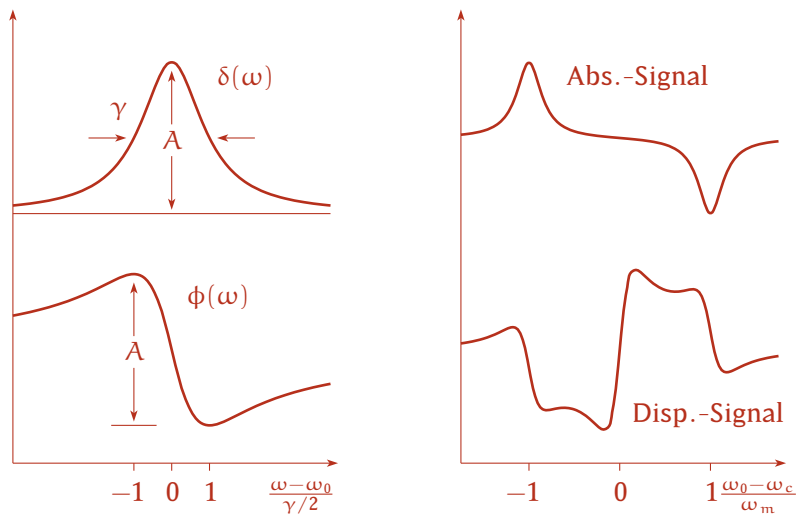


Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene

Höchstauflösende Molekülspektroskopie



UNIVERSITÄT
BAYREUTH

Physikalisches Institut

L. Kador

Version 24. Januar 2022

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Zielsetzung	4
1.1	Beersches Gesetz	4
1.2	Absorption und Dispersion	5
2	Fundamentale Rauschquellen in der Laserspektroskopie	6
2.1	Quantenrauschen (Schrotrauschen, "Shot noise")	6
2.2	Thermisches Rauschen (Johnson- oder Nyquist-Rauschen) der Photodiode	6
2.3	Technisches Laserrauschen	7
3	Prinzip der FM-Technik	8
3.1	Phasenmodulation von monochromatischem Laserlicht	8
3.2	Absorption und Demodulation von phasenmoduliertem Licht	9
3.2.1	Signalformen	9
3.2.2	Signalstärke	10
3.2.3	Demodulation	11
3.3	Residual Amplitude Modulation (RAM)	11
4	Aufbau der Apparatur	12
4.1	Blockschaltbild	12
4.2	Optische Frequenzmodulation	12
4.3	Fabry-Perot-Etalon als Referenzsignalquelle	12
4.4	Zweistrahltechnik und sekundäre Niederfrequenzmodulation	15
5	Versuchsdurchführung	16
5.1	Allgemeine Hinweise	16
5.2	Messprogramm	17
5.2.1	Vorarbeiten	17
5.2.2	Freier Spektralbereich des Etalons	17
5.2.3	Finesse des Etalons	17
5.2.4	Modulationsindex	17
5.2.5	Empfindlichkeit und Signal-Rausch-Verhältnis der Apparatur	18
5.2.6	Konversionsverluste des Mischers	18
5.2.7	Absorptions- und Dispersionssignal einer Jod- und einer Bromlinie	18

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	3
6 Hinweise zur Auswertung	21
6.1 Allgemeines	21
6.2 Empfindlichkeit der FM-Apparatur und Konversionsverluste des Mischers	21
6.3 Absorptions- und Dispersionssignal einer Jod- und einer Bromlinie	22
6.4 Fitfunktionen	23
7 Fragen zur Vorbereitung	24
8 Literatur	26

1 Einführung und Zielsetzung

1.1 Beersches Gesetz

Optische Absorptionsmessungen zählen zu den Standardverfahren, die in vielen Bereichen der Physik, aber auch der Chemie und Biologie zur Charakterisierung von Substanzgemischen sowie zur Untersuchung physikalischer Eigenschaften von Atomen, Molekülen und Festkörpern (z. B. Lage von Energieniveaus, Übergangswahrscheinlichkeiten, Lebensdauern angeregter Zustände, Elektron-Phonon-Kopplung etc.) eingesetzt werden. Ihnen liegt stets das Beersche Gesetz

Beersches Gesetz

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-\alpha L) \quad (1.1)$$

bzw.

$$\frac{I}{I_0} = 10^{-OD} \quad (1.2)$$

zugrunde, das die Messgrößen mit den gesuchten Parametern der Probe verknüpft:

- I_0 : einfallende Lichtintensität
- I : transmittierte Lichtintensität
- α : (Längen-)Absorptionskoeffizient der Probe
- L : Probendicke
- OD : Optische Dichte der Probe

Bei der Auftragung von α bzw. OD in Abhängigkeit von der Wellenlänge (oder Frequenz) des Lichtes erhält man das Absorptionsspektrum.

In herkömmlichen Absorptionsexperimenten misst der Photodetektor bei Wellenlängen außerhalb der Absorptionslinien eine bestimmte Lichtstärke, die im Bereich der Linien abnimmt. Ein solches Messverfahren bezeichnet man als "nicht hintergrundfrei", weil die Absorptionslinien als Einbrüche in einem Signalhintergrund erscheinen. Die Empfindlichkeit, d. h. der kleinste nachweisbare OD -Wert, wird hierbei durch die Schwankungen des Hintergrundsignales begrenzt, zu denen neben dem fundamentalen Quantenrauschen — insbesondere bei Verwendung eines Lasers — verschiedene "technische" Rauschquellen beitragen können (vgl. Kapitel 2). Absorptionslinien, die schwächer sind als ca. 10^{-3} in Einheiten der optischen Dichte, lassen sich damit nur schwer nachweisen.

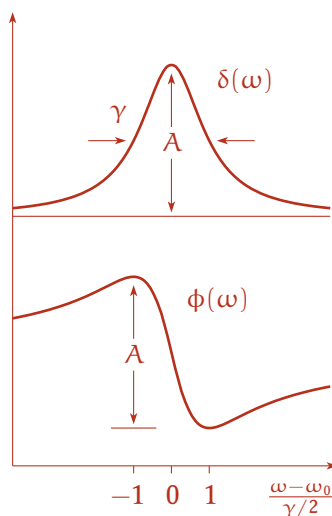
Um schwächere Absorptionssignale messen zu können, benötigt man ein Messverfahren ohne Einflüsse des Hintergrundes, das nur innerhalb einer (schmalen) Absorptionslinie ein Signal liefert. Eine solche Methode ist die *optische Frequenzmodulationsspektroskopie* (*optische FM-Spektroskopie*). Sie hat zudem den Vorteil, dass zusätzlich zu der Absorptionslinie auch das zugehörige Dispersionssignal

FM: hintergrundfrei

Kramers-Kronig-Relationen

(Veränderung des Brechungsindex) geliefert wird. Die Absorption einer Lichtwelle und ihre durch den Brechungsindex bestimmte optische Phasenverschiebung beim Durchtritt durch das absorbierende Medium werden durch den Imaginär- bzw. den Realteil der komplexen elektrischen Suszeptibilität des Mediums beschrieben und sind gemäß den Kramers-Kronig-Relationen untrennbar miteinander verknüpft. Dennoch gibt es außer der FM-Spektroskopie kaum Messmethoden, mit denen man die beiden physikalischen Größen auf einfache Weise gleichzeitig messen kann.

1.2 Absorption und Dispersion



Die linke Abbildung zeigt den (Amplituden-)Absorptionskoeffizienten $\delta(\omega)$ und die zugehörige optische Phasenverschiebung $\phi(\omega)$ für eine lorentzförmige Absorptionslinie als Funktion der optischen Kreisfrequenz ω . ω_0 ist die Mittenposition der Linie, γ ihre Halbwertsbreite (FWHM; *Full Width at Half-Maximum*), und A der Wert am Maximum.

Die komplexe Suszeptibilität einer lorentzförmigen Linie hat die Form

$$\tilde{\chi}(\omega) = \phi(\omega) + i\delta(\omega) = -A \frac{\gamma/2}{\omega - \omega_0 + i\gamma/2}. \quad (1.3)$$

Ihr Real- und Imaginärteil lauten

$$\phi(\omega) = -A \frac{\gamma/2 (\omega - \omega_0)}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2/4} \quad (1.4)$$

$$\delta(\omega) = A \frac{\gamma^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2/4}. \quad (1.5)$$

Beachten Sie die anomale Dispersion im Bereich der Absorptionslinie.

Zum Schluss eine Anmerkung: Die Verknüpfung von $\phi(\omega)$ und $\delta(\omega)$ mittels der Kramers-Kronig-Relationen ist nur für Absorptionslinien gültig, die nicht leistungsverbreitert sind. Wenn die Linie bei hohen Lichtintensitäten eine Leistungsverbreiterung erfährt, d. h., durch starke Wechselwirkung mit dem Lichtfeld künstlich verbreitert wird, stellt die absorbierende Probe kein ungestörtes, passives System mehr dar. Die mathematischen Voraussetzungen für die Gültigkeit der Kramers-Kronig-Relationen sind in diesem Fall nicht erfüllt. Details werden in der Literaturstelle 8 beschrieben.

2 Fundamentale Rauschquellen in der Laserspektroskopie

Wir betrachten ein einfaches spektroskopisches Experiment, bei dem Laserstrahlung eine absorbierende Probe durchläuft und das transmittierte Licht mit einer Photodiode nachgewiesen wird. Hier treten hauptsächlich drei Rauschquellen auf: Quantenrauschen, thermisches Rauschen des Detektors und technisches Laserrauschen.

2.1 Quantenrauschen (Schrotrauschen, “Shot noise”)

Diese Rauschquelle hat ihren Ursprung in der Quantisierung bzw. Teilchennatur des Lichtes. Aus statistischen Gründen ist es daher prinzipiell unmöglich, eine völlig konstante Lichtintensität zu erzeugen, sondern die Anzahl der Photonen, die pro Zeiteinheit auf den Detektor fallen, ist statistischen Schwankungen unterworfen, die proportional zur Wurzel aus dem Mittelwert sind. Für das mittlere Quadrat des Rauschstromes gilt:

$$i_Q^2 = 2 e i_{ph} \Delta\nu = \frac{2 e^2 \beta_D}{h c} \lambda P \Delta\nu \quad (2.1)$$

mit

- e : Elementarladung
- i_{ph} : Photostrom des Detektors
- $\Delta\nu$: Detektionsbandbreite (= Kehrwert der Mittelungszeit)
- β_D : Quantenausbeute (= Nachweiswahrscheinlichkeit) des Detektors
- λ : Lichtwellenlänge
- P : Lichtleistung
- h : Plancksches Wirkungsquantum
- c : Lichtgeschwindigkeit.

Das Quantenrauschen hat eine fundamentale physikalische Ursache, die unmittelbar mit dem Messvorgang verknüpft ist. Es kann daher im Gegensatz zu den beiden anderen Rauschquellen nicht eliminiert werden und legt die unterste Nachweisgrenze jedes optischen Experimentes fest. Bei empfindlichen Messungen schwacher Signale versucht man stets, dieser Grenze möglichst nahe zu kommen (“*shot-noise-limited measurements*”).

2.2 Thermisches Rauschen (Johnson- oder Nyquist-Rauschen) der Photodiode

Das thermische Rauschen entsteht durch die thermische Bewegung der Elektronen in der Photodiode und ist unabhängig von der Leistung des einfallenden Lichtes. Die thermische Rauschleistung beträgt

$$P_T = 4 k_B T \Delta\nu, \quad (2.2)$$

wobei k_B der Boltzmann-Faktor und T die absolute Temperatur ist. Es kann durch Kühlen der Diode verringert werden. Wenn R_D den

effektiven ohmschen Widerstand des Photodetektors bezeichnet, beträgt das mittlere Quadrat der Rauschspannung an seinem Ausgang

$$U_T^2 = 4 k_B T R_D \Delta \nu. \quad (2.3)$$

theoretischer vs.
gemessener Rauschpegel

Beachten Sie jedoch: Zur Impedanzanpassung ist die Photodiode einem ohmschen Widerstand von $R_D = 50 \, \Omega$ parallel geschaltet. Ebenso betragen auch die Ein- und Ausgangsimpedanz des nachgeschalteten Hochfrequenz-Verstärkers sowie der Eingangswiderstand aller HF-Messgeräte (z. B. eines Spektrumanalysators) $50 \, \Omega$. Dadurch ist die gemessene Rauschspannung um den Faktor 2 und die gemessene Rauschleistung um den Faktor 4 (oder 6 dBm) niedriger als nach Gl. (2.2) bzw. (2.3).

weißes Rauschen

Die Amplitude von Quanten- und thermischem Rauschen hängt nicht von der Messfrequenz ab. Man spricht in diesem Fall von "weißem Rauschen".

2.3 Technisches Laserrauschen

Techn. Laserrauschen:
niederfrequent

Aufgrund ihrer Funktionsweise treten bei Lasern häufig zusätzliche Fluktuationen der Lichtleistung auf, die "technisch" bedingt sind, d. h. ihre Ursache nicht in fundamentalen Naturgesetzen haben. Das können z. B. kleinste Bewegungen oder Schwingungen der Laserspiegel relativ zueinander oder zum verstärkenden Medium sein (Mikrofonie-Effekte), bei Gaslasern zusätzlich Instabilitäten der Plasmaentladung und bei Farbstofflasern Turbulenzen in der Farbstofflösung. Im Gegensatz zu Quanten- und thermischem Rauschen ist das technische Laserrauschen nicht "weiß", d. h. bei allen Frequenzen gleich stark, sondern es tritt vor allem bei niedrigen Frequenzen (im Hz- bis kHz-Bereich) auf und ist hier oft um mehrere Größenordnungen stärker als die beiden anderen Arten. Oberhalb einiger MHz spielt es dagegen keine Rolle mehr, weil die mechanischen Komponenten des Lasers infolge ihrer Trägheit keine derart schnellen Bewegungen ausführen können. Die Nachweisempfindlichkeit kann daher drastisch erhöht werden, indem man eine hochfrequente Modulationstechnik anwendet.

Eine weitere Rauschquelle, das $1/f$ -Rauschen (Funkelrauschen, gelegentlich als "rosa Rauschen" bezeichnet), tritt bei Photodioden meist nicht in Erscheinung, sondern dominiert das Rauschspektrum bei Punktkontaktdioden, die zum Gleichrichten von Mikrowellensignalen verwendet werden (vgl. FP-Versuch **Elektronenspinresonanz [ESR]**).

3 Prinzip der FM-Technik

3.1 Phasenmodulation von monochromatischem Laserlicht

Ausgangspunkt der FM-Technik ist ein monochromatischer Dauerstrichlaser, der nur in einer einzigen Mode schwingt. Sein elektrisches Lichtfeld wird durch die Gleichung

$$E_1(t) = E_0 \cos(\omega_c t) \quad (3.1)$$

beschrieben, wobei $\omega_c/(2\pi)$ die Laserfrequenz (*“carrier frequency”*) ist. Die Frequenz- oder Phasenmodulation des Lichtes wird in einem elektrooptischen Phasenmodulator durchgeführt. Dieser enthält einen oder mehrere optisch nichtlineare Kristalle, die den linearen elektrooptischen Effekt (Pockels-Effekt) zeigen, deren Brechungsindex sich also bei Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes linear mit der Feldstärke verändert. Ein elektrisches Hochfrequenzfeld bewirkt daher eine periodische Änderung des Brechungsindex (und damit der effektiven optischen Weglänge) im Takt der Hochfrequenzwelle. Hinter dem Modulator lautet der Ausdruck für das Laserfeld

$$E_2(t) = E_0 \cos[\omega_c t + M \cos(\omega_m t)]. \quad (3.2)$$

Darin bezeichnet $\omega_m/(2\pi)$ die Modulationsfrequenz, die meist zwischen einigen MHz und einigen GHz liegt, und M den Modulationsindex; dieser ist ein Maß für den *“Phasenhub”* der Modulation und hängt von der HF-Feldstärke ab. Beachten Sie, dass nach Gl. (3.2) die Lichtamplitude konstant bleibt, also nicht moduliert wird.

Da $\cos[M \cos(\omega_m t)]$ eine periodische Funktion ist, lässt sich Gl. (3.2) als Fourier-Reihe darstellen,

$$E_2(t) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(M) \cos[(\omega_c + n\omega_m) t], \quad (3.3)$$

wobei J_n die Bessel-Funktionen 1. Gattung und n-ter Ordnung sind. Die Phasenmodulation äußert sich also darin, dass zusätzlich zur ursprünglichen Laserfrequenz Seitenlinien entstehen, deren Frequenzen genau um ganzzahlige Vielfache der Modulationsfrequenz höher oder niedriger liegen. Das ist vollständig analog zur Frequenzmodulation von Rundfunkwellen, wie sie etwa bei der UKW-Übertragung angewandt wird. Man bezeichnet diese Technik daher auch als Seitenbandenmodulation des Laserlichtes.

Im Folgenden beschränken wir uns auf den Grenzfall kleiner Modulationsindizes ($M \ll 1$). In diesem Fall hat die zentrale Linie bei der Trägerfrequenz ω_c noch nahezu die ursprüngliche Amplitude E_0 , die beiden Seitenbanden erster Ordnung sind klein mit Amplituden $\pm E_0 M/2$, und alle höheren Seitenbanden sind vernachlässigbar. Es gilt also

$$E_2(t) \approx E_0 \left\{ \cos(\omega_c t) + \frac{M}{2} \cos[(\omega_c + \omega_m) t] - \frac{M}{2} \cos[(\omega_c - \omega_m) t] \right\}. \quad (3.4)$$

Träger- und Seitenlinien

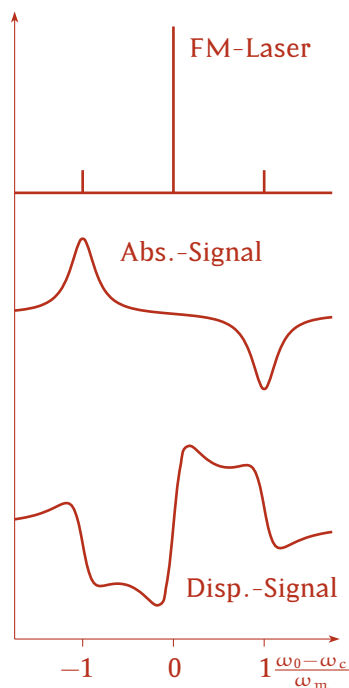
analog UKW-Rundfunk

Wenn solches phasenmoduliertes Licht auf einen Photodetektor fällt, erzeugt jede der Seitenbanden mit der Trägerlinie eine Schwebung der Frequenz ω_m . Die beiden Schwebungen haben gleiche Amplituden und sind um 180° phasenverschoben [unterschiedliche Vorzeichen in Gl. (3.4)!]. Sie löschen sich daher aus: der Photodetektor liefert nur ein Gleichstromsignal, aber kein Signal bei der Modulationsfrequenz ω_m . Darin äußert sich die bereits an Hand von Gl. (3.2) erwähnte Tatsache, dass rein phasenmoduliertes Licht keine Amplitudenmodulation aufweist. (Photodetektoren registrieren nur die Intensität bzw. Leistung, nicht aber die Phase des auftretenden Lichtes!)

3.2 Absorption und Demodulation von phasenmoduliertem Licht

Die Situation ändert sich, wenn auf dem Weg zwischen Modulator und Detektor eine Probe mit einer schmalen Absorptionslinie im Strahlengang steht. Wenn z. B. die positive Seitenbande durch die Absorptionslinie abgeschwächt wird und die negative nicht, überwiegt die negative Schwebung gegenüber der positiven, und der Detektor liefert ein Wechselstromsignal der Kreisfrequenz ω_m .

3.2.1 Signalformen



Wir untersuchen die bei der FM-Spektroskopie auftretenden Signalformen. Hierzu nehmen wir an, dass die Probe im Strahlengang eine schmale durchstimmbare Absorptionslinie (Mittenfrequenz ω_0) enthält (oder, äquivalent dazu, jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen, dass die Absorptionslinie festliegt und statt dessen die Laserfrequenz mit den Seitenlinien durchgestimmt werden kann). Wenn sich die Absorptionslinie von niedrigeren zu höheren Frequenzen verschiebt, schwächt sie zuerst die negative Seitenbande bei $\omega_c - \omega_m$, dann die Trägerlinie bei ω_c und schließlich die positive Seitenbande bei $\omega_c + \omega_m$ ab (vgl. Abbildung links).

Im ersten Fall misst der Photodetektor ein Schwebungssignal mit positivem, im dritten Fall mit negativem Vorzeichen. Wenn die Linie in Resonanz mit der Trägerfrequenz ist, werden beide Schwebungen gleich stark abgeschwächt, so dass kein HF-Signal entsteht. Die hochfrequente Photostrom-Komponente enthält also zwei Abbilder der Absorptionslinie, ein positives und ein negatives, im Frequenzabstand $2\omega_m$. Der mittlere Graph der Abbildung zeigt die Situation für eine lorentzförmige Absorptionslinie der Breite $\gamma = \omega_m/3$.

Daneben hat auch die Variation des Brechungsindex der Probe einen Einfluss auf das phasenmodulierte Licht. Sie bewirkt eine Phasenverschiebung der drei Lichtwellen zueinander und führt damit ebenfalls zu einem hochfrequenten Photostromsignal im Detektor. Die Rechnung zeigt, dass dieses gegenüber dem Absorptionssignal um 90° phasenverschoben ist und aus drei Abbildern der optischen Dispersionslinie besteht: die beiden Seitenbanden liefern je ein positives und die Trägerlinie ein negatives Abbild mit der doppelten Amplitude (untere Kurve). Insgesamt registriert der Photodetektor im Grenzfall schwacher Absorptionslinien also folgendes Lichtsignal:

$$I(t) = I_0 \exp(-2\delta_0) [1 + (\delta_{-1} - \delta_1) M \cos(\omega_m t) + (\phi_{-1} + \phi_1 - 2\phi_0) M \sin(\omega_m t)] \quad (3.5)$$

Darin beschreibt der \cos -Term das Absorptions- und der \sin -Term das Dispersionssignal. Der Vorfaktor $\exp(-2\delta_0)$ trägt der mittleren Abschwächung des Lichtes in der Probe Rechnung. δ_{-1} , δ_1 und δ_0 sind die Amplituden-Absorptionskoeffizienten der Probe für die negative und die positive FM-Seitenbande sowie die Trägerlinie. Entsprechend bezeichnen ϕ_{-1} , ϕ_1 und ϕ_0 die Phasenverschiebungen, die die drei Linien beim Durchgang durch die Probe erfahren. Ohne absorbierende Probe verschwinden die hochfrequenten Signalkomponenten, so dass die Methode hintergrundfrei arbeitet.

Beachten Sie, dass in Gl. (3.5) die Absorptionskoeffizienten δ_{-1} und δ_1 für die *Amplitude* (d. h., die elektrische Licht-Feldstärke) der beiden Seitenlinien auftreten, obwohl die Gleichung die vom Detektor registrierte *Lichtintensität* (bzw. -leistung) beschreibt. Der Grund besteht darin, dass der Kosinus-Term in Gl. (3.5) die Schwebungssignale zwischen jeweils einer Seitenlinie und der optischen Trägerlinie darstellt. Analog gilt dies für den Sinus-Term, der die Dispersionskoeffizienten enthält. Die Tatsache, dass auch er Schwebungssignale beschreibt, ist die physikalische Grundlage dafür, dass die Frequenzmodulationstechnik optische Phasenverschiebungen registrieren kann.

3.2.2 Signalstärke

Die δ_n hängen mit den Werten OD_n der optischen Dichte gemäß

$$\delta_n = \frac{\ln 10}{2} OD_n \quad (3.6)$$

zusammen, und die ϕ_n ergeben sich aus den zugehörigen Brechungsindizes η_n

$$\phi_n = 2\pi \frac{L}{\lambda} \eta_n, \quad (3.7)$$

wobei L wieder die Probendicke und λ die Laserwellenlänge (in Luft) ist. Aus Gl. (3.5), (3.6) und (3.7) lässt sich die Stärke des hochfrequenten Wechselstromes berechnen, den eine Absorptionslinie der optischen Dichte OD im Photodetektor hervorruft. Wir nehmen an, dass das Maximum der Linie bei der negativen FM-Seitenbande liegt und schmal gegenüber der Modulationsfrequenz ω_m ist. Dann gilt: $\delta_{-1} = (\ln 10/2) OD$, $\delta_0 = \delta_1 = \phi_{-1} = \phi_0 = \phi_1 = 0$. Das zeitlich gemittelte Quadrat des hochfrequenten Photostromsignales beträgt

$$i_s^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{e \beta_D}{h c} \lambda P M \frac{\ln 10}{2} OD \right)^2. \quad (3.8)$$

Darin bezeichnet P wiederum die auf den Detektor fallende Lichtleistung und β_D dessen Quantenausbeute. Der Vorfaktor $1/2$ stammt von der zeitlichen Mittelung der \cos^2 -Funktion. Weitere Einzelheiten werden in der Originalliteratur beschrieben.

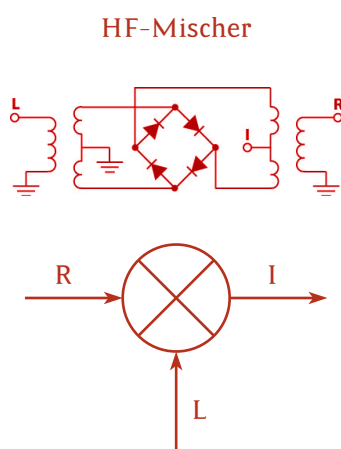
Beachten Sie auch hier: Wenn der hochfrequente Photostrom mit einem Messgerät mit 50Ω -Impedanzanpassung (z. B. einem Spektrumanalysator) gemessen wird, erscheint er um den Faktor 2 (bzw. i_s^2 um den Faktor 4) kleiner als nach Gl. (3.8). Gemäß der Diskussion auf S. 7 liegt das daran, dass sowohl die Ausgangsimpedanz der Photodiode (bzw. des ihr nachgeschalteten HF-Verstärkers) als auch die

Eingangsimpedanz des Messgerätes $50 \, \Omega$ beträgt. Der gemessene Wert von i_S^2 beträgt also

$$i_{S, \text{mess}}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{e \beta_D}{2 h c} \lambda P M \frac{\ln 10}{2} OD \right)^2. \quad (3.9)$$

3.2.3 Demodulation

Aus dem durch Gl. (3.5) beschriebenen Photostromsignal wird die DC-Komponente herausgefiltert; der Rest wird verstärkt und in einem Hochfrequenz-Mischer phasenempfindlich gleichgerichtet. Der HF-Mischer ist ein analoges elektronisches Bauteil, das mit Hilfe eines Diodenquartetts das Produkt zweier HF-Signale bildet. Die Abbildung links zeigt den Aufbau (oben) und das Prinzipschaltbild eines Mixers. Das verstärkte HF-Signal des Photodetektors wird in den Signaleingang R oder RF (*“radio frequency”*) eingespeist, während ein Teil der vom HF-Generator gelieferten Hochfrequenzwelle mit einer Phasendifferenz α am Referenzeingang L oder LO (*“local oscillator”*) anliegt:



$$B_{\text{ref}}(t) = B_0 \cos(\omega_m t - \alpha). \quad (3.10)$$

Die Amplitude B_0 ist, dem Mischer-Typ entsprechend, so zu wählen, dass seine Dioden voll durchschalten, ohne zu übersteuern. Die gebräuchlichsten Kleinsignal-Mischer verlangen einen Pegel der Referenzwelle (in Leistungseinheiten) von +7 dBm. Der Ausgang I oder IF (*“intermediate frequency”*) liefert dann eine Gleichspannung, die von der Signalamplitude sowie der Phasenlage α der Referenzwelle abhängt:

$$I_{\text{IF}}(\alpha) = \alpha I_0 M \exp(-2\delta_0) [(\delta_{-1} - \delta_1) \cos \alpha + (\phi_{-1} + \phi_1 - 2\phi_0) \sin \alpha]. \quad (3.11)$$

Der Vorfaktor α beschreibt die Konversionsverluste des Mixers; sie liegen üblicherweise zwischen 5 und 7 dB. Die zusätzlich bei der Produktbildung entstehende Hochfrequenzkomponente mit der Frequenz $2\omega_m$ wird in einem nachfolgenden Niederfrequenzverstärker mit der Bandbreite 10 kHz abgeblockt und nicht weiter verwendet.

Wenn — wie hier — an den Eingängen R und L die selbe Frequenz anliegt, arbeitet der Mischer als phasenempfindlicher Gleichrichter, ähnlich einem Lock-In-Verstärker. Durch Einstellen der Phase α der Referenzwelle kann man Absorptions- bzw. Dispersionssignal der Probe auswählen.

3.3 Residual Amplitude Modulation (RAM)

Abschließend sei erwähnt, dass in vielen realen Phasenmodulatoren zusammen mit der (erwünschten) Frequenzmodulation eine schwache (unerwünschte) Amplitudenmodulation stattfindet, die auch ohne Absorption des modulierten Lichtes zu einem Signalhintergrund führt und die Empfindlichkeit der FM-Methode verringert. Dieser Effekt, den man als RAM (*“Residual Amplitude Modulation”*) bezeichnet, ist nicht in allen Einzelheiten verstanden. Man kann ihn aber mit Hilfe geschickter experimenteller Techniken eliminieren, von denen wir eine kennenlernen und anwenden werden.

4 Aufbau der Apparatur

4.1 Blockschaltbild

Abbildung 4.1 zeigt das Blockschaltbild der Versuchsanordnung. Als Lichtquelle dient ein thermisch stabilisierter Einmoden-HeNe-Laser mit einer Wellenlänge von 632,8 nm (in Luft) und einer Lichtleistung von knapp einem Milliwatt. In seinem Resonator schwingen zwei longitudinale Moden mit zueinander senkrechter Polarisation an, von denen eine mittels eines Polarisators selektiert wird. Die Länge des Resonators wird mit einer geregelten Heizung so genau konstant gehalten, dass sich die Frequenz um maximal ± 1 MHz innerhalb eines Fünf-Minuten-Intervalles verändert.

4.2 Optische Frequenzmodulation

Das linear polarisierte Laserlicht wird in einen elektrooptischen Phasenmodulator fokussiert, in dem zwei LiTaO₃-Kristalle hintereinander angeordnet sind. LiTaO₃ ist ein doppelbrechender und optisch nichtlinearer Kristall, der für die außerordentliche (e-) Lichtwelle einen starken Pockels-Effekt aufweist; der Brechungsindex n_e ändert sich bei Anlegen eines elektrischen Feldes von 1 V/m um $1,58 \cdot 10^{-10}$. Die ordentliche (o-) Welle wird hingegen nicht beeinflusst. Damit eine maximale Modulation des Laserlichtes erreicht wird, muss es den Modulator folglich als e-Welle durchlaufen. Das ist der Fall, wenn die Polarisationssebene in der Praktikumsanordnung senkrecht zur Tischoberfläche steht.

Die elektrische Hochfrequenzwelle wird von einem Präzisions-HF-Generator ("Synthesizer") geliefert, von dessen Ausgangssignal ein kleiner Teil (−15 dB) mit einem Richtkoppler RK abgetrennt wird. Dieser Teil wird mit einem Breitband-HF-Leistungsverstärker (LV) auf ca. 3 Watt verstärkt und mittels eines Koaxialkabels in den Modulator eingespeist. Im Modulator sind die beiden Elektroden und die dazwischen liegenden LiTaO₃-Kristalle als Wellenleiter gefertigt, so dass die HF-Welle und die Lichtwelle parallel und mit der gleichen Phasengeschwindigkeit laufen und damit die gesamte Länge beider Kristalle als Wechselwirkungslänge zur Verfügung steht. Am anderen Ende des Modulators wird die HF-Welle in einem Leistungswiderstand absorbiert und vollständig in Wärme umgewandelt. Aufgrund der Wellenleiteranordnung mit Impedanzanpassung (50 Ω) ist der Phasenmodulator für Modulationsfrequenzen bis über 1 GHz verwendbar.

4.3 Fabry-Perot-Etalon als Referenzsignalquelle

Das frequenzmodulierte Laserlicht trifft auf ein konfokales Fabry-Perot-Etalon, dessen vorderer Spiegel mittels einer Piezokeramik empfindlich verstellt werden kann, und wird von dort unter einem Winkel von weniger als einem Grad zurück reflektiert. Das Etalon

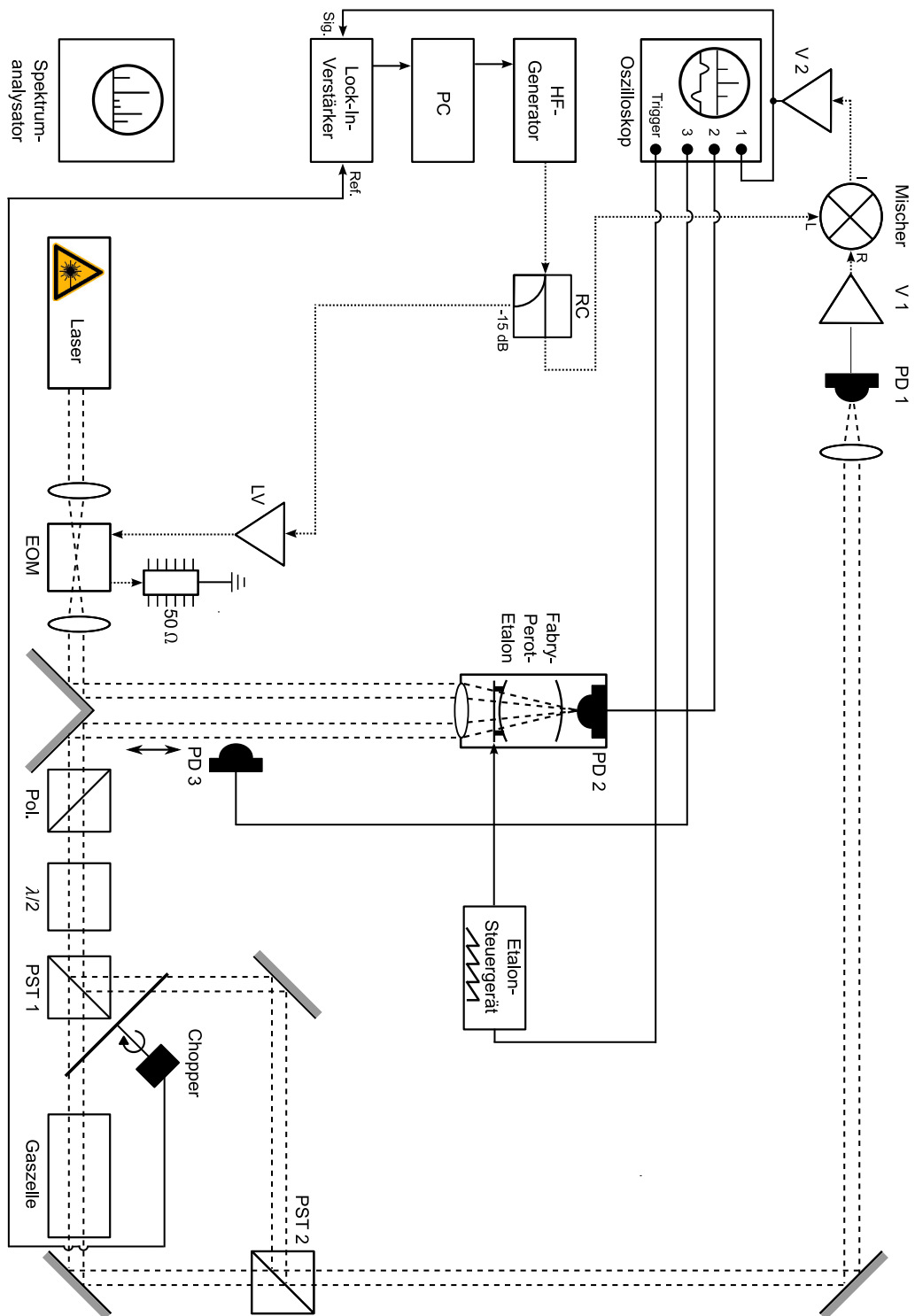


Abbildung 4.1: Aufbau der Versuchsapparatur zur Messung dopplerverbreiterter Absorptionslinien von Jod- und Brom-Dampf. Hochfrequenzkabel (Typ RG 400) sind punktiert gezeichnet, BNC-Kabel durchgezogen. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den Lichtweg. Details werden im Text beschrieben.

dient als "Spiegel mit durchstimmbarer schmaler Absorptionslinie". Im Bereich einer Resonanz wird ein kleiner Teil des Lichtes vom Etalon durchgelassen und von der im Etalongehäuse angeordneten Photodiode PD 2 registriert. Die Intensität des reflektierten Lichtes sinkt dadurch ab. Außerhalb der Resonanzen reflektiert das Etalon das einfallende Licht dagegen nahezu vollständig. Das Steuergerät des Etalons liefert eine Sägezahnspannung für die Piezoelemente des vorderen Etalonspiegels mit einer Frequenz von ca. 100 Hz und variabler Amplitude, so dass die Etalonresonanz kontinuierlich durchfahren und die entstehenden Signale auf einem Oszilloskop beobachtet werden können. Mit Hilfe einer variablen Offset-Spannung lässt sich die Resonanz genau auf den mit der Sägezahnspannung durchfahrenen Bereich einstellen. Eine weitere Photodiode (PD 3) steht zur Verfügung, um das vom Etalon reflektierte Licht unmittelbar (also nicht mit FM-Detektion) zu analysieren. Die Etalonresonanz erscheint hierbei wie in einem herkömmlichen Absorptionsspektrum als Einbruch in einem Signalhintergrund. Während der eigentlichen FM-Messungen wird PD 3 aus dem Strahlengang entfernt.

Bei den FM-Messungen wird das Licht von einer schnellen Photodiode (PD 1) detektiert, deren hochfrequente Signalkomponente in einem rauscharmen HF-Vorverstärker (V 1) um 55 dB verstärkt und anschließend im Mischer demoduliert wird. Als Referenzsignal oder Lokalszillator L des Mischers dient der Hauptteil der vom HF-Generator gelieferten Hochfrequenzwelle. Das niederfrequente Ausgangssignal des Mischers wird nochmals verstärkt (V 2) und ebenfalls auf dem Oszilloskop dargestellt. Die obere Grenzfrequenz von V 2 beträgt 10 kHz, sein Eingangswiderstand 50 Ω und der Faktor der Spannungsverstärkung 31,5 (unter Berücksichtigung des Abschwächers am Oszilloskopeingang). Das hochfrequente Ausgangssignal von V 1 kann anstelle der Demodulation auch mit einem elektronischen Spektrumanalysator untersucht oder — im Frequenzbereich bis ca. 200 MHz — unmittelbar mit dem Oszilloskop beobachtet werden. Mit Hilfe des Spektrumanalysators lässt sich das Signal-Rausch-Verhältnis einfach messen.

In den Strahlengang zwischen dem Fabry-Perot-Etalon und der Photodiode PD 1 können Glaszylinder mit Jod- oder Bromdampf gestellt werden. Beide Gase besitzen in der Nähe der Laserfrequenz jeweils eine schwache Übergangslinie, deren Absorptions- und Dispersionssignal ausgemessen werden sollen. Da die Gaslinien im Gegensatz zur Etalonresonanz nicht durchgestimmt werden können und da auch die Laserfrequenz festliegt, muss zu diesem Zweck die Modulationsfrequenz ω_m und damit der Abstand der Seitenbanden von der Trägerlinie verändert werden, so dass die Gaslinien Punkt für Punkt aufgenommen werden können. Dabei fährt eine Seitenbande über die Gaslinie, während die andere sich durch einen leeren Teil des Spektrums bewegt. Die Phasenlage des FM-Signales lässt sich jeweils mit Hilfe der Etalonresonanz kontrollieren. Die Phasendifferenz zwischen R- und L-Signal verändert sich kontinuierlich mit ω_m , weil die beiden Signale zwischen Richtkoppler RK und Mischer unterschiedlich lange Wege zurücklegen müssen. Für bestimmte Modulationsfrequenzen wird somit das Absorptionssignal, für andere das Dispersionssignal der Gaslinien gemessen.

4.4 Zweistrahltechnik und sekundäre Niederfrequenzmodulation

Die Höhe des FM-Signales beim Ausmessen der Gaslinien wird mit einem Lock-In-Verstärker bestimmt. Die einzustellenden Hochfrequenzwerte $\omega_m/(2\pi)$ werden vom Messprogramm eines PC vorgegeben, das auch die zugehörigen Signale des Lock-In-Verstärkers ausliest. Das Referenzsignal des Lock-In wird von einem mechanischen Lichtunterbrecherrad ("Chopper") geliefert, das den Lichtweg mit einer Frequenz von ca. 2 kHz zwischen dem Weg durch die Gaszelle und einem genau gleich langen Umweg hin und her schaltet. Dadurch registriert der Lock-In-Verstärker nur das FM-Signal durch die Absorption und Dispersion der Gaszelle, und alle sonstigen Signalkomponenten (insbesondere das Etalon-Signal und ggf. RAM, aber auch eine mit ω_m variierende Offset-Spannung am Mischerausgang), die in beiden Lichtpfaden enthalten sind, werden unterdrückt.

Die Lichtleistung in den beiden Pfaden muss hierzu mit einem $\lambda/2$ -Plättchen und dem polarisierenden Strahlteiler PST 1 auf exakt gleiche Werte eingestellt werden. PST 1 hat den Effekt, dass das Licht, das durch die Gaszelle läuft, horizontal und das Licht im Umwegpfad vertikal polarisiert ist. Das $\lambda/2$ -Plättchen dreht die Polarisations Ebene von linear polarisiertem Licht um das Doppelte des Winkels, der zwischen der Polarisations Ebene des einfallenden Lichtes und seiner optischen Achse liegt. Durch Drehen des Plättchens kann so die Lichtleistung beliebig auf die beiden Pfade aufgeteilt werden. Der Polarisator vor dem $\lambda/2$ -Plättchen dient dazu, eine saubere vertikale Polarisation des vom Etalon zurück reflektierten Lichtes zu gewährleisten, da durch die Vielfachreflexionen an seinen Spiegeln im Bereich der Resonanz eine leichte Depolarisation erfolgen kann. Der zweite polarisierende Strahlteiler PST 2 führt die Lichtpfade wieder zusammen und ermöglicht es, dass beide Teilbündel auf Grund ihrer um 90° verdrehten Polarisations Ebenen nahezu vollständig zum Detektor geführt werden.

Eine sekundäre Niederfrequenz-Modulation wird häufig beim Einsatz von Hochfrequenz-Mischern durchgeführt, um deren Offset-Spannung im Messsignal zu unterdrücken. Sie ist hier nur bei der computergesteuerten Aufnahme der Jod- und der Bromlinie erforderlich und hat den zusätzlichen Effekt, das Etalon-Signal (und ggf. RAM) zu eliminieren. Die Amplitude des Etalon-Signales selbst (Spitze-Spitze) können Sie dagegen unmittelbar am Oszilloskop ablesen, wobei die Offset-Spannung keine Rolle spielt. Bei der Messung des Etalon-Signales übernimmt das periodische Durchstimmen des Spiegelabstandes durch das Steuergerät (und die dazu parallele Triggerung des Oszilloskopes) gewissermaßen die Rolle der Niederfrequenz-Modulation.

Neben der Jod- und der Bromzelle ist ein evakuierter Glaszylinder (Aufschrift "Vakuum") vorhanden, der dazu dient, die beiden Lichtpfade auf genau gleiche Länge einzustellen. Da diese Justierung etwas langwierig sein kann, wird sie im Praktikumsversuch nicht durchgeführt. Die Vakuumzelle wird also im Versuch nicht benötigt.

Durch den Einsatz von Chopper und Lock-In-Verstärker wird die Messanordnung bei der Aufnahme der Gaslinien zu einem Doppelmodulations-Verfahren.

5 Versuchsdurchführung

5.1 Allgemeine Hinweise

Der Betreuer schaltet die Geräte rechtzeitig vor Versuchsbeginn ein, damit sie ihre Gleichgewichtstemperatur erreichen. Dies ist insbesondere für den Laser wichtig, dessen Wellenlänge über die Temperaturregelung des Resonators konstant gehalten wird. Der Laser benötigt ca. 40 Minuten Aufwärmzeit, bis er stabil und ohne Wellenlängendrift läuft. Schalten Sie daher den Laser (und auch den HF-Generator) nicht vor Versuchsende aus.

Vermeiden Sie starke Zugluft im Praktikumsraum, und berühren Sie den Laserkopf nicht mit gut wärmeleitenden Gegenständen. In beiden Fällen kann aufgrund der Wärmeableitung die Regelelektronik überfordert werden.

HF-Generator: +9 dBm

Stellen Sie die Ausgangsleistung des HF-Generators auf **+9 dBm** ein, und entfernen Sie keinesfalls den 5-dB-Abschwächer zwischen HF-Richtkoppler und Leistungsverstärker. Damit ist sichergestellt, dass einerseits der Mischer das erforderliche Referenzsignal von +7 dBm am L-Eingang erhält, andererseits aber Verstärker, Modulator und Abschlusswiderstand nicht überlastet werden.

Schalten Sie, bevor Sie Verbindungen der Hochfrequenzkabel lösen, den Signalausgang des HF-Generators mit der Taste **CARR ON-OFF** ab. Dadurch wird verhindert, dass an freien Kabelenden Rückreflexionen der HF-Welle auftreten.

Achten Sie darauf, dass die Modulation des HF-Generators ausgeschaltet ist (Anzeige **Modulation DISABLED** im Hauptmenü). Schalten Sie sie gegebenenfalls mit der Taste **MOD ON-OFF** ab.

Achten Sie beim Justieren der Optik darauf, dass der Laserstrahl alle Komponenten glatt durchläuft, ohne verzerrt oder am Rand abgeschnitten zu werden. Vermeiden Sie aber ebenso, dass er auf irgendeine optische Oberfläche genau senkrecht auftrifft, damit der entstehende Reflex nicht im Strahl selbst zurückläuft. In diesem Fall reagiert einerseits das FM-Signal aufgrund interferometrischer Effekte extrem empfindlich auf (kaum zu vermeidende) kleinste Schwingungen der Granitplatte. Außerdem verändern Rückreflexionen in den Laserresonator die Amplitude der stehenden Lichtwelle, was dazu führt, dass die Regelelektronik des Lasers Schwierigkeiten hat, die Wellenlänge konstant zu halten. Rückreflexionen treten besonders häufig am Fabry-Perot-Etalon und am Detektor PD 1 auf!

Laserschutz



<p>Vorsicht beim Umgang mit Laserstrahlung! Nie direkt in den Strahl schauen! Auch reflektiertes Laserlicht kann für die Netzhaut schädlich sein.</p>
--

5.2 Messprogramm

5.2.1 Vorarbeiten

Machen Sie sich mit der Apparatur und ihrer Funktionsweise vertraut. Justieren Sie das Etalon so, dass Sie ein starkes und symmetrisches Signal erhalten, das unempfindlich gegenüber Erschütterungen der Granitplatte ist. Beobachten Sie hierzu gleichzeitig das transmittierte Signal (PD 2) und das FM-Signal des Etalons (Modulationsfrequenz $\omega_m/(2\pi) \approx 100$ MHz). Wenn Sie eine geeignete Justage gefunden haben, verändern Sie diese bis zum Ende des Versuchstages nicht mehr!

Stellen Sie die Jodzelle in den Strahlengang. Für alle weiteren Messungen sollte vorab vom Betreuer bei eingesetzter Jodzelle, laufendem Chopper und einer niedrigen Modulationsfrequenz ($\omega_m/(2\pi) \approx 50$ MHz) überprüft werden, ob in den beiden Strahlengängen hinter dem Chopper die gleiche Lichtleistung vorliegt. Außerdem soll die Höhe des Choppers so justiert werden, dass er die beiden Pfade genau gegenphasig moduliert. Als dritter Punkt sollte bei einer hohen Modulationsfrequenz nahe 1350 MHz (warum?) sichergestellt werden, dass die beiden Lichtpfade exakt gleich lang sind. Dies ist am genauesten an Hand einer reinen Absorptionsphase zu erkennen: das Etalonsignal muss an der Trägerlinie in beiden Pfaden eben verlaufen. Nach diesen Vorarbeiten ist der Chopper wieder auszuschalten und das Chopperrad so einzustellen, dass der Strahl durch die Jodzelle abgeblockt wird und nur der Umwegstrahl auf den Detektor PD 1 fällt. Behalten Sie diese Stellung des Chopperrades bis Punkt 5.2.7 bei!

5.2.2 Freier Spektralbereich des Etalons

Bestimmen Sie den Freien Spektralbereich (FSR) des Etalons. Das ist mit Hilfe der FM-Seitenlinien sehr genau möglich. Beobachten Sie zu diesem Zweck das transmittierte Signal (PD 2), und stellen Sie ω_m so ein, dass die positive und die negative Seitenlinie zweier benachbarter Resonanzordnungen übereinanderliegen. Dann gilt: $\text{FSR} = 2\omega_m/(2\pi)$. Fehler von FSR?

5.2.3 Finesse des Etalons

Bestimmen Sie für $\omega_m/(2\pi) \approx 50$ MHz die spektrale Breite der Etalonresonanz, indem Sie die Breite des Transmissionssignales (PD 2) messen. Benutzen Sie dazu als Frequenzmarker die beiden Seitenbanden. Welche Finesse ergibt sich daraus unter Berücksichtigung des gemessenen Freien Spektralbereiches (mit Fehler)?

Hinweis: die spektrale Breite der Laserlinie kann vernachlässigt werden.

5.2.4 Modulationsindex

Bestimmen Sie den Modulationsindex M für die Modulationsfrequenzen 50 MHz, 200 MHz, 400 MHz, 600 MHz, 800 MHz, 1000 MHz, 1200 MHz und 1350 MHz. Messen Sie dazu jeweils die Höhe des transmittierten Etalonsignales (PD 2) bei ausgeschalteter HF sowie die Höhe der Seitenbandensignale bei eingeschalteter HF.

5.2.5 Empfindlichkeit und Signal-Rausch-Verhältnis der Apparatur

Messen Sie mit der Photodiode PD 3 bei ausgeschalteter HF das vom Etalon reflektierte Licht, und berechnen Sie aus dem Resonanzeinbruch die effektive optische Dichte OD des Etalons.

Schließen Sie den Ausgang des HF-Vorverstärkers V 1 an das Oszilloskop an (dazu die HF ausschalten, den Mischer vorsichtig ab- und ein geeignetes Hochfrequenz-SMA-Kabel anschrauben, und die HF wieder einschalten). Optimieren Sie die Justage des schnellen Detektors PD 1, und erklären Sie das entstehende Oszillographenbild bei $\omega_m/(2\pi) \approx 100$ MHz. Wie können Sie in diesem Messmodus die spektrale Breite der Etalonresonanz grob bestimmen?

Schalten Sie jetzt den Sweep des Etalons aus (Drehpotentiometer **SWEEP** am Steuergerät ganz nach links drehen). Verändern Sie die Position der Etalonresonanz manuell mit dem Drehpotentiometer **OFFSET**, und beobachten Sie mit der Photodiode PD 1 das auftretende Schwebungssignal für $\omega_m/(2\pi) \leq 200$ MHz zunächst direkt auf dem Oszilloskop. Skizzieren Sie qualitativ den Verlauf der Schwebungsamplitude, wenn Sie die Etalonresonanz über die Laserlinie mit den beiden Seitenbanden hinwegchieben. Vergleichen Sie den Verlauf mit den Signalformen in der dritten Spalte von Literaturstelle [1(b)].

Untersuchen Sie das Ausgangssignal von V 1 mit dem Spektrumanalysator (**Resolution Bandwidth**: 10 kHz, **Video Filter**: 100 Hz). Messen Sie für die Modulationsfrequenzen 50 MHz, 200 MHz, 400 MHz, 600 MHz, 800 MHz, 1000 MHz, 1200 MHz und 1350 MHz die Empfindlichkeit der Apparatur. Regeln Sie dazu jeweils die Etalonresonanz auf eine FM-Seitenlinie ein, und lesen Sie am Spektrumanalysator mit Hilfe des Cursors die Signalthöhe sowie den Rauschpegel ab. Verändert sich der Rauschpegel, wenn Sie den Laserstrahl abblocken?

5.2.6 Konversionsverluste des Mixers

Verbinden Sie den Ausgang von V 1 wieder mit dem Mischer, schalten Sie den Etalon-Sweep ein, und beobachten Sie das FM-Signal des Etalons (evtl. nochmals den Detektor PD 1 nachjustieren). Stellen Sie 8 Modulationsfrequenzen ein, an denen eine reine Absorptionsphase vorliegt und die in der Nähe der in der letzten Messaufgabe gewählten Frequenzen liegen. Lesen Sie für die 8 Frequenzen die Amplitude des Etalonsignales (Basislinie–Spitze) am Oszilloskop ab. Wählen Sie die Amplitude der Sägezahnspannung am Etalon-Steuergerät so niedrig, dass die Signalamplitude nicht künstlich verkleinert wird. (Der NF-Verstärker V 2 hat eine Grenzfrequenz von 10 kHz!) Durch Vergleich der demodulierten mit den nicht demodulierten Signalamplituden können Sie später die Konversionsverluste des Mixers ermitteln (vgl. Abschnitt 6.2).

5.2.7 Absorptions- und Dispersionssignal einer Jod- und einer Bromlinie

$$\frac{\omega_m}{2\pi} \approx 30 \dots 1350 \text{ MHz}$$

Messen Sie zunächst zwischen 30 und 1350 MHz für *alle* Modulationsfrequenzen, bei denen die Absorptionsphase (positiv oder negativ) vorliegt, die Amplitude des Etalonsignales (Spitze–Spitze). *Wichtig*: der erste Messpunkt muss bei einer Modulationsfrequenz von

etwa 30 MHz liegen. Stellen Sie die Amplitude der Sägezahnspannung am Etalon-Steuergerät hinreichend niedrig ein, so dass die Signalamplitude nicht künstlich verkleinert wird (mittleren Drehknopf auf Faktor 0,2 einstellen). Das Chopperrad soll immer noch so eingestellt sein, dass der Strahl durch die Jodzelle abgeblockt wird und nur der Umwegstrahl auf den Detektor PD 1 fällt. Die Spitze-Spitze-Werte des Etalonsignales können Sie direkt am Oszilloskop ablesen, wenn Sie die Taste **Meas** drücken.

Tragen Sie die Signalamplituden zusammen mit den Modulationsfrequenzen in die linke Tabelle des Messprogrammes ein. Zusätzlich müssen Sie für das Signal bei der niedrigsten Modulationsfrequenz eingeben, ob es positiv oder negativ ist. Positiv ist ein Absorptionssignal dann, wenn die linke Komponente nach oben und die rechte nach unten zeigt. Das Vorzeichen der weiteren Absorptionssignale alterniert dann. Notieren Sie die Werte der Modulationsfrequenzen und Signalamplituden auch auf einem Blatt Papier, damit Sie sie im Fall eines Absturzes des Messprogrammes nicht noch einmal messen müssen.

Hinweis: die Schwankungen der Basislinie im Umwegpfad (d. h. ohne Jodzelle) sind auf eine vom Mischer gelieferte Offset-Spannung zurückzuführen, die sich mit der Modulationsfrequenz ändert.

Geben Sie im Programm außerdem die unter 5.2.5 bestimmte effektive optische Dichte der Etalonresonanz ein.

Die Höhe der Dispersionssignale des Etalons brauchen Sie nicht zu messen; sie werden vom Programm automatisch (mit Vorzeichen) ermittelt. Das Programm nimmt dabei die genaue Frequenzposition der Dispersionsphasen in der Mitte zwischen den benachbarten Absorptionsphasen an und interpoliert die Signalthöhe aus der Amplitude dieser Absorptionssignale gemäß der Abbildung auf S. 5 (unter der Annahme, die Etalonresonanz sei lorentzförmig).

Schalten Sie den Chopper ein, und stellen Sie seine Modulationsfrequenz auf ca. 2 kHz ein. Der Chopper sollte vor Messbeginn ca. 5 Minuten lang laufen, damit er seine Frequenz und Phase stabil beibehält. Überprüfen Sie durch vorsichtiges Drehen des $\lambda/2$ -Plättchens bei einer niedrigen Modulationsfrequenz ($\omega_m/(2\pi) \approx 50$ MHz) noch einmal, dass die FM-Signalthöhe des Etalons in beiden Lichtpfaden genau gleich ist. Justieren Sie auch die Höhe des Choppers nach, so dass er die beiden Pfade genau gegenphasig moduliert.

Schalten Sie den Sweep des Etalons mit dem Drehpotentiometer **SWEEP** am Steuergerät aus, und wählen Sie eine hohe Modulationsfrequenz ($\omega_m/(2\pi) \approx 800$ MHz). Stellen Sie die genaue Frequenz so ein, dass die Jodzelle ein *positives* FM-Signal liefert, und führen Sie am Lock-In-Verstärker einen automatischen Phasenabgleich durch. Wählen Sie am Lock-In-Verstärker folgende Einstellungen: Empfindlichkeit: 1 V; Zeitkonstante: 10 ms und im Messprogramm: Startfrequenz: 50 MHz; Endfrequenz: 1350 MHz; Schrittweite: 100 kHz; Mittelungszeit (waiting time): 30 ms. Diskutieren Sie mit dem Betreuer die Gründe für diese Parameterwahl. Nehmen Sie damit das FM-Signal der Jodlinie auf. Auf dem Bildschirm wird oben das Signal und unten sein Absolutwert als Funktion der Modulationsfrequenz angezeigt.

Nach Beendigung der Aufnahme können Sie vom Messprogramm die Absorptions- und die Dispersionswerte der Jodlinie für diejeni-

gen Modulationsfrequenzen, bei denen eine reine Absorptions- bzw. Dispersionsphase vorliegt, mit Hilfe der gemessenen FM-Signale der Etalon-Resonanz berechnen lassen. Überprüfen Sie diese Berechnung für zwei oder drei Absorptionsphasen von Hand. Beachten Sie hierzu die Hinweise zur Auswertung auf S. 22.

Führen Sie die gleiche Messung auch mit der Bromzelle durch. Hier ist die manuelle Überprüfung der Absorptionswerte nicht erforderlich.

6 Hinweise zur Auswertung

6.1 Allgemeines

Geben Sie bitte in Ihrer Ausarbeitung sämtliche bei der Auswertung verwendeten Formeln und Gleichungen an.

6.2 Empfindlichkeit der FM-Apparatur und Konversionsverluste des Mischers

Tragen Sie die in Aufgabe 5.2.5 mit dem Spektrumanalysator gemessenen HF-Leistungswerte für Höhe des Absorptionssignales und Rauschpegel über der Modulationsfrequenz auf. Vergleichen Sie den Rauschpegel mit den theoretischen Werten (siehe Fragen zur Vorbereitung, Nr. 3).

V 2: Spannungsverst. 31,5

Teilen Sie die in Abschnitt 5.2.6 am Oszilloskop abgelesenen (demodulierten) Spannungswerte des Etalonsignales durch die Spannungsverstärkung des NF-Verstärkers V 2 (Faktor 31,5 unter Berücksichtigung des Abschwächers am Oszilloskopeingang, der ein Übersteuern des Lock-In-Verstärkers bei der Aufnahme der Jodlinie verhindert), und berechnen Sie daraus die zugehörigen HF-Leistungswerte am R-Eingang des Mischers. Nehmen Sie zunächst an, dass der Mischer ohne Konversionsverluste arbeitet, d. h. dass für Phasendifferenz Null zwischen R- und L-Eingang das Gleichspannungssignal am Ausgang I gleich dem Spitzenwert der HF-Spannung am Signaleingang R ist. Tragen Sie die erhaltenen Werte (in dBm) mit in das obige Diagramm ein. Wie groß sind die tatsächlichen Konversionsverluste des Mischers?

V 1: Leistungsverst. 55 dB

Bestimmen Sie die Empfindlichkeit (= effektive Quantenausbeute β_D) der Photodiode für die Modulationsfrequenzen $\omega_m/(2\pi) = 50$ MHz, 200 MHz, 400 MHz, 600 MHz, 800 MHz, 1000 MHz, 1200 MHz und 1350 MHz. Berechnen Sie die β_D -Werte mit Hilfe von Gl. (3.9) aus den gemessenen HF-Leistungswerten und den zugehörigen Modulationsindizes. Beachten Sie, dass die hochfrequente Komponente des Diodensignales im Verstärker V 1 um 55 dB verstärkt wurde. Die auf die Diode fallende Lichtleistung beträgt ca. 0,135 mW. Welche maximale Quantenausbeute β_D ist für eine Silizium-Photodiode zu erwarten?

Berechnen Sie unter Berücksichtigung der gemessenen optischen Dichte der Etalonresonanz für Modulationsfrequenzen von 50 MHz, 200 MHz, 600 MHz, 1000 MHz und 1350 MHz die minimale optische Dichte, die Sie mit der Versuchsanordnung bei einer Zeitkonstante von 1 s gerade noch nachweisen könnten. Beachten Sie dazu, dass Sie den Spektrumanalysator mit einer Detektionsbandbreite von 10 kHz betrieben haben und dass die Rauschspannung proportional zur Quadratwurzel der Bandbreite ist. Zur Erinnerung:

$$\text{Zeitkonstante} = (\text{Bandbreite})^{-1} \quad (6.1)$$

$$P^*[\text{dBm}] = 10 \lg(P[\text{mW}]) \quad (6.2)$$

$$P = U_{\text{eff}}^2/R = U_{\text{sp}}^2/2R. \quad (6.3)$$

Die Impedanz R aller HF-Komponenten beträgt $50\ \Omega$.

6.3 Absorptions- und Dispersionssignal einer Jod- und einer Bromlinie

Das Messprogramm berechnet die Absorptions- und Dispersionswerte der Jodlinie für alle Modulationsfrequenzen, bei denen das FM-Signal der Apparatur eine reine Absorptions- bzw. eine reine Dispersionsphase (positiv oder negativ) aufweist und die Sie mit Hilfe der Etalon-Resonanz bestimmt haben. Prüfen Sie die Berechnung für das Absorptionssignal bei zwei oder drei Modulationsfrequenzen von Hand nach. Liegt die Jodlinie bei höheren oder niedrigeren Frequenzen als die Laserlinie? (Ausführliche Begründung!)

Lock-In-Verstärker:
Faktor $\pi/\sqrt{2} \approx 2,22$

Beachten Sie dazu Folgendes: Der Lock-In-Verstärker liefert als Ausgangssignal den Effektivwert der ersten Fourier-Komponente (d. h. der Grundfrequenz) des periodisch modulierten Eingangssignales. In unserem Fall (annähernd) rechteckförmiger Modulation ist die Amplitude der ersten Fourier-Komponente um den Faktor $4/\pi$ größer als die Amplitude der Rechteck-Funktion (siehe z. B. Bronstein-Semendjajew). Der Effektivwert einer Sinus- oder Kosinus-Welle ist aber um den Faktor $2 \cdot \sqrt{2}$ kleiner als deren Spitze-Spitze-Wert (d. h. die doppelte Amplitude). Um aus dem am Display des Lock-In-Verstärkers angezeigten demodulierten Spannungswert die volle Amplitude (Spitze-Spitze) des rechteckförmig modulierten Eingangssignales zu erhalten, müssen Sie ihn folglich mit $2 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi/4 = \pi/\sqrt{2} \approx 2,22$ multiplizieren. Das Messprogramm berücksichtigt den Faktor bei der Darstellung der Absorptions- und Dispersionslinie bereits.

Hinweis: Auf Grund des Durchmessers des Laserbündels und der Grenzfrequenz des NF-Verstärkers V 2 ist die Modulation durch den Chopper nicht exakt rechteckförmig, sondern sie weist eher die Form eines Trapezes mit abgerundeten Ecken auf, nähert sich also einer Sinus-Funktion an. Dadurch weicht der Korrekturfaktor leicht vom oben angegebenen Wert 2,22 ab. (Überlegen Sie sich, in welche Richtung die Abweichung geht!) Für die Auswertung können Sie dennoch den Faktor 2,22 verwenden.

Das Maximum der Jodlinie liegt bei einer optischen Frequenz von $473\,612,1 \pm 0,3$ GHz. Berechnen Sie daraus die (Vakuum-)Wellenlänge des verwendeten HeNe-Lasers mit ihrem Fehler. Der genaue (definierte) Wert der Vakuumlichtgeschwindigkeit beträgt $c_0 = 299\,792\,458$ m/s. Welchen Wert nimmt die Wellenlänge des Lasers in Luft an?

Ermitteln Sie aus Ihrem Diagramm der Absorptionsphase die Breite der Jodlinie am halben Maximalwert, und vergleichen Sie sie mit der theoretisch erwarteten Doppler-Breite für die Masse des Jodmoleküls von $2 \times 126,9$ u.

Jod: 21 Hyperfeinlinien

Hinweis: die gemessene Breite ist größer als die theoretische, weil unter der inhomogenen Linie 21 nicht aufgelöste Hyperfeinkomponenten verborgen sind, von denen jede ihre eigene Doppler-Verbreiterung hat.

Berechnen Sie aus den beiden Extremwerten der Phasenänderung $\Delta\phi$ die zugehörigen Werte der Brechungsindexänderung Δn . Beachten Sie hierzu Gl. (3.6) und (3.7). Die Jodzelle ist 40 cm lang. Diskutieren Sie die Lage des Nulldurchgangs des Dispersionssignales im Vergleich zum Maximum der Absorptionslinie sowie seinen asym-

metrischen Verlauf bezüglich des Wertes Null. Diskutieren Sie auch das Vorzeichen der Dispersionslinie im Vergleich zum Dispersionssignal der Etalonresonanz.

Liegt die Bromlinie bei höheren oder niedrigeren optischen Frequenzen als die Laserlinie? Schätzen Sie die absolute Frequenz an ihrem Maximum aus den Daten der Jodlinie ab.

Zum Schluss ein Hinweis zur Bezeichnung der Linien: Jod hat nur ein einziges stabiles Isotop, ^{127}J . Die starke Absorptionslinie des $^{127}\text{J}_2$ -Moleküles, die im Versuch aufgenommen wird, gehört zum Rotations-Schwingungsübergang P(33) 6-3. Brom kommt in zwei stabilen Isotopen vor, ^{79}Br und ^{81}Br , deren natürliche Häufigkeiten nahezu gleich sind. In der Nähe der He-Ne-Laserwellenlänge liegen der Übergang P(57) 17-7 von $^{79}\text{Br}_2$ und der Übergang P(129) 12-4 von $^{81}\text{Br}_2$. Beide Linien überlappen. Jede Linie umfasst 10 Hyperfein-Komponenten, von denen im Fall von $^{79}\text{Br}_2$ einige zufällig entartet sind.

6.4 Fitfunktionen

Wenn Sie an die Messpunkte für Absorptions- und Dispersionssignal der beiden Gaslinien Fitfunktionen anpassen möchten, nähern Sie die Form der Absorptionslinien durch einfache Gauß-Funktionen an,

$$\text{OD}(\nu) = A \exp \left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2 \sigma^2} \right], \quad (6.4)$$

und die zugehörigen Dispersionssignale durch deren (dimensionslose) Ableitungen,

$$\Delta\phi(\nu) = -A \frac{\nu - \nu_0}{\sigma} \exp \left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2 \sigma^2} \right]. \quad (6.5)$$

Dabei ist ν_0 die Mittenfrequenz, und σ hängt mit der Halbwertsbreite FWHM zusammen gemäß

$$\text{FWHM} = 2 \sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma. \quad (6.6)$$

ν und ν_0 sind Frequenzen (in Hz), also $\nu = \omega/(2\pi)$ etc.

Die gemessenen FM-Signale setzen sich nach Gl. 3.11 aus den Beiträgen der beiden Seitenlinien des Lasers (Absorptionsphase) bzw. der beiden Seitenlinien und der Trägerlinie (Dispersionsphase) zusammen. Sie können also folgende Fitfunktionen verwenden:

$$\text{OD}(\nu_m) = A \left\{ \exp \left[-\frac{(\Delta\nu_c - \nu_m)^2}{2 \sigma^2} \right] - \exp \left[-\frac{(\Delta\nu_c + \nu_m)^2}{2 \sigma^2} \right] \right\} \quad (6.7)$$

für die Absorptionsphase und

$$\begin{aligned} \Delta\phi(\nu_m) = A \left\{ \frac{\Delta\nu_c - \nu_m}{\sigma} \exp \left[-\frac{(\Delta\nu_c - \nu_m)^2}{2 \sigma^2} \right] \right. \\ \left. + \frac{\Delta\nu_c + \nu_m}{\sigma} \exp \left[-\frac{(\Delta\nu_c + \nu_m)^2}{2 \sigma^2} \right] - 2 \frac{\Delta\nu_c}{\sigma} \exp \left[-\frac{\Delta\nu_c^2}{2 \sigma^2} \right] \right\} \end{aligned} \quad (6.8)$$

für die Dispersionsphase. Darin bezeichnet $\Delta\nu_c = \nu_c - \nu_0$ den Abstand zwischen der Laserlinie und dem Maximum der Gaslinie und ν_m die Modulationsfrequenz. $\Delta\nu_c$ ist *positiv*, wenn die Laserlinie bei *höheren* Frequenzen als die Gaslinie liegt. Die Fitparameter sind $\Delta\nu_c$, A und σ .

7 Fragen zur Vorbereitung

1. Welche Rauschquellen treten in der Laserspektroskopie auf? Von welchen Parametern hängt die Intensität des Rauschens jeweils ab?
2. Schriftlich: Berechnen Sie für eine Lichtleistung von 0,1 mW und Zimmertemperatur (293 K) die Leistung des thermischen Rauschens und des Quantenrauschens im Signal einer Photodiode mit 50 Ω Impedanz und 30% Quantenausbeute bei einer Detektionsbandbreite von 10 kHz (in dBm). Welche Rauschquelle überwiegt? Welcher Rauschpegel ergibt sich, wenn das Diodensignal um 55 dB (Verstärkungsfaktor von V 1) verstärkt wird?
3. Berechnen Sie unter den gleichen Gegebenheiten die Signalleistung, die eine schmale Absorptionslinie der optischen Dichte 0,1 bei einem Modulationsindex von 0,4 erzeugt. Welchen Signal-Rausch-Abstand (in dB) kann man unter den genannten Bedingungen folglich erwarten?
4. Beschreiben Sie die wesentlichen Komponenten und die Funktionsweise einer einfachen FM-Apparatur. Welche Funktion erfüllt der HF-Mischer? Welche Anforderungen müssen an den Laser gestellt werden?
5. Könnte man optische FM-Spektroskopie auch mit einer Spektrallampe (z. B. einer Quecksilberdampf-Niederdrucklampe) anstelle eines Lasers betreiben?
6. Wie funktioniert die Phasenmodulation des Laserlichtes?
7. Beschreiben Sie Aufbau und Funktionsweise eines Fabry-Pérot-Etalons. Welche Bedeutung haben die Begriffe "Finesse" und "Freier Spektralbereich"?
8. Welches Photostrom-Signal liefert eine schnelle Photodiode, wenn sie das Licht eines cw-Lasers detektiert, der in mehreren longitudinalen Moden schwingt?
9. Welche physikalische Ursache hat die Doppler-Verbreiterung einer Absorptionslinie in der Gasphase? Welche anderen Effekte können die Linienbreite beeinflussen? Was ist der Unterschied zwischen homogener und inhomogener Linienbreite?
10. Welcher physikalische Zusammenhang besteht zwischen dem Absorptionskoeffizienten (bzw. der optischen Dichte) und dem Brechungsindex von Materie? Erklären Sie den Zusammenhang in Analogie zu einer erzwungenen gedämpften mechanischen oder elektromagnetischen Schwingung.
11. Beschreiben Sie das Signal der Photodiode PD 1 vor dem Mischer bei fester Modulationsfrequenz ω_m und durchstimmbarer Etalonresonanz mit und ohne absorbierende Gaszelle im

Strahlengang. (Skizze über den Bereich eines Etalon-Scans). Betrachten Sie dabei nur den Grenzfall $\delta_n \ll 1$ und $|\phi_n| \ll 1$ ($n = -1; 0; +1$), der auch im Experiment relevant ist.

12. Leiten Sie den Zusammenhang zwischen den Amplitudenabsorptionskoeffizienten δ_n und den zugehörigen Werten der optischen Dichte OD_n her, ebenso den Zusammenhang zwischen ϕ_n und η_n (Gl. 3.6 und 3.7).
13. Auf welche physikalische Eigenschaft des Jod- und des Bromatoms können Sie aus der Tatsache schließen, dass elektronische Übergänge jeweils mehrere Hyperfein-Komponenten umfassen?

8 Literatur

1. Optische Frequenzmodulationsspektroskopie allgemein

- (a) "Frequency-Modulation Spectroscopy: A New Method for Measuring Weak Absorptions and Dispersions", G. C. Bjorklund, *Optics Letters* **5**, 15 – 17 (1980).
- (b) "Frequency Modulation (FM) Spectroscopy. Theory of Lineshapes and Signal-to-Noise Analysis", G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth, C. Ortiz, *Applied Physics B* **32**, 145 – 152 (1983).

2. Optische Frequenzmodulationsspektroskopie, Zusatzthemen

- (a) "Quantum-Limited Laser Frequency-Modulation Spectroscopy", M. Gehrtz, G. C. Bjorklund, E. A. Whittaker, *Journal of the Optical Society of America B* **2**, 1510 – 1525 (1985) [nur Abschnitt 5: A New, Sample-Independent Double-Beam Technique for Suppressing Residual Amplitude Modulation].
- (b) "Determination of Offset between a Fixed Wavelength Laser and an Absorption Line Using Frequency Modulation Spectroscopy", P. Pokrowsky, E. A. Whittaker, G. C. Bjorklund, *Optics Communications* **45**, 196 – 200 (1983).

3. Funktionsweise eines Fabry-Perot-Etalons

"The World of Fabry-Perots", W. S. Gornall, *Lasers and Applications*, 47 – 52 (1983).

4. Verbreiterungsmechanismen von Gas-Absorptionslinien

- (a) H. Haken, H. C. Wolf: *Atom- und Quantenphysik* (Springer, Berlin, 1983), Abschnitt 16.2: Linienbreite und Linienform, S. 257 – 261.
- (b) H. Gobrecht (Hrsg.): *Bergmann-Schaefer Lehrbuch der Experimentalphysik*, Bd. IV: Aufbau der Materie, Teil 1 (de Gruyter, Berlin, 1975), II. Kapitel, Abschnitt 4.2: Linienverbreiterung, S. 68 – 70.

5. Absorptions- und Dispersionssignal einer Resonanzlinie

M. Born, E. Wolf: *Principles of Optics* (Pergamon Press, Oxford, 1975), Abschnitt 2.3.4: Elementary Theory of Dispersion, S. 90 – 98.

6. Fakultativ: Störungen von FM-Signalen durch RAM

"Residual Amplitude Modulation in Laser Electro-Optic Phase Modulation", E. A. Whittaker, M. Gehrtz, G. C. Bjorklund, *Journal of the Optical Society of America B* **2**, 1320 – 1326 (1985).

7. Fakultativ: Kramers-Kronig-Relationen

A. Yariv: *Quantum Electronics* (Wiley, New York, 1989),
Appendix 1.

Ein Teil der Literaturstellen wird Ihnen vom Betreuer zur Verfügung
gestellt.