigenen Rauschcharakteristik überlagert. Sind bei solch einer additiven Überlagerung beide Sig-

nale mit gaußschem Rauschen behaftet, so bleibt die Gaußcharakteristik erhalten und die Standardabweichungen s addieren sich quadratisch mit der Wurzel: $s_{ges} = \sqrt{(s_1^2 + s_2^2)}$.

Da die Laserfrequenz proportional dem Strom ist und im Mischsignal nur die niederfrequenten Anteile der Differenzfrequenzen von Interesse sind, muss der Verlauf des Laserstroms interessanterweise mit einem zeitlich verzögerten Duplikat subtrahiert und nicht aufaddiert werden. Die resultierende Charakteristik bleibt in diesem Fall ebenfalls gaußförmig, jedoch mit einer Standardabweichung, die zwischen derer der Einzelsignale und dem Summensignal liegt.

In Abb. IV.7-3 und Abb. IV.7-5 sind die Signale nach der Subtraktion und nach der Addition mit dem zeitlich verzögerten Duplikat vergleichsweise abgebildet. Die zeitliche Verzögerung entspricht der optischen Verzögerung (~ 230 ns) zuzüglich einer geschätzten Laufzeitverzögerung (~ 10 ns), die durch die Elektronik entsteht. Das Signal in Abb. IV.7-3 wird in Abschnitt 2.1, Kapitel II mit der passenden STFT-Darstellung des gleichzeitig aufgenommenen Mischsignals verglichen.

Anhang 4: Die Software zur Auswertung der optischen Heterodynsignale

Basierend auf Einzeluntersuchungen zum Thema dieser Arbeit ist im Laufe der Zeit eine Software entstanden, die es zentral erlaubt sowohl die Datenerfassung als auch die stufenweise Auswertung durchzuführen und anzupassen. Die Erfassung erfolgt über den IEEE488 Bus (GPIB), in diesem Fall wird ein Digitaloszilloskop mit ausreichender Samplingrate verwendet. Die Datensätze lassen sich je nach Bedarf in Blöcken zusammensetzen, mitteln und für spätere Analysen abspeichern. Die Auswertung erfolgt grundsätzlich über eine STF-Transformation, wobei sich Fenstertypen, -breiten und -überlappung einstellen lassen. Nach Auswahl des Profiltyps für den Linienbreitenfits und Grad des gleitenden Mittelwerts erfolgt die Auswertung von Abstimmung und Linienbreite automatisch. Alle Darstellungen lassen sich entweder als Bitmap im PNG-Format oder über den Adobe-Acrobat-Distiller in Postscript-Format exportieren.

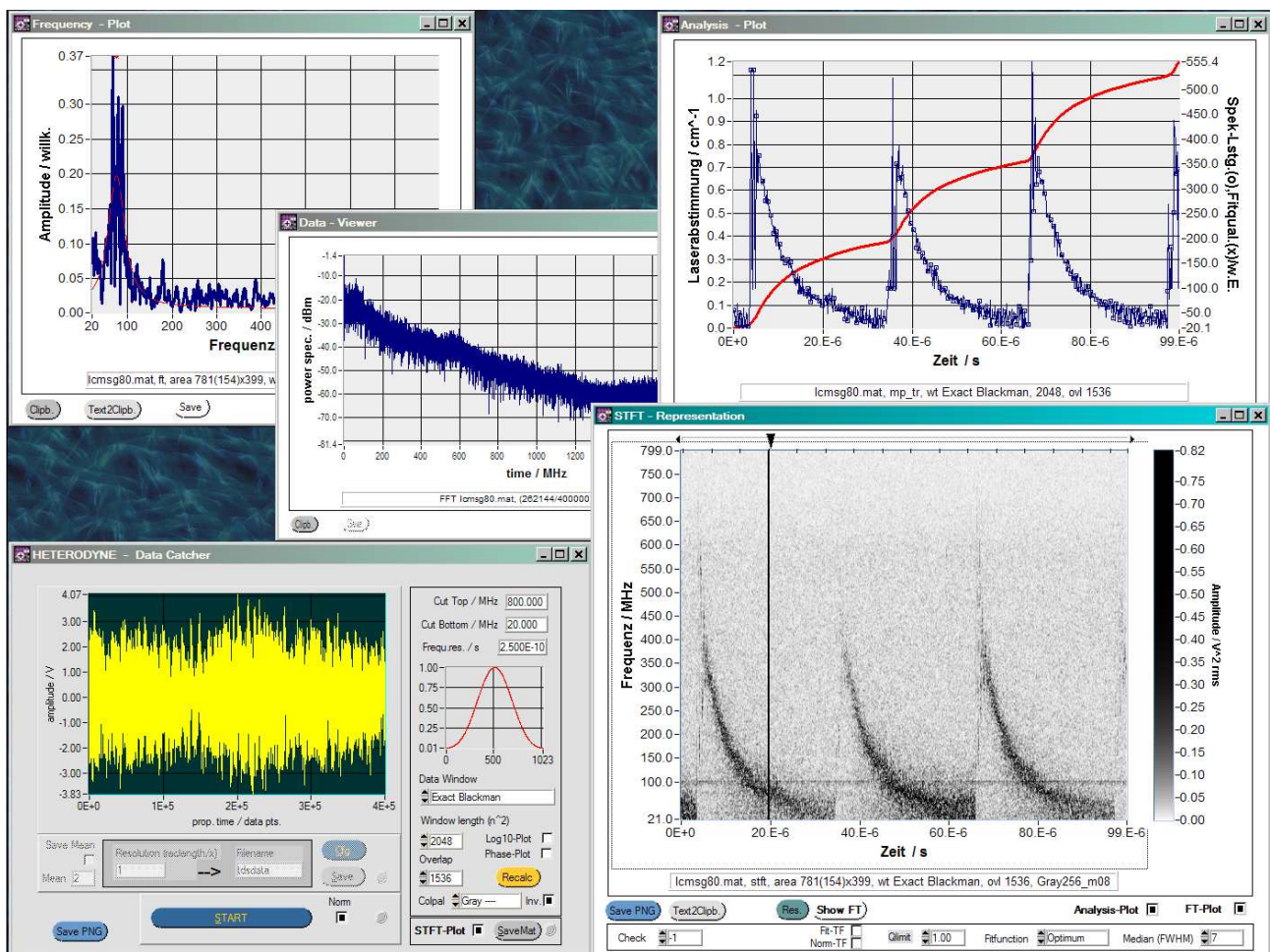


Abbildung IV.8: Bildschirmdarstellung der Erfassungs- und Auswertesoftware für die zu dieser Arbeit erzeugten optischen Heterodynsignale im Selbstmischexperiment.

LITERATURVERZEICHNIS

LASER, NOISE AND DYNAMICS

- [Agr1-1] AGRAVAL, G. P., DUTTA, N. K.: *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold Electrical / Computer Science and Engineering Series, ISBN 0-442-20995-9, 1986 (B)
- [Agr2-2] AGRAVAL, G. P.: *Noise in semiconductor lasers and its impact on optical communications systems*. SPIE Vol. 1376 Laser Noise, 1990
- [Hau-3] HAUG, H., KOCH, S. W.: *Quantum Theory Of The Optical And Electronic Properties Of Semiconductors*. World Scientific Co. Pte. Ltd., Second Edition, ISBN 981-02-1341-7, 1993 (B)
- [Tuc-4] TUCKER, R. S., POPE, D. J.: *Large Signal Circuit Model for Simulation of Injection-Laser Modulation Dynamics*. IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE 19, pp 1179-1183, 1983
- [Spi-5] SPILKER, G., DADDATO, R., SCHIESEL, U., LAMBRECHT, A., TACKE, M.: *Linewidth and noise of lead chalcogenide diode lasers*. Proc. 1991 Symp., Monitoring of gaseous pollutants by tunable diode lasers, Grisar R. et al. Eds.: Kluwer Acad. Publ. 1992
- [Lam-6] LAMBRECHT, U.: *Abstimmung und Linienbreite von Diodenlasern in der Infrarotspektroskopie*, Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 1990/1991
- [Ott-7] OTTO, M.: Diplomarbeit zu einem optischen Übertragungssystem zur Übertragung von Millimeterwellen, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, Mai 2000
- [Rei-8] REID, J., CASSIDY, D. T., MENZIES, R. T.: *Linewidth measurements of tunable diode lasers using heterodyne and etalon techniques*. Applied Optics Vol. 21, No. 21, p. 3961, Nov. 1982
- [Osi-9] OSINSKI, M., BUUS J.: *Linewidth Broadening Factor in Semiconductor Lasers – An Overview*. IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE 23, No. 1, Invited Paper, 1987
- [Kik1-10] KIKUCHI, K., OKOSHI, T.: *Dependence of semiconductor laser linewidth on measurement time: evidence of predominance of 1/f noise*. Electronic Letters, Vol. 21, No. 22, pp. 1011-1012, Oct. 1985
- [Kik2-11] KIKUCHI, K.: *Impact of 1/f-type FM noise on coherent optical communications*. Electronic Letters, Vol. 23, No. 17, pp. 885-887, Aug. 1987
- [Els-12] ELSÄSSER, W., GÖBEL, E. O.: *Spectral linewidth of gain- and index-guided InGaAsP semiconductor lasers*. Appl. Phys. Lett., Vol. 45, pp 353-355, Aug. 1984
- [Vah1-13] VAHALA, K., HARDER, C., YARIV, A.: *Observation of relaxation resonance effects in the field spectrum of semiconductor laser*. Appl. Phys. Lett., vol. 42, pp 211-213, 1983
- [Vah2-14] VAHALA, K.: *Corrections to the rate equation approximation for dynamic considerations on a semiconductor laser*. Appl. Phys. Lett., vol. 48, pp 1340-1341, 1986
- [Bur-15] BURKET, W. H., LÜ, B., XIAO, M.: *Influence of Injection-Current Noise on the Spectral Characteristics of Semiconductor Lasers*. IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE 33, No. 11, pp 2111-2117, 1997
- [Eng-16] ENG, R. S., MANTZ, A. W., TODD, T.R.: *Low-frequency noise characteristics of Pb-salt semiconductor laser*. Appl. Optics, Vol. 18, No. 7 / 1 April 1979
- [Kas-17] KASTNER, J. F., RICHTER, G., HERRMANN, C., TACKE, M.: *Fast and slow current tuning of lead chalcogenide diode lasers*. J. Appl. Physics, 80 (3), 1 August 1996
- [Dan-18] DANDRIDGE, A., GOLDBERG, L.: *Current-Induced Frequency Modulation In Diode Lasers*. Electronic Letters Vol. 18 No. 7 p. 302, April 1982

- [Shal-19] SHALOM, H. ET. AL.: *On the Various Time Constants of Wavelength Changes of a DFB Laser Under Direct Modulation*. IEEE J. Of Quantum Electronics, Vol. 34, No. 10, Oct. 1998
- [Pin-20] PINTO, J. R. A. ET. AL.: *Timing Jitter in an Optical Soliton Source Based on a Gain-Switched Semiconductor Laser*. Preprint, Instituto de Telecomunicacoes, Polo de Aveiro, Campus Santiago, Portugal
- [Fuk-21] FUKUDA, M.: *Reliability and Degradation of Semiconductor Lasers and LED's*, Artech House Boston/New York, ISBN 0.89006-465-2, 1991 (B)
- [Lug-22] LUGIATO, L. A.: *From Optical Bistability Towards Optical Computing*. Elsevier Science Publishers B.V., ISBN 0-444-70159-1, 1987 (B)
- [Fis-23] FISCHER, H.: *Dynamische Eigenschaften von Bleisalz-Diodenlasern*, Dissertation, Rheinischen Friedrich Wilhelms-Universität, Bonn, 1990
- [Spi-24] SPILKER, G.: *Rauscheigenschaften von Bleichalkogenid-Diodenlasern*, Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 1992
- [Har-25] HARTH, W., GROTHE, H: *Sende- und Empfangsdioden für die Optische Nachrichtentechnik*. Teubner Verlag, Stuttgart, ISBN 3-519-00102-0, 1984 (B)
- [Yam-26] YAMAMOTO, Y (EDITED BY): *Coherence, Amplification, and Quantum Effects in Semiconductor Lasers*. John Wiley & Sons Inc., ISBN 0-471-51249-4, 1991 (B)
- [Pet-27] PETERMANN, K.: *Laser Diode Modulation And Noise*. Kluwer Academic Publishers, ISBN 90-277-2672-8, 1988 (B)
- [Men1-28] MENA, P. V., KANG, S., DE TEMPLE, T.: *Rate-Equation Based Laser Models with a Single Solution Regime*. Journal Of Lightwave Technology, Vol. 15, No. 4, 1997
- [Gho-29] GHONIEMY, S., MAC EACHERN, L., MAHMOUD, S.: *Robust Semiconductor Laser Modeling for Analog Optical Link Simulations*. Preprint, Carleton University, Ottawa, ON K1S 5B6, 1997
- [Gho-30] GHONIEMY, S., MAC EACHERN, L., MAHMOUD, S.: *Robust Semiconductor Laser Modeling for Analog Optical Link Simulations*. Internet: Carleton University, Ottawa, Ende 2002
- [Men2-31] MENA, P. V., MORIKUNI, J. J., KANG, S., HARTON, A. V., WYATT, K. W.: *A Simple Rate-Equation-Based Thermal VCSEL Model*. Journal Of Lightwave Technology, Vol. 17, No. 5, 1999
- [Hor-32] HORBELT, W., TIMMER, J.: *Estimating Parameters In Nonlinear Differential Equations With Application To Q-Switched Lasers*. Technical Report, Universität Freiburg i.Br., 1999
- [Cho-33] CHOW, W., KOCH, S., SARGENT III, M.: *Semiconductor-Laser Physics*, Springer Verlag ISBN 3-540-57614-2, 1994 (B)
- [Jun-34] JUNGE, K., BRUNNER, W.: *Wissenspeicher Lasertechnik*, VEB Fachbuchverlag Leipzig (B)
- [Che-35] EDITED BY CHEO, P. K.: *Handbook of solid state lasers*, M. Dekker Inc., ISBN 0-8247-7857-X, 1989 (B)
- [Buu-36] BUUS, J.: *Single frequency semiconductor lasers*, SPIE-The International Society for Optical Engineering, ISBN 0-8194-0535-3, 1991 (B)
- [Hen1-37] HENRY, C. H.: *Theory of the linewidth of semiconductor lasers*, IEEE J. Quantum Electronics, QE-18, 259-246, 1982
- [Hen2-38] HENRY, C. H.: *Theory of the phase noise and power spectrum of a single mode injection laser*, IEEE J. Quantum Electronics, QE-19, pp. 1391-1397, 1983
- [Web-39] WEBER H., HERZIGER G.: *LASER, Grundlagen und Anwendungen*, Physik Verlag GmbH, ISBN 3-87664-016-4, 1972 (B)
- [Ike-40] IKEGAMI, T.: *Reflectivity of mode at facet and oscillation mode in double heterostructure lasers*. IEEE J. Quantum Electronics, pages 470-476, 1972

- [Lan-41] LANG, R., KOBAYASHI, K.: *External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties*. IEEE J. Quantum Electron. QE-16(3), 347–355, 1980.
- [Bie-42] BIESTERBOS J. W. M. ET AL.: *Low-Frequency Mode-Hopping Optical Noise in AlGaAs Channeled Substrate Lasers Induced by Optical Feedback*. IEEE J. Quantum Electron. QE-19(6), 986–990, June 1983.

RELATED

- [Oko-43] OKOSHI, T., KIKUCHI, K., NAKAYAMA, A.: *Novel Method for High Resolution Measurements of Laser Output Spectrum*. Electronic Letters, Vol. 16, No. 16, July 1980, p. 630
- [Yar-44] YARIV, A.: *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons, Third Edition, ISBN 0-471-60997-8, 1989 (B)
- [Sal-45] SALEH, B. E. A., TEICH, M. C.: *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons Inc., ISBN 0-471-83965-5, 1991 (B)
- [Van-46] VANDER LUGT, A.: *Optical Signal Processing*, John Wiley & Sons Inc., ISBN 0-471-54682-8, 1992 (B)
- [Lau-47] LAUTERBORN, W., KURZ, T., WIESENFELD, M.: *Coherent Optics, Fundamentals and Applications*. Springer-Verlag, ISBN 3-540-58372-6, 1995 (B)
- [Ric-48] RICHTER, L. E., MANDELBERG, H. I., KRUGER, M. S., MCGRATH, P. A.: *Linewidth Determination from Self-Heterodyne Measurements with Subcoherence Delay Times*, IEEE J. Quantum Electronics, QE-22, No. 11, 2070-2074, Nov. 1986
- [Gal-49] GALLION, P. B., DEBARGFE, G.: *Quantum Phase Noise and Field Correlation in Single Frequency Semiconductor Laser Systems*, IEEE J. Quantum Electronics, QE-20, No. 4, 343-349, Apr. 1984
- [Ext-50] EXTER VAN, M. P., KUPPENS, S. J. M., WOERDMAN, J. P.: *Excess Phase Noise in Self-Heterodyne Detection*, IEEE J. Quantum Electronics, QE-28, No. 3, 580-584, Mar. 1992
- [Coh-51] COHEN, S. C.: *Heterodyne detection: phase front alignment, beam spot size and detector uniformity*, Appl. Optics, Vol. 14, No. 8, pp 1953-1959, Aug. 1975
- [Yur-52] YURA, H. T.: *Optical Heterodyne Signal Power Obtained from Finite Size Sources of Radiation*, Appl. Optics, Vol. 13, No. 1, pp 150-157, Aug. 1974
- [Lud-53] LUDVIGSON, H., BODTKER, E.: *New method for self-homodyne laser linewidth measurements with a short delay fiber*, ELSEVIER, Optics Communications 110, 595-598, Sep. 1994
- [Rie-54] RIEDEL, W. J.: *Optics for Tunable Diode Laser Spectrometers*. Proceedings of technical conference on Measurements of Atmospheric Gases at the SPIE's Int. Symposium on Laser Spectroscopie, 1991
- [Gri-55] GRISAR, R.: *Quantitative Gasanalyse mit abstimmbaren IR-Diodenlasern*, IPM-Forschungsbericht 24-4-92, Fhg-IPM, Freiburg 1992
- [Dav-56] DAVIS, M. G., O'DOWN, R. F.: *Time-resolved spectral measurement system using a Fabry-Perot interferometer*, Optical Engineering, Vol. 33 No. 12, 3937-3941, Dez. 1994
- [Sze-57] SZE, S. M.: *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed., John Wiley and Sons, New York, 1978 (B)
- [Kin-58] KINGSTEN, R. H.: *Detection of Optical and Infrared Radiation*, Springer Verlag, 1978 (B)
- [Key-59] KEYES, R. J.: Topics in Applied Physics Vol. 19, *Optical and Infrared Detectors*, Springer Verlag ISBN 0-387-10176-4, 1980 (B)
- [Wer-60] WERLE, P., SLEMR, F.: *Signal-to-noise ratio analysis in laser absorption spectrometers using optical multipass cells*. Applied Optics., Vol. 30, No. 4, 1 Feb. 1991
- [Abb-61] ABBAS, M. M., MUMMA, M. J., KOSTIUK, T., BUHL, D.: *Sensitivity limits of an infrared heterodyne spectrometer for astrophysical applications*. Applied Optics., Vol. 15, No. 2, Feb. 1976

- [Whi-62] WHITE, J. U.: *Very long optical path in air*. J. Opt. Soc. Am. 32, 285; 1942
- [Loh-63] LOHNINGER, H.: *Teach/Me Data analysis*, Springer Verlag ISBN 3-540-14743-8, 1999 (B)
- [Bru2-64] BRUNNER, R., GRISAR, R., TACKE, M.: *Spectral correlation as a tool for automated operation of tunable diode laser gas analyzers*. Proceedings SPIE-The International Society for Optical Engineering, 8-9 August 1996 Denver - Colorado, SPIE Vol. 2834 / 79
- [Bey-65] BEYER, T.: *Die Analyse der Alterung von Diodenlasern*, Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 1995
- [Kno-66] KNOTHE, C.: *Modenkopplung von internen und externen Strahlungsmoden an Diodenlasern*, Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 1997
- [Gri-67] GRISAR, R.: *Monitoring of Gaseous Pollutants by Tunable Diode Lasers*. Kluwer Academic Publishers, ISBN 0-7923-0334-2
- [Agn-68] AGNE, R.: *Nah- und Fernfeldverteilung von Bleisalz-Diodenlasern*. Diplomarbeit an der Universität Freiburg / FhG-IPM, 1992
- [Sch-69] SCHIEBEL, U. P., ROHR, J.: *Infrared Physics & Technology*, Vol. 40, p. 328 ff., 2000

WAVELET, TIME-FREQUENCY, FOURIER

- [Mal-70] MALLAT, S.: *A Wavelet Tour of Signal Processing*. Academic Press ISBN 0-12-466605-1, erste Auflage, 1998 (B)
- [Bla-71] BLATTER, C.: *Wavelets – Eine Einführung* (Advanced Lectures in Mathematics). Vieweg Verlag, ISBN 3-528-06947-3, 1998 (B)
- [Lou-72] LOUIS, A. K., MAAS, P., RIEDER, A.: *Wavelets*. Teubner Studienbücher, ISBN 3-519-02094-7, 1994 (B)
- [Coh-73] COHEN, L.: *Time frequency distribution – a review*. J. Math Phys., vol. 7, no. 5, pp. 781-786; 1966
- [Cle1-74] CLERC, M. AND MALLAT, S.: *Shape from Texture and Shading with Wavelets*. Dynamical Systems, Control, Coding, Computer Vision Progress in Systems and Control Theory vol. 25, Birkhauser 1999
- [Cle2-75] CLERC, M. AND MALLAT, S.: *Shape from Texture through Deformations*. Proc. 7th Int. Conf. on Computer Vision, Corfu, Greece, September 1999
- [Bor-76] BORDA, M., ISAR, D.: *Whitening With Wavelets*. ECCTD'97 Conference in Budapest, 1997
- [Bar-77] BARANIUK R. G. AND JONES D. L.: *Signal-Dependent Time-Frequency Analysis Using a Radially Gaussian Kernel*. Signal Processing, vol. 32, no. 3, pp. 263-284, June 1993.
- [Jon-78] JONES D. L. AND BARANIUK R. G.: *An Adaptive Optimal-Kernel Time-Frequency Representation*. IEEE Transactions on Signal Processing, vol. 43, no. 11, pp. 2361-2371, October 1995.
- [Gou-79] GOUTSIAS, J., HEIJMANS, H.J.A.M.: *Multiresolution signal decomposition schemes. Part1: Linear and morphological pyramids*. CWI (Centrum voor Wiskunde en Informatica) PNA-R9810 Oct. 31, 1998
- [Blk-80] BLACKMAN, R. B.: *The Measurement of Power Spectra*. Dover Publications, Inc. N.Y., Standard Book Number 486-60507-8, 1959 (B)
- [But-81] BUTZ, T.: *Fouriertransformation für Fußgänger*. Teubner Stuttgart., ISBN 3-519-002027, 1998 (B)
- [Bru1-82] BRUNNER, R., TACKE, M.: *Fast time/frequency analysis for tunable diode lasers*. VDI Berichte 1366, 5th international Symposium on Gas Analysis by Tunable Diode Lasers, ISBN 3-18-091366-5, 1998

(B) Verweis auf Bücher; keine Papers, Diplom- oder Doktorarbeiten

LEBENS LAUF

Persönliche Daten

Name: Raimund Brunner
Geburtstag: 07.10.1967
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulbildung

09.1978 – 05.1987 Kolleg St.Blasien, staatlich anerkanntes Gymnasium
27.05.1987 Abitur

Zivildienst

08.1987 – 03.1989 Altenheim St.Cyriak in Furtwangen

Hochschulausbildung

03.1989 – 10.1991 Studium der Philosophie (Magister),
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
10.1989 – 08.1994 Studium der Physik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
03.1994 – 10.1995 Hauptpraktikum und Diplomarbeit im Fraunhofer-Institut Für
Physikalische Messtechnik (IPM) in Freiburg:
„Die Analyse und Erkennung von Gasabsorptionslinien mit einem
Diodenlaserspektrometer“
04.1996 Diplom an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
seit 06.1996 Promotion in Physik im Fraunhofer-Institut IPM

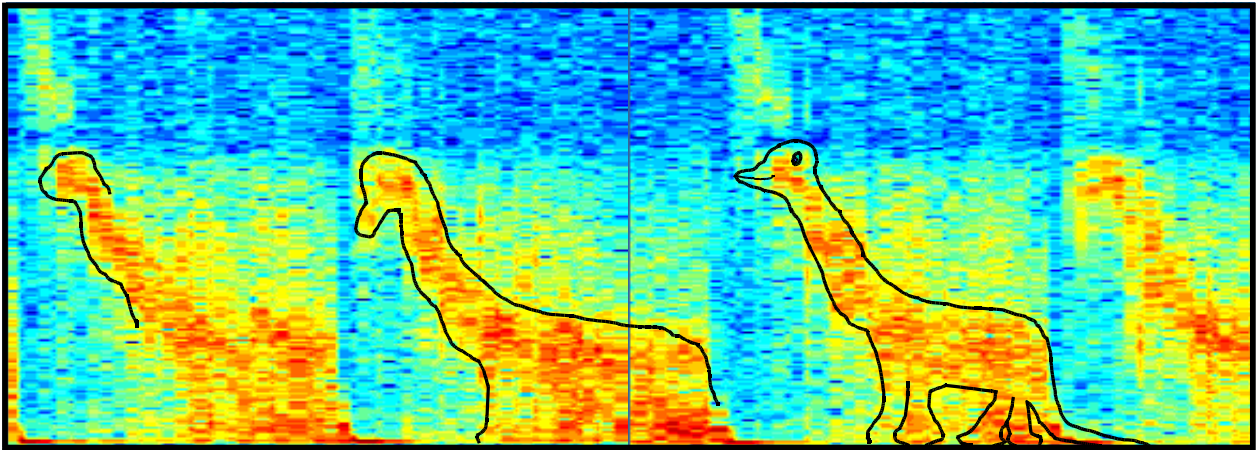
Studienbegleitende Tätigkeiten

10.1992 – 03.1994 Studentische Hilfskraft am Institut für Physische Geographie in
Freiburg, zeitweise Betreuung der Wettermessstationen und
Mitarbeit im regionalen Klimaprojekt (REKLIP)
07.1993 – 01.1994 Studentische Hilfskraft am Fraunhofer-Institut Für Solare
Energiesysteme (ISE) in Freiburg

Berufliche Tätigkeit

seit 07.1999 Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Fraunhofer Gesellschaft am
Institut für Physikalische Messtechnik in Freiburg

Freiburg den 14. März 2005



Konturen und Zusammenhänge, die sich erst mit dem nötigen Abstand erkennen lassen ...

DANK

An erster Stelle gilt mein besonderer Dank meinem Mentor und Initiator diese Arbeit Herrn Prof. Dr. M. Tacke, dass er mir diese Thematik anvertraut hat und für seinen ewig langen Geduldsfaden, wenn es darum ging, diesbezügliche kritischen Punkte und Problematiken zu diskutieren und anzupacken, oder wenn ich schlicht und einfach wieder mal nur „Begriffsstützig“ gewesen bin.

Vielen Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. G. Gerber am Lehrstuhl für experimentelle Physik, der die Betreuung seitens der Universität Würzburg übernommen hat. Der Kontakt kam zwar leider etwas zu kurz, genügte allerdings durchaus, um viele Anregungen und Faszination an den Arbeiten über Strukturen von Molekülen innerhalb der Femto-Welt mitzubekommen.

Auf seiten des Fraunhofer Instituts für Physikalische Messtechniken IPM, in dessen Räumlichkeiten ich die Arbeit an sich durchführen konnte, möchte ich allen Kollegen und Kolleginnen für das gute Arbeitsklima und die vielen fachkompetenten Ratschläge danken.

Ohne die Kameradschaft mit meinen Mitdoktoranden Thomas Beyer, Frank Vogt und Peter Hahn wäre die Zeit deutlich trockener und spröder geworden. Dies bezieht sich nicht nur auf die thematische beziehungsweise fachliche Ebene, sondern insbesondere auch auf die zwischenmenschliche, freundschaftliche Ebene - wir hatten viel Spaß zusammen.

Die Untersuchungen und Ergebnisse dieser Doktorarbeit waren nicht in ein eigenständiges Projekt eingebunden, sondern waren in erster Linie durch hauseigenes Interesse begründet und von daher mit finanziellen Mitteln eher knapp bemessen. Deshalb möchte ich an dieser Stelle einigen externen Institutionen und Firmen danken, die insbesondere in Form von Hardware diese Arbeit unterstützt, wenn nicht sogar überhaupt erst zugänglich gemacht haben:

- ◆ Firma LeCroy für die Leihgabe eines Digital-Oszilloskopes als Demo und zu Testzwecken für einen gewissen Zeitraum (Samplingrate von 4 GS/s, Eingangsbandbreite von 1 GHz und Speichertiefe von 4 Mbyte).
- ◆ Kristallographisches Institut der Universität Freiburg für die Leihgabe eines Digitizers für Vergleichsmessungen des Typs SC1000 von TEKTRONICS, der auf Basis eines zweidimensionalen Diodenarrays welches mit einem Elektronenstrahl beschrieben arbeitet (Bandbreite von 100 GHz und einer Auflösung von 12 Bit).
- ◆ Optisches Forschungsinstitut FGAN – FfO in Tübingen für die Leihgabe eines Optischen-Isolators nach dem Faradayprinzip, ausgelegt für CO₂ – Laserstrahlung bei 10 μ m.
- ◆ MPI für Chemie- und Umweltforschung in Mainz für die Leihgabe eines schnellen (650 MHz) HgCdTe - Ersatzdetektors zur Fortsetzung der Heterodynmessungen.
- ◆ Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik in Erlangen für die Charakterisierung der Hochfrequenz-Detektoren inklusive Vorverstärker bezüglich ihres Frequenzantwortverhaltens mit einem Netzwerkanalysator.
- ◆ Ecole Polytechnique in Paris, Lehrstuhl für Signalanalyse und Synthese für anregende Diskussion und Adaption eines (Warplet-)Algorithmus aus der Bildverarbeitung, basierend auf einer adaptiven Wavelettechnik zur Frequenztrendanalyse ('Theory meets real world!'). Die erzielte Auflösung und der Rechenaufwand war in diesem Fall für eine praktikable Anwendung ohne größeren Aufwand leider nicht ausreichend bzw. vertretbar.

Nicht nur zu guter letzt, sondern weil dem zuletzt Gesprochenen am meisten Bedeutung zukommt, möchte ich meinen Eltern danken, die mich die gesamte Zeit über stets unterstützt und motiviert haben und meiner Lebensgefährtin für ihre diesbezügliche Geduld und Freundschaft.

