

SS2023

PPD

Höchstauflösende Molekülspektroskopie

Manuel Lippert - Paul Schwanitz

Gruppe 1



Informationen

| | |
|----------------------|--|
| Versuchstag | 24.04.2023 |
| Versuchsplatz | B11 |
| Betreuer | Dr. Uwe Gerken |
| | |
| Gruppen Nr. | 1 |
| Teilnehmer | Manuel Lippert (Manuel.Lippert@uni-bayreuth.de) Paul Schwanitz (Paul.Schwanitz@uni-bayreuth.de) |

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1 Einleitung | 5 |
| 2 Fragen zur Vorbereitung | 6 |
| 2.1 Rauschquellen | 6 |
| 2.2 Vergleich thermisches Rauschen und Quantenrauschen | 7 |
| 2.3 Berechnung der Signalleistung einer schmalen Absorptionslinie | 7 |
| 2.4 Wesentliche Bestandteile einer FM-Apparatur | 8 |
| 2.5 Quecksilberdampflampe als alternative Lichtquelle | 8 |
| 2.6 Phasenmodulation des Laserlichtes | 8 |
| 2.7 Fabry-Perot-Etalon | 9 |
| 2.8 Photostrom-Signal cw-Lasers mit mehreren longitudinalen Moden | 10 |
| 2.9 Doppler-Verbreiterung und Linienbreite | 10 |
| 2.10 Zusammenhang zwischen Absorptionskoeffizienten und Brechungsindex . . | 12 |
| 2.11 Signal vor dem Mischler bei fester Modulationsfrequenz ω_m | 13 |
| 2.12 Herleitungen | 14 |
| 2.13 Physikalische Eigenschaft der Hyperfeinstruktur von Jod und Brom . . | 15 |
| 3 Messprotokoll | 16 |
| 3.1 Vorarbeiten | 16 |
| 3.2 Freier Spektralbereich | 16 |
| 3.3 Finesse | 18 |
| 3.4 Modulationsindex | 19 |
| 3.5 Empfindlichkeit und Signal-Rausch-Verhältnis der Apparatur | 21 |
| 3.5.1 Optische Dichte OD | 21 |
| 3.5.2 Bestimmung der spektrale Breite | 21 |
| 3.5.3 Schwebung | 22 |
| 3.5.4 Spektrumanalysator | 22 |
| 3.5.5 Konversionsverluste des Mischers | 23 |
| 3.6 Absorptions- und Dispersionssignal einer Jodlinie | 24 |
| 4 Auswertung und Diskussion | 26 |
| 4.1 Empfindlichkeit der FM-Apparatur und Konversionsverluste des Mischers | 26 |
| 4.1.1 Vergleich der Spektrumanalysatorwerte | 26 |
| 4.1.2 Konversionsverluste | 26 |
| 4.1.3 Effektive Quantenausbeute | 28 |
| 4.1.4 Minimale optische Dichte | 29 |
| 4.2 Absorption und Dispersion einer Jodlinie | 30 |

Inhaltsverzeichnis

| | |
|-----------------------------|-----------|
| 5 Fazit | 32 |
| Literaturverzeichnis | 33 |

1 Einleitung

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 eingesetzt werden.

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 Hintergrundsignals begrenzt, zu denen neben dem fundamentalen Quantenrauschen — insbesondere bei Verwendung eines Lasers — verschiedene “technische” Rauschquellen beitragen können. Absorptionslinien, die schwächer sind als ca. 10 bis 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 Absorptionslinie ein Signal liefert. Eine solche Methode ist die optische Frequenzmodulationsspektroskopie (optische FM-Spektroskopie).⁵

2 Fragen zur Vorbereitung

2.1 Rauschquellen

Quantenrauschen Aufgrund der Quantisierung des Lichtes (in Photonen) ist es aus statistischen Gründen unmöglich, dass die Intensität der Lichtes absolut konstant ist. Es gilt folgender Zusammenhang für das mittlere Quadrat des Rauschstromes:

$$i_Q^2 = 2ei_{\text{Ph}}\Delta\nu = \frac{2e^2\beta_D}{hc}\lambda P\Delta\nu \quad (2.1)$$

wobei

- e : Elementarladung
- i_{Ph} : Photonenstrom des Detektors
- $\Delta\nu$: Detektionsbandbreite
- β_D : Quantenausbeute (Nachweiswahrscheinlichkeit) des Detektors
- λ : Wellenlänge
- P : Lichtleistung
- h : Planksches Wirkungsquantum
- c : Lichtgeschwindigkeit

Es ist deutlich zu sehen, dass das Quantenrauschen mit der Quantenausbeute, der Wellenlänge, der Lichtleistung und der Detektionsbandbreite ansteigt.

Thermisches Rauschen der Photodiode Dieses Rauschen entsteht durch die thermische Bewegung der Elektronen in der Photodiode. Die thermische Rauschleistung ergibt sich folgendermaßen:

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

wobei k_B der Boltzmannfaktor, T die absolute Temperatur ist und $\Delta\nu$ die Detektionsbandbreite. Somit ist auch klar ersichtlich, dass dieses Rauschen mit der Temperatur und Detektionsbandbreite zunimmt.

Technisches Laserrauschen Dieses Rauschen tritt aufgrund der technischen Eigenheiten des Lasers auf. Beispielsweise kann dieses Rauschen durch Schwingungen der Laserspiegel zueinander oder Instabilitäten in der Gasentladung, bei Gaslasern, verursacht werden. Eine Besonderheit dieses Rauschens ist es, dass es nicht weiß ist, sondern es vor allem bei niedrigen Frequenzen auftritt. Oberhalb einiger MHz ist es dann vernachlässigbar.

2.2 Vergleich thermisches Rauschen und Quantenrauschen

2.2 Vergleich thermisches Rauschen und Quantenrauschen

Im Folgenden soll die Leistung (in dBm) des thermischen Rauschens und des Quantenrauschen für folgenden Fall berechnet werden:

$$P = 0,1 \text{ mW}, T = 293 \text{ K}, R = 50 \Omega, \beta_D = 0,3 \text{ und } \Delta\nu = 10 \text{ kHz}.$$

Für die Leistungsschwankung, welche durch Quantenrauschen verursacht wird, gilt:

$$\Delta P_Q = i_Q^2 \cdot R = \frac{2e^2\beta_D}{hc} \lambda P \Delta\nu \cdot R \quad (2.3)$$

$$\Delta P_Q = \frac{2e^2 \cdot 0,3}{hc} \cdot (632,8 \cdot 10^{-9}) \text{ m} \cdot (0,1 \cdot 10^{-3}) \text{ W} \cdot (10 \cdot 10^3) \text{ Hz} \cdot 50 \Omega \quad (2.4)$$

$$\Delta P_Q = 2,45 \cdot 10^{-15} \text{ mW} \quad \Rightarrow \quad \Delta P_Q^* = -146 \text{ dBm} \quad (2.5)$$

Für das thermische Rauschen gilt:

$$P_T = 4 \cdot k_B \cdot 293 \text{ K} \cdot 10 \text{ kHz} = 1,62 \cdot 10^{-13} \text{ mW} \quad \Rightarrow \quad P_T^* = -128 \text{ dBm} \quad (2.6)$$

Es ist zu erkennen, dass das Quantenrauschen gegenüber dem thermischen Rauschen zu vernachlässigen ist. Somit reicht es die Verstärkung und die Verringerung von 6 dBm auf das thermische Rauschen anzuwenden, um den Rauschpegel zu erhalten:

$$P_{R,\text{Theo}}^* = -128 \text{ dBm} + 55 \text{ dBm} - 6 \text{ dBm} = -79 \text{ dBm} \quad (2.7)$$

2.3 Berechnung der Signalleistung einer schmalen Absorptionslinie

Für das gemessene Signal mit einem Messgerät mit 50Ω Impedanz gilt:

$$i_{S,\text{Mess}}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{e\beta_D}{2hc} \lambda P M \frac{\ln 10}{2} \text{OD} \right)^2 \quad (2.8)$$

Für die Leistung gilt:

$$P_S = \frac{1}{2} \left(\frac{e\beta_D}{2hc} \lambda P M \frac{\ln 10}{2} \text{OD} \right)^2 \cdot R \quad (2.9)$$

$$P_S = \frac{1}{2} \left(\frac{e \cdot 0,3}{2 \cdot hc} \cdot (632,8 \cdot 10^{-9}) \text{ m} \cdot (0,1 \cdot 10^{-3}) \text{ W} \cdot 0,4 \cdot \frac{\ln(10)}{2} \cdot 0,1 \right)^2 \cdot 50 \Omega \quad (2.10)$$

$$P_S = 3,11 \cdot 10^{-9} \text{ mW} \quad \Rightarrow \quad P_S^* = -85 \text{ dBm} \quad (2.11)$$

Unter Berücksichtigung der Verstärkung (Verringerung muss nicht angewendet werden, da schon die angepasste Formel genutzt wurde) gilt:

$$P_{S,\text{Theo}}^* = -85 \text{ dBm} + 55 \text{ dBm} = -30 \text{ dBm} \quad (2.12)$$

Somit ergibt sich ein Signal-Rausch-Abstand von 49 dB.

2.4 Wesentliche Bestandteile einer FM-Apparatur

Zu den wesentlichen Bestandteilen gehört ein monochromatischer Dauerstrichlaser, welcher nur in einer Mode schwingt. Danach folgt ein elektrooptischer Modulator, der mit einem Hochfrequenzgenerator angesteuert wird, um die Phase des Laserstrahls zu modulieren. Somit entstehen zwei Seitenbanden, welche je eine Schwebung mit der Trägerlinie erzeugt. Diese Schwebungen lassen sich jedoch nicht durch einen Detektor messen, da sie um 180° phasenverschoben sind und sich somit auslöschen. Wird nun aber eine Probe mit schmalem Absorptionsband in den Strahl vor den Detektor gestellt, und wird ein Seitenband durch das Absorptionsband der Probe abgeschwächt, so liefert der Detektor ein Wechselstromsignal. Das Decktorsignal wird unter Verwendung eines HF-Mischers phasenempfindlich gleichgerichtet.

2.5 Quecksilberdampflampe als alternative Lichtquelle

Eine Quecksilberdampflampe eignet sich nicht als Alternative für einen Laser. Wie bereits erwähnt wurde ist für FMS ein monochromatischer Laser, welcher nur in einer Mode schwingt, erforderlich. Diese Anforderungen erfüllt die Quecksilberdampflampe nicht, was zu beträchtlichen Störungen der Messung führt.

Man könnte jedoch Filter benutzen, um die gewünschte Mode herauszufiltern. Dieses Vorgehen ist jedoch mit starken Intensitätseinbusen verbunden, weshalb es auch ungeeignet ist.

2.6 Phasenmodulation des Laserlichtes

Das Laserlicht wird in einem elektrooptischen Modulator phasenmoduliert. In diesem befinden sich zwei hintereinander angeordnete LiTaO_3 -Kristalle. Diese verändern ihren Brechungsindex, für Licht einer bestimmten Polarisation, bei angelegten E-Feld. Mittels Hochfrequenzgenerator wird der Kristall nun angesteuert um die Phase des Laserstrahls zu modulieren.

2.7 Fabry-Perot-Etalon

Diese Aperatur dient als Filter für Licht einer ganz bestimmten Wellenlänge. Sie besteht aus zwei teilreflektierenden Spiegeln die als optischer Resonator wirken. Somit kann nur Licht transmittieren welches der Resonanzbedinung genügt. Die Transmissionsmaxima nach dem Interferometer haben einen Abstand von $\Delta\lambda$, was als freier Spektralbereich bezeichnet wird. Die Formel hierfür lautet:

$$\Delta\lambda = 2nL \quad (2.13)$$

wobei L der Spiegelabstand ist und n eine ganze Zahl.

Die Finesse ist ein Maß für die feinheit des Etalons:

$$F = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \quad (2.14)$$

wobei $\delta\lambda$ die Breite der Linie bei 50 % Intensität ist. D.h. umso größer die Finesse, umso feiner sind die Peaks des Etalons.

2.8 Photostrom-Signal cw-Lasers mit mehreren longitudinalen Moden

Wenn ein monochromatischer Dauerstrichlaser (cw-Laser), der nur in einer einzigen Mode schwingt, durch einen elektrooptischen Phasenmodulator durchgeführt wird, entstehen zusätzlich zur ursprünglichen Laserfrequenz Seitenlinien, deren Frequenzen genau um ganzzahlige Vielfache der Modulationsfrequenz ω_m höher oder niedriger liegen.⁵ Schwingt der cw-Laser nun auf mehreren longitudinalen Moden, kommt es zur Schwebung zwischen den Trägerlinien und Seitenlinien der einzelnen Moden. Trifft dann dieses Signal auf einen Photodetektor, erzeugt jede der Seitenbanden mit der Trägerlinie nochmal eine Schwebung der Frequenz ω_m wodurch das Signal nicht mehr trivial zu beschreiben ist.

2.9 Doppler-Verbreiterung und Linienbreite

Bewegt sich ein angeregtes Atom mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} , wird die Mittelfrequenz ω_0 des vom Atom in Richtung des Wellenvektors \mathbf{k} emittierten Lichtes für den ruhenden Beobachter aufgrund des Dopplereffekts verschoben [Abb. 2.1a]. Weiterhin fällt eine ebene Welle mit dem Wellenvektor \mathbf{k} und der Frequenz ω auf ein Atom, welches sich mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} bewegt, erscheint die Frequenz ω im System des bewegten Atoms dopplerverschoben [Abb. 2.1b]. Damit ergibt sich für beide Fälle für die Emission (e) und Absorption (a) folgender Zusammenhang:

$$\boxed{\omega_{e,a} = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}} , \quad (2.15)$$

das dadurch entstehende Dopplerprofil [Abb. 2.1c] ist dabei gaußverteilt (symmetrisch um ω_0) mit der Dopplerbreite:

$$\delta\omega_D = \frac{2\omega_0 v_w}{c} \sqrt{\ln 2} , \quad (2.16)$$

wobei v_w die wahrscheinlichste Geschwindigkeit im thermischen Gleichgewicht ist (aus Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung). Setzt man nun $v_w = \sqrt{2k_B T/m}$ in Gleichung 2.16 ein, erhält man:

$$\boxed{\delta\omega_D = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}}} . \quad (2.17)$$

In Gleichung 2.17 lässt sich schnell erkennen, dass die Dopplerbreite $\delta\omega$ mit zunehmender Temperatur T zunimmt und mit steigender Masse m abnimmt.³

2.9 Doppler-Verbreiterung und Linienbreite

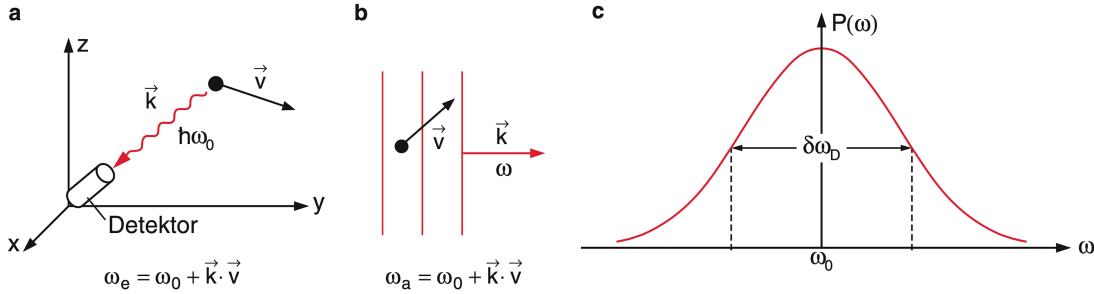


Abbildung 2.1: Zum Dopplereffekt: **a** Verschiebung der Emissionsfrequenz ω_e , **b** Verschiebung der Absorptionsfrequenz ω_a , **c** Dopplerprofil einer Spektrallinie³

Des Weiteren kann die Dopplerbreite durch Stöße verbreitert werden, man spricht hierbei auch von Stoßverbreiterung. Dabei nähert sich zwei Atome mit unterschiedlichen Energieniveaus sich gegen seitig an und durch die Wechselwirkung wird so die Dopplerbreite vergrößert.³

- **Homogene Linienbreite:**

Homogene Linienbreite tritt auf, wenn die Wahrscheinlichkeit für die Emission bzw. Absorption von Licht mit Übergang $E_i \rightarrow E_k$ für alle Atome/Moleküle gleich groß ist. Die *natürliche Linienbreite* ist ein Beispiel dafür.²

- **Inhomogene Linienbreite:**

Hängt die Wahrscheinlichkeit für die Emission bzw. Absorption des Lichts von der Geschwindigkeit des Atoms/Moleküls ab und damit für alle Atome/Moleküle **nicht** gleich groß. Die *Doppler-Verbreiterung* ist eine solche inhomogene Linienbreite.²

2 Fragen zur Vorbereitung

2.10 Zusammenhang zwischen Absorptionskoeffizienten und Brechungsindex

Der Absorptionskoeffizient α ist proportional zum Imaginärteil des Brechungsindexes κ . Dieser Zusammenhang kann mit einer erzwungenen elektromagnetischen Schwingung der Form:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + Dx = qE_0 e^{i\omega t} \quad (2.18)$$

mit Masse m , Ladung q , Reibungskonstante b und Rückstellmoment D erklärt werden. Durch Lösen der Gleichung 2.18 mit dem Ansatz $x = x_0 e^{i\omega t}$ und Einsetzen der Lösung in die Gleichung der Polarisierung $P = Nqx = \epsilon_0(\epsilon - 1)E$ erhält man mit dem Brechungsindex n von nichtferromagnetischen Materialien ($n = \sqrt{\epsilon}$) erhält man:

$$n^2 = 1 + \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)} , \quad (2.19)$$

wobei $\gamma = b/m$ und $\omega_0^2 = D/m$ ist. Der Brechungsindex kann dann in den komplexen Brechungsindex $n(\omega)$ umgeschrieben werden:

$$n = n' + i\kappa; \quad n', \kappa \in \mathbb{R} , \quad (2.20)$$

wobei κ der Extinktionskoeffizient ist. Im nächsten Schritt verwendet man eine elektromagnetische Welle der Form:

$$E = E_0 e^{i(\omega t - Kz)} \text{ mit } K = 2\pi/\lambda , \quad (2.21)$$

welche durch das Medium mit dem Brechungsindex n in z -Richtung mit der Wellenzahl K läuft. Im Vakuum ist dabei $K = K_0$ und in der Materie $K_M = nK_0 = n'K_0 - i\kappa K_0$. Setzt man K_M für K in Gleichung 2.21 ein, erhält man:

$$E = E_0 e^{-K_0 \kappa z} e^{i(\omega t - n' K_0 z)} = E_0 e^{-2\pi \kappa z / \lambda} e^{i K_0 (c_0 t - n' z)} . \quad (2.22)$$

Laut Beerschen Absorptionsgesetz ist der Absorptionskoeffizient α für den Intensitätsverlauf gegeben durch:

$$I = I_0 e^{-\alpha z} . \quad (2.23)$$

Da Intensität proportional zum Quadrat der Amplitude ist, wird Gleichung 2.22 quadriert und die Exponenten mit denen der Gleichung 2.23 verglichen. Der Vergleich ergibt dann:

$$\boxed{\alpha = 4\pi\kappa/\lambda = 2K\kappa} , \quad (2.24)$$

was die zuvor angesprochenen Zusammenhang ergibt.²

2.11 Signal vor dem Mischer bei fester Modulationsfrequenz ω_m

2.11 Signal vor dem Mischer bei fester Modulationsfrequenz ω_m

Wenn phasenmoduliertes Licht auf einen Photodetektor fällt, erzeugt jede der Seitenbändern mit der Trägerlinie eine Schwebung der Frequenz ω_m . Die beiden Schwebungen haben gleiche Amplituden und sind um π phasenverschoben und löschen sich aus. Der Photodetektor liefert nur ein Gleichstromsignal, aber kein Signal bei der Modulationsfrequenz ω_m .

Wenn auf dem Weg zwischen Modulator und Detektor eine Probe mit einer schmalen Absorptionslinie im Strahlengang steht, kann z. B. die positive Seitenbande durch die Absorptionslinie abgeschwächt wird und die negative nicht. Überwiegt die negative Schwebung gegen über der positiven, registriert der Detektor ein Wechselstromsignal der Kreisfrequenz ω_m . Insgesamt registriert der Photodetektor im Grenzfall schwacher Absorptionslinien also folgendes Lichtsignal:

$$I(t) = I_0 e^{-2\delta_0} [1 + (\delta_{-1} - \delta_1) M \cos(\omega_m t) + (\phi_{-1} + \phi_1 - 2\phi_0) M \sin(\omega_m t)] \quad (2.25)$$

= Abschwächung [1 + Absorption + Dispersion] ,

wobei δ_n sind die Amplituden-Absorptionskoeffizienten der Probe für die Seitenbande und die Trägerlinie und ϕ_n die Phasenverschiebungen, die die drei Linien beim Durchgang durch die Probe erfahren. Ohne Probe arbeitet die Methode hintergrundfrei. Gleichung (2.25) beschreibt dann Skizze in Abbildung 2.2.⁵

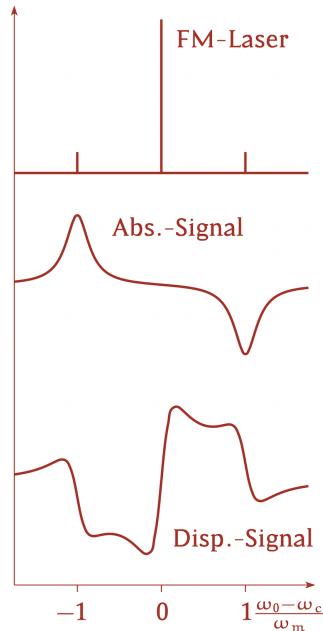


Abbildung 2.2: Signal im Photodetektor mit Probe im Strahlengang bei schwacher Absorptionslinien⁵

2.12 Herleitungen

In diesem Kapitel sollen Formel (3.6) und (3.7) aus dem Skript zu diesen Versuch hergeleitet werden. Da das Skript selbst nicht direkt auf den Ursprung der Formeln eingeht, wird diese Herleitung nur kurz mit der Literatur 1 hergeleitet und dem Skript abgearbeitet.

Aus Literatur 1 wird entnommen, dass folgende Relation gilt:

$$\delta_n = \alpha_n \frac{L}{2} . \quad (2.26)$$

Aus dem Skript entnehmen wir von die Gleichungen (1.1) und (1.2) und setzen sie gleich, was folgende Beziehung ergibt:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\alpha L} = 10^{-OD} \Leftrightarrow \alpha = \frac{\ln 10}{L} OD .^5 \quad (2.27)$$

Setzt man nun nur noch Gleichung 2.27 in Gleichung 2.26 erhält man die gewünschte Beziehung:

$$\boxed{\delta_n = \frac{\ln 10}{2} OD} . \quad (2.28)$$

Weiterhin wird aus der Literatur 1 entnommen:

$$\phi_n = \eta_n L \left(\frac{\omega_c + n\omega_m}{c} \right) . \quad (2.29)$$

Zusammen mit der Überlegungen

$$c = \lambda f = \lambda \frac{\omega}{2\pi} \Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \text{ mit } \omega = \omega_c + n\omega_m \quad (2.30)$$

muss dann eingesetzt in Gleichung 2.29 gelten:

$$\boxed{\phi_n = \eta_n L \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)} , \quad (2.31)$$

was die gesuchte Gleichung (3.7) aus dem Skript ergibt.

2.13 Physikalische Eigenschaft der Hyperfeinstruktur von Jod und Brom

2.13 Physikalische Eigenschaft der Hyperfeinstruktur von Jod und Brom

Die Hyperfeinstruktur impliziert die physikalische Eigenschaft, dass die Atomkerne ein magnetisches Moment besitzen. Dabei wird das magnetische Moment in der Quantenmechanik in der Form:

$$|\mathbf{I}| = \hbar \sqrt{I \cdot (I + 1)} \quad (2.32)$$

beschrieben.⁴ Die Aufspaltung der Hyperfeinstruktur liefern dann zwei Beiträge:

- Wechselwirkung des Kernmomentes mit dem Magnetfeld, das von Elektronen am Kernort erzeugt wird (Zeeman-Effekt des Kernmomentes mit dem atomaren Magnetfeld)³
- Wechselwirkung des elektronischen magnetischen Moment mit dem vom Kernmoment erzeugten Magnetfeld³

3 Messprotokoll

3.1 Vorarbeiten

Der Versuchsaufbau wurde schon für die Versuchsteilnehmer komplett aufgebaut. Nur der Chopper musste so eingestellt werden, dass der Strahlengang nicht durch die Jod-Probe läuft. Der Versuch wird hier auch nur mit der Jod-Probe durchgeführt. Die meisten Messwerte werden vom Oszilloskop ausgemessen, wobei dabei wurde immer ein Fehler von $\pm 5 \text{ mV}$ bei kleinen Bildern und $\pm 3 \text{ mV}$ bei großen Bildern angenommen. Zudem ist anzumerken, dass die Modulationsfrequenz ω_m als fehlerfrei angenommen wird und deshalb keinen Messfehler besitzt.

3.2 Freier Spektralbereich

Zuerst wird der freie Spektralbereich mit dem Oszilloskop gemessen. Dafür wird die ω_m auf dem Oszilloskop so eingestellt, dass von zwei benachbarten Resonanzordnungen die positive und die negative Seitenlinie übereinanderliegen. Dafür wird am HF-Generator (Hochfrequenzgenerator) eine Frequenz so eingestellt, dass sich die positive und negative der zwei benachbarten Seitenbanden überlappen [Abb. 3.1]. Damit ergibt sich der freie Spektralbereich aus dem doppelten eingestellten Modulationsfrequenz ω_m .

$$\omega_m = (1008,5 \pm 5) \text{ MHz} \quad (3.1)$$

$$\text{FSR}_{\text{HF}} = 2 \cdot \omega_m \quad (3.2)$$

$$\Rightarrow \boxed{\text{FSR}_{\text{HF}} = (2,017 \pm 0,005) \text{ GHz}} \quad (3.3)$$

Fehler bei Bestimmung des freien Spektralbereichs

Bei der Bestimmung treten Fehler der optischen Art auf, da hier nur mit dem Auge auf dem Display des Oszilloskop abgeschätzt wird, wie die Seitenbanden überlappen. Durch verändern der Modulationsfrequenz wurde ein ungefährer Fehler abgeschätzt.

3.2 Freier Spektralbereich



Abbildung 3.1: Messung freier Spektralbereich FSR

3 Messprotokoll

3.3 Finesse

Als nächster Schritt wird die Finesse F bestimmt mit Hilfe von Kapitel 3.2. Dafür die Modulationsfrequenz $\omega_m = 50 \text{ MHz} \cdot 2\pi = 314.2 \text{ MHz}$ eingestellt und von da aus die Halbwertsbreite $\delta\lambda$ und die freie Spektralbereich FSR mit dem Oszilloskop bestimmt [Abb. 3.2]. Daraus ergeben sich folgende Werte, wobei der Fehler der Finesse F mit Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet wurde:

$$\delta\lambda = (44 \pm 3) \mu\text{s} \quad \text{FSR}_{\text{OS}} = (7,9 \pm 0.5) \text{ ms} \quad (3.4)$$

$$\Rightarrow F = \frac{\text{FSR}_{\text{OS}}}{\delta\lambda} = (180 \pm 20) \quad (3.5)$$

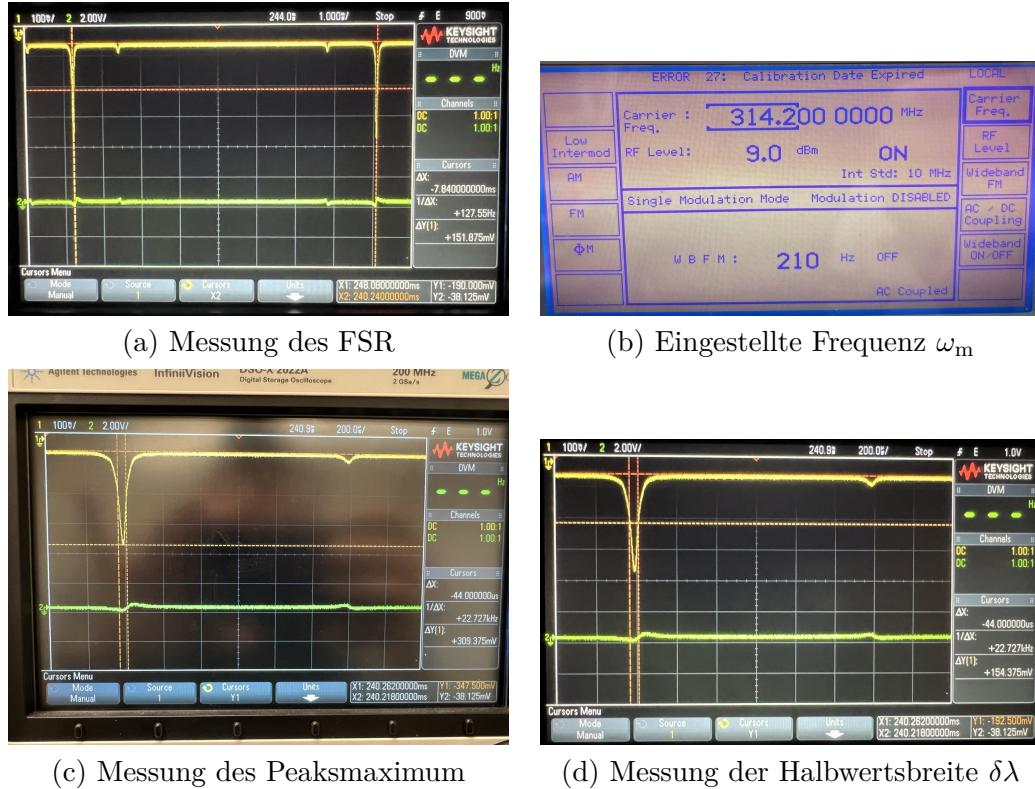


Abbildung 3.2: Messung Finesse F

3.4 Modulationsindex

Als Nächstes wird der Modulationsindex M bei unterschiedlichen Modulationsfrequenz ω_m gemessen. Dabei werden die Werte aus Tab. 3.1 eingestellt und daraus die Höhe aus dem Spektrum mit dem Oszilloskop abgelesen [Abb. 3.3, 3.4]. Beachte, dass $\omega_m = 0 \text{ MHz}$ den ausgeschalteten HF-Generator darstellt. Da die Messung falsch durchgeführt wurde neue Werte gekennzeichnet U_{corr} von anderer Gruppe. Der Modulationsindex wird gemäß der folgenden Formel berechnet:

$$M = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{U(\omega_m)}{U(\omega_m = 0)}} \quad (3.6)$$

Mittelung ergibt dann für den Modulationsindex:

$$\bar{M} = 0,49 \pm 0,01 \quad . \quad (3.7)$$

| ω_m/MHz | U/mV | $U_{\text{corr}}/\text{mV}$ | M |
|-----------------------|---------------|-----------------------------|-----------------|
| 0 | 346 ± 5 | $346,9 \pm 2,0$ | — |
| 50 | 303 ± 5 | $18,5 \pm 2,0$ | $0,46 \pm 0,03$ |
| 200 | 294 ± 5 | $23,5 \pm 2,0$ | $0,52 \pm 0,02$ |
| 400 | 299 ± 5 | $21,5 \pm 2,0$ | $0,50 \pm 0,02$ |
| 600 | 293 ± 5 | $25,1 \pm 2,0$ | $0,54 \pm 0,02$ |
| 800 | 309 ± 5 | $17,7 \pm 2,0$ | $0,46 \pm 0,03$ |
| 1000 | 313 ± 5 | $27,7 \pm 2,0$ | $0,56 \pm 0,02$ |
| 1200 | 309 ± 5 | $17,7 \pm 2,0$ | $0,46 \pm 0,03$ |
| 1350 | 314 ± 5 | $15,3 \pm 2,0$ | $0,42 \pm 0,03$ |

Tabelle 3.1: Werte für Modulationsindex M



(a) $\omega_m = 0 \text{ MHz}$

(b) $\omega_m = 50 \text{ MHz}$

Abbildung 3.3: Messung Modulationsindex M

3 Messprotokoll

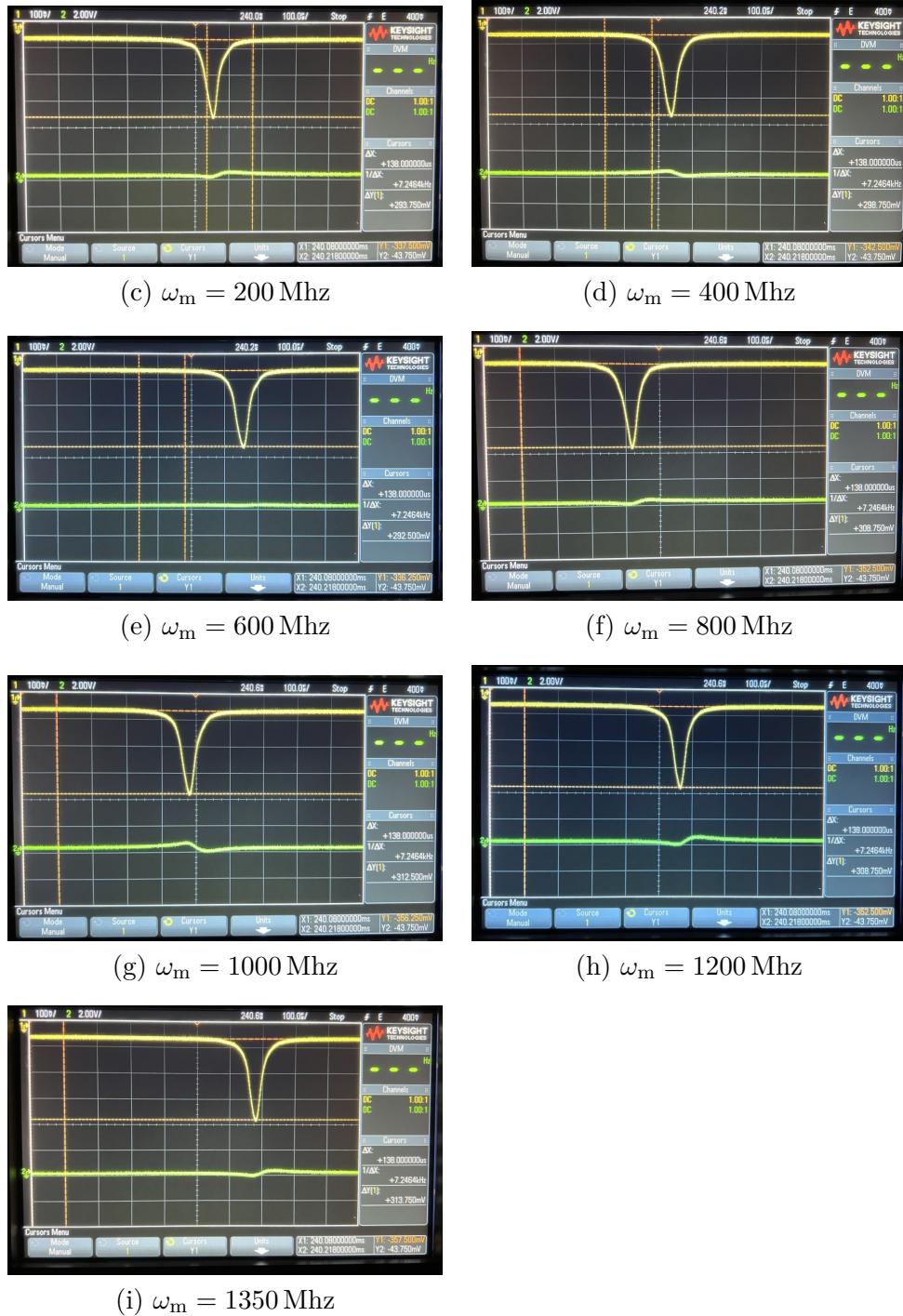


Abbildung 3.4: Messung Modulationsindex M

3.5 Empfindlichkeit und Signal-Rausch-Verhältnis der Apparatur

3.5 Empfindlichkeit und Signal-Rausch-Verhältnis der Apparatur

3.5.1 Optische Dichte OD

In diesem Abschnitt berechnen wir die optische Dichte OD des Etalons. Hierfür wurden die Photodiode 3 angeschlossen, welche das Reflexionssignal des Etalons misst [Abb. 3.5]. Dabei ergeben sich folgende Werte mit Fehler aus Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$U_0 = (110 \pm 5) \text{ mV}, \quad U = (89 \pm 5) \text{ mV} \quad (3.8)$$

$$\Rightarrow \boxed{\text{OD} = \log_{10} \left(\frac{U_0}{U} \right) = 0,09 \pm 0,07} \quad (3.9)$$

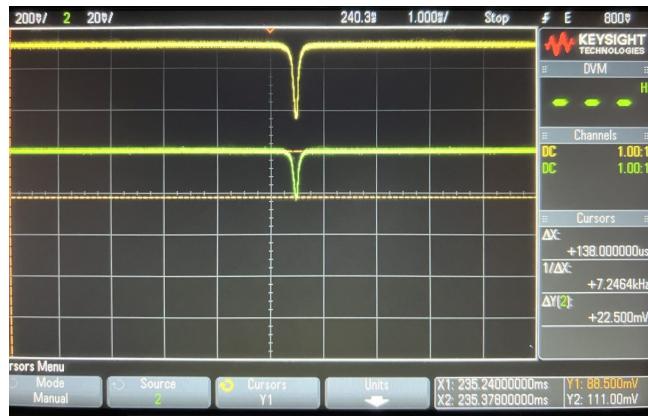


Abbildung 3.5: Messung optische Dichte OD

3.5.2 Bestimmung der spektrale Breite

Das Signal wird verrauscht aufgrund der fehlenden phasensensitiven Detektion des Lock-In Verstärkers. Um die spektrale Breite $\Delta\Omega$ zu bestimmen wird ein Signal aus Ref Paper (S3 Tabelle) mit den Wert $\Delta R = 5,0$ reproduziert, dazu wird erst ein Signal für $\Delta R > 5,0$ und dann das Signal ungefähr bis zum Signal $\Delta R = 5,0$ verstellt. Aus Ref (Paper) ist bekannt:

$$\Delta R = \frac{2\omega_m}{\Delta\Omega} \Leftrightarrow \Delta\Omega = \frac{2\omega_m}{\Delta R}. \quad (3.10)$$

Gemessen wurde die Modulationsfrequenz $\omega_m = 27,3 \text{ MHz}$ [Abb. 3.6] was dann folgende spektrale Breite ergibt:

$$\Rightarrow \boxed{\Delta\Omega = 10,9 \text{ MHz}}. \quad (3.11)$$

Bilder gespeichert in Datei: *scope_1*, *scope_2*

3 Messprotokoll

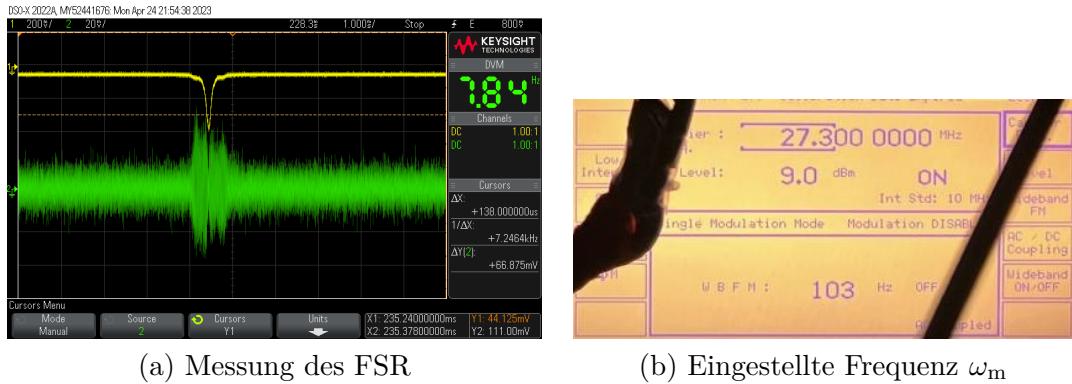


Abbildung 3.6: Messung spektrale Breite $\Delta\Omega$

3.5.3 Schwebung

Die angesprochene Schwebung konnte von den Versuchsteilnehmern nicht beobachtet werden.

3.5.4 Spektrumanalysator

Als nächstes wird das Ausgangssignal mit dem Spektrumanalysator untersucht. Dafür wählen wir eine Bandbreite von 10 kHz und einen Videofilter von 100 Hz. Dabei lesen wir die Werte der Signalhöhe P_S und die Höhe des Rauschpegels P_R von Spektrumanalysator mit dem Cursor ab, was in Tab. 3.2 dokumentiert wurde.

| ω_m/MHz | P_S^*/dBm | P_R^*/dBm |
|-----------------------|--------------------|--------------------|
| 50 | -30 ± 3 | -80 ± 3 |
| 200 | -30 ± 3 | -80 ± 3 |
| 400 | -23 ± 3 | -80 ± 3 |
| 600 | -20 ± 3 | -77 ± 3 |
| 800 | -21 ± 3 | -77 ± 3 |
| 1000 | -20 ± 3 | -77 ± 3 |
| 1200 | -19 ± 3 | -77 ± 3 |
| 1350 | -18 ± 3 | -77 ± 3 |

Tabelle 3.2: Werte von der Messung am Spektrumanalysator

Wenn man das Signal des Lasers abblockt verändert sich hierbei der Rauschpegel **nicht**.

3.5 Empfindlichkeit und Signal-Rausch-Verhältnis der Apparatur

3.5.5 Konversionsverluste des Mischers

In diesem Abschnitt messen wir die Konversionsverluste des Mischers. Hierfür stellen wir eine Modulationsfrequenz ω_m nahe der Werte aus Kapitel 3.5.4 liegen und lesen den Wert der Basislinie zu Spitze U vom Oszilloskop ab. Dabei wird der **SWEET** und der **OFFSET** so variiert, dass nur noch ein vollständiger Peak zu sehen ist [Abb. 3.7].

| ω_m/MHz | U/mV |
|-----------------------|---------------|
| 54,5 | 208 ± 5 |
| 188,5 | 293 ± 5 |
| 409,2 | 421 ± 5 |
| 629,1 | 511 ± 5 |
| 824,1 | 452 ± 5 |
| 989,0 | 533 ± 5 |
| 1235,1 | 635 ± 5 |
| 1344,5 | 572 ± 5 |

Tabelle 3.3: Werte von der Messung der Konversionsverluste

Bild gespeichert in Datei: *scope_3*

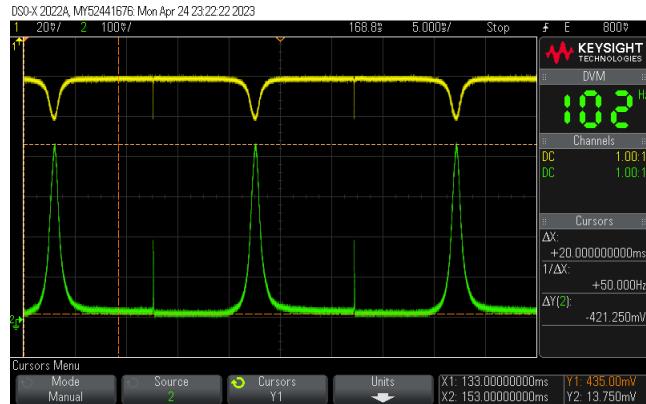


Abbildung 3.7: Beispieldmessung für Konversionsverluste

3 Messprotokoll

3.6 Absorptions- und Dispersionssignal einer Jodlinie

Für die Absorptions- und Dispersionssignal einer Jodlinie wird zuerst das Signal des Etalons von Spitze zu Spitze am Oszilloskop gemessen. Die Modulationsfrequenz ω_m wird wie in Kapitel 3.5.5 gewählt. Die aufgenommenen Werte sind in Tab. 3.4 gegeben.

| ω_m/MHz | U/mV | ω_m/MHz | U/mV | ω_m/MHz | U/mV |
|-----------------------|----------------|-----------------------|-----------------|-----------------------|-----------------|
| 32,3 | $357,50 \pm 5$ | 463,1 | $927,50 \pm 5$ | 905,6 | $1345,00 \pm 5$ |
| 54,5 | $425,00 \pm 5$ | 491,7 | $980,00 \pm 5$ | 931,5 | $1200,00 \pm 5$ |
| 81,1 | $480,00 \pm 5$ | 519,4 | $955,00 \pm 5$ | 960,3 | $1004,00 \pm 5$ |
| 106,3 | $495,00 \pm 5$ | 546,0 | $1020,00 \pm 5$ | 989,0 | $1130,00 \pm 5$ |
| 132,6 | $501,25 \pm 5$ | 573,6 | $905,00 \pm 5$ | 1015,7 | $1067,50 \pm 5$ |
| 161,4 | $540,00 \pm 5$ | 600,9 | $917,50 \pm 5$ | 1044,4 | $1052,50 \pm 5$ |
| 188,5 | $598,75 \pm 5$ | 629,4 | $955,00 \pm 5$ | 1071,4 | $1145,00 \pm 5$ |
| 215,4 | $655,00 \pm 5$ | 656,0 | $1087,50 \pm 5$ | 1098,8 | $1140,00 \pm 5$ |
| 242,2 | $678,75 \pm 5$ | 683,1 | $867,50 \pm 5$ | 1125,4 | $1110,00 \pm 5$ |
| 270,1 | $725,00 \pm 5$ | 711,6 | $837,50 \pm 5$ | 1153,6 | $955,00 \pm 5$ |
| 297,7 | $760,00 \pm 5$ | 740,7 | $842,50 \pm 5$ | 1182,4 | $1090,00 \pm 5$ |
| 326,0 | $795,00 \pm 5$ | 768,6 | $1010,00 \pm 5$ | 1209,0 | $1170,00 \pm 5$ |
| 352,6 | $817,50 \pm 5$ | 794,6 | $985,00 \pm 5$ | 1235,0 | $1242,50 \pm 5$ |
| 380,3 | $772,50 \pm 5$ | 824,1 | $872,50 \pm 5$ | 1261,3 | $1002,50 \pm 5$ |
| 409,2 | $805,00 \pm 5$ | 851,8 | $1010,00 \pm 5$ | 1289,8 | $785,00 \pm 5$ |
| 436,5 | $892,50 \pm 5$ | 879,0 | $1170,00 \pm 5$ | 1319,5 | $967,50 \pm 5$ |
| | | | | 1344,4 | $1092,50 \pm 5$ |

Tabelle 3.4: Werte von der Messung am Spektrumanalysator

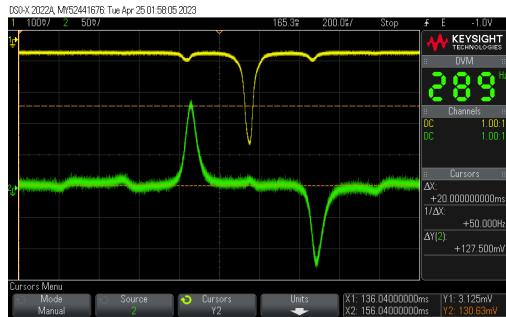
Da weiter Messung nicht eingestellt werden konnte, wurden den Versuchsteilnehmer die Messdaten der Gruppe 3 aus dem Jahr 2020 übergeben, um die Auswertung zu bewerkstelligen. Dennoch werden drei Werte per Hand gemessen [Abb. 3.8], was in Tab. 3.5 dargestellt wurde. Dafür wird von Basis(Index B) zu Spitze (Index P) für die Referenz (Potenz Ref) und die Probe (Potenz Probe) gemessen.

| ω_m/MHz | $U_B^{\text{Ref}}/\text{mV}$ | $U_P^{\text{Ref}}/\text{mV}$ | $U_B^{\text{Probe}}/\text{mV}$ | $U_P^{\text{Probe}}/\text{mV}$ | Datei |
|-----------------------|------------------------------|------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|------------------|
| 79,7 | 3 ± 3 | 131 ± 3 | 3 ± 3 | 133 ± 3 | scope_6, scope_7 |
| 491,9 | 1 ± 3 | 269 ± 3 | -149 ± 3 | 121 ± 3 | scope_4, scope_5 |
| 989,1 | -18 ± 3 | 265 ± 3 | -338 ± 3 | -18 ± 3 | scope_8, scope_9 |

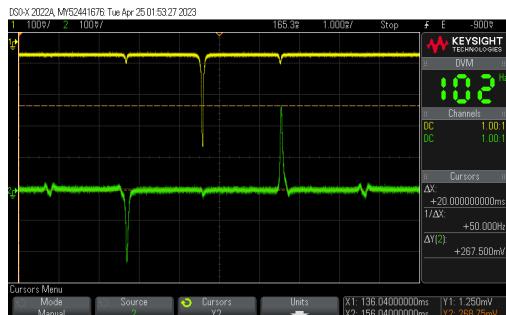
Tabelle 3.5: Werte von der Messung Absorption

3.6 Absorptions- und Dispersionssignal einer Jodlinie

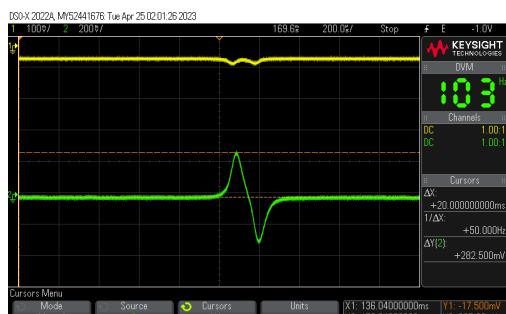
Referenz



(a) $\omega_m = 79,7 \text{ Mhz}$



(b) $\omega_m = 491,9 \text{ Mhz}$



(c) $\omega_m = 989,1 \text{ Mhz}$

Probe

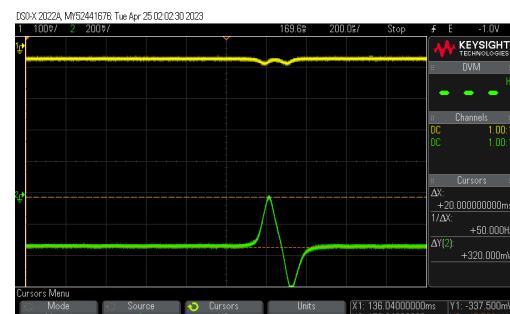
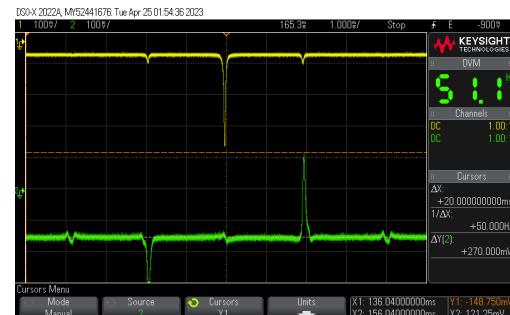
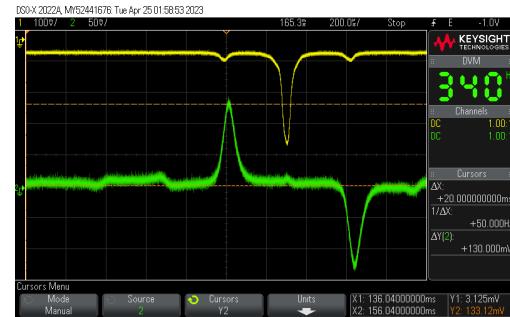


Abbildung 3.8: Messung des Absorptionssignals)

4 Auswertung und Diskussion

4.1 Empfindlichkeit der FM-Apparatur und Konversionsverluste des Mischers

4.1.1 Vergleich der Spektrumanalysatorwerte

Zuerst wird die Theorie mit der Praxis verglichen. Dafür werden die gemessenen Werte des Spektrumanalysators aus Kapitel 3.5.5 [Tab. 3.2] zu den theoretischen Werten mit $P_{S,\text{Theo}}^* = -30 \text{ dBm}$ und für $P_{R,\text{Theo}}^* = -79 \text{ dBm}$ aus Kapitel 2.2 & 2.3 in Kontrast gesetzt. In Abbildung 4.2 lässt sich erkennen, dass für die gemessenen Modulationsfrequenz ω_m alle Leistungswerte im Bereich der Erwartung, in der Nähe der theoretischen Werte, liegen. Nur Werte für Modulationsfrequenzen von $400 \sim 1350 \text{ MHz}$ weichen von der Theorie ab, was aber mit einem systematischen Messfehler zusammenhängen kann. Der Mittelwert der gemessenen Werte ist dabei:

$$\bar{P}_{S,\text{Mess}}^* = (-23 \pm 1) \text{ dBm} \quad \bar{P}_{R,\text{Mess}}^* = (-78 \pm 1) \text{ dBm} \quad (4.1)$$

4.1.2 Konversionsverluste

Nun werden die Werte des Spektrumanalysators, welcher die Werte nach HF-Verstärker am R-Eingang des Mischers gemessen hat, mit den Werten nach dem NF-Verstärkers verglichen. Dafür werden die Werte in Tabelle 3.3 durch den Faktor 31,5 geteilt⁵, um die Spannung U_I vor den NF-Verstärkers zu erhalten. Danach wird angenommen, dass der Mischer ohne Konversionsverluste arbeitet, d.h. Eingang L und R haben keine Phasendifferenz, womit die Spannung am Ausgang I gleich der Spannung am Ausgang R ist, also $U_R = U_I$. Eine skizzenhafte Darstellung des Schaltplans zur Übersicht ist in Abbildung 4.1 gegeben.

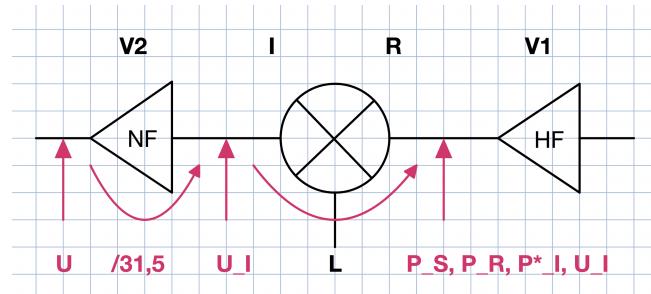


Abbildung 4.1: Skizze von der Anordnung der elektronischen Bauteile und Größen

4.1 Empfindlichkeit der FM-Apparatur und Konversionsverluste des Mischers

Die Spannung U_I wird dann durch die Formel:

$$P_I^* = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{U_I^2}{2R} \right); \quad [P^*] = 1 \text{ dBm} \quad (4.2)$$

in den gesuchten HF-Leistungswerte ohne Mischer P_I^* umgerechnet.⁵ Beachte hierbei, dass der Widerstand $R = 50 \Omega$ ist und dass auf P_I^* 6 dBm dazuaddiert wurde, um den Vergleich zwischen $P_{S,\text{Mess}}^*$ zu gewährleisten.⁵ Alle berechneten Werte kann man in Tabelle 4.1 finden. Der Vergleich zwischen P_I^* und $P_{S,\text{Mess}}^*$ wurde grafisch in Abb. 4.2 dargestellt, wobei der Fehler weggelassen wurde da dieser zu klein zum Auflösen ist.

Mittelung über die Ergebnisse ergibt dann:

$$\bar{P}_I^* = (-21,3 \pm 0,2) \text{ dBm} \quad (4.3)$$

Um dann die konkreten Konversionsverluste zu ermitteln wird der Abstand zwischen \bar{P}_I^* und $\bar{P}_{S,\text{Mess}}^*$ HF-Leistungswerte berechnet und der Mittelwert gebildet sowie die Standardabweichung. Dafür wird die Größe $v = |\bar{P}_I^* - \bar{P}_{S,\text{Mess}}^*|$ als Konversionsverlust eingeführt. Die Berechnungen ergeben folgendes Ergebnis für den Konversionsverlust v :

$$v = (2 \pm 1) \text{ dBm} \quad (4.4)$$

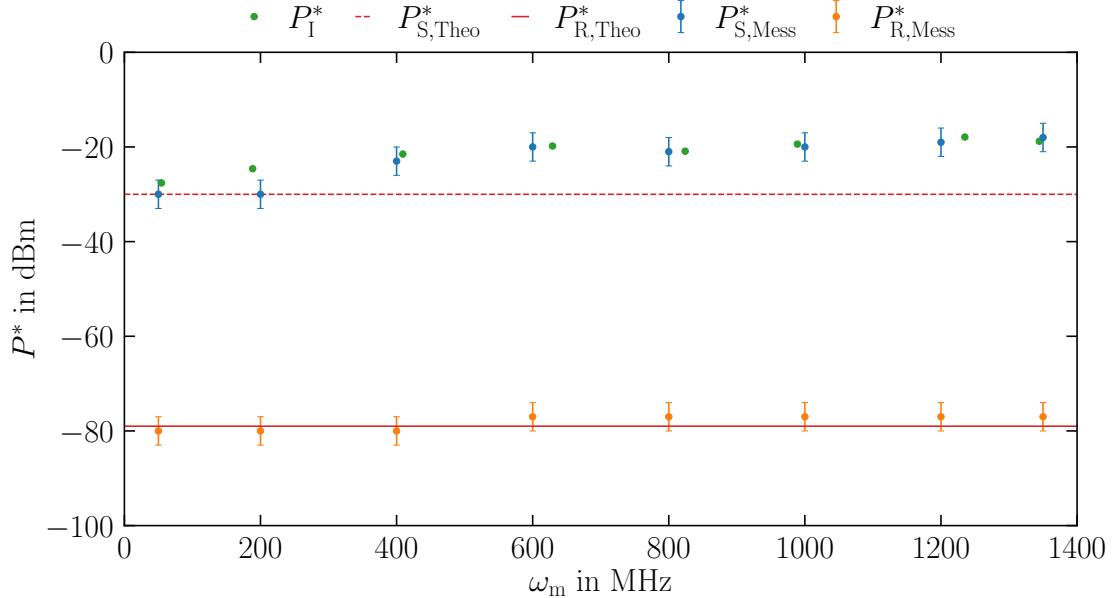


Abbildung 4.2: Vergleich zwischen Theorie und Praxis für gemessene Werte am Spektrumanalysator mit dem theoretischen Leistungswert des Rauschens $P_{R,\text{Theo}}^* = -79 \text{ dBm}$ und des Signals $P_{S,\text{Theo}}^* = -30 \text{ dBm}$, sowie gemessene Leistung mit Mischer $P_{S,\text{Mess}}^*$ und ohne Mischer P_I^*

4 Auswertung und Diskussion

| ω_m/MHz | U/mV | U_I/mV | $P_I/10^{-4} \text{ mW}$ | P_I^*/dBm |
|-----------------------|---------------|-----------------|--------------------------|--------------------|
| 54,5 | 208 ± 5 | $6,6 \pm 0,2$ | $4,4 \pm 0,3$ | $-27,6 \pm 1,9$ |
| 188,5 | 293 ± 5 | $9,3 \pm 0,2$ | $8,6 \pm 0,4$ | $-24,6 \pm 1,1$ |
| 409,2 | 421 ± 5 | $13,4 \pm 0,2$ | $18,0 \pm 0,5$ | $-21,5 \pm 0,6$ |
| 629,1 | 511 ± 5 | $16,2 \pm 0,2$ | $26,2 \pm 0,6$ | $-19,8 \pm 0,5$ |
| 824,1 | 452 ± 5 | $14,3 \pm 0,2$ | $20,4 \pm 0,6$ | $-20,9 \pm 0,6$ |
| 989,0 | 533 ± 5 | $16,9 \pm 0,2$ | $28,6 \pm 0,7$ | $-19,4 \pm 0,5$ |
| 1235,1 | 635 ± 5 | $20,2 \pm 0,2$ | $40,8 \pm 0,8$ | $-17,9 \pm 0,4$ |
| 1344,5 | 572 ± 5 | $18,2 \pm 0,2$ | $33,1 \pm 0,7$ | $-18,8 \pm 0,4$ |

Tabelle 4.1: Berechnete Werte für Konversionsverluste mit der gemessenen Spanung U , der Spannung U_I am Ausgang I und die dazugehörige Leistung P_I in mW und dBm

4.1.3 Effektive Quantenausbeute

Im nächsten Abschnitt wird die Quantenausbeute β_D berechnet. Dafür wird Gleichung (2.9) aus Kapitel 3.5 verwendet und auf die Quantenausbeute β_D umgestellt:

$$P_S = \frac{R}{2} \left(\frac{e\beta_D}{2hc} \lambda P M \frac{\ln 10}{2} OD \right)^2 \Leftrightarrow \beta_D = \underbrace{\sqrt{\frac{1}{\frac{R}{2} \left(\frac{e\beta_D}{2hc} \lambda P \frac{\ln 10}{2} \right)^2}}}_{C} \cdot \frac{\sqrt{P_S}}{OD \cdot M}. \quad (4.5)$$

Als Leistungswerte P_S werden die gemessenen Werte $P_{S,\text{Mess}}^*$ aus Kapitel 3.5.4 verwendet. Die optische Dichte OD ist in Kapitel 3.5.1 als $OD = 0,09 \pm 0,07$ gegeben. Weiterhin ist der Modulationsindex M zu jeder Modulationsfrequenz ω_m in Kapitel 3.4 zu finden. Für die Konstante C gilt mit den Werten aus dem Skript⁵ (auch in Kapitel 2.3 gegeben):

$$C = 6807 \sqrt{W}. \quad (4.6)$$

Als Nächstes müssen die Leistungswerte $P_{S,\text{Mess}}^*$ in mW umgerechnet werden, dafür wird der Verstärkungsfaktor von 55 dB von $P_{S,\text{Mess}}^*$ subtrahiert und dann mit der Formel:

$$P^* = 10 \log_{10}(P) \Leftrightarrow P = 10^{P^*/10} \quad (4.7)$$

umgerechnet.⁵ Dabei ist P^* der Leistungspegel in dBm und P der Leistungspegel in mW. Tabelle 4.2 fasst nochmal alle Werte an einer Stelle zusammen, sowie die errechneten Werte für die Quantenausbeute β_D . Messfehler wurden mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet. In Tabelle 4.2 lässt sich bei hohe Modulationsfrequenzen eine hohe Quantenausbeute β_D erkennen, aber auch einen sehr großen Messfehler aufgrund der deutlich höheren Leistungswerte. Dennoch lässt sich sagen, dass für niedrige Modulationsfrequenzen ω_m die Quantenausbeute mit den Erwartungen on 0,3⁵ übereinstimmt. Betrachtet man den Mittelwert der Quantenausbeute β_D erhält man als Ergebnis:

$$\boxed{\beta_D = 0,73 \pm 0,22}. \quad (4.8)$$

4.1 Empfindlichkeit der FM-Apparatur und Konversionsverluste des Mischers

Das Ergebnis liegt ein Stück über den Erwartungen, was aber auch mit dem systematischen Messfehler für Modulationsfrequenzen von $400 \sim 1350$ MHz zu tun haben könnte. Eine herkömmliche Silizium-Photodiode erreicht heutzutage eine Quantenausbeute von 80 %, wobei schon mit sogenannten schwarzen Silizium eine Quantenausbeute von 130 % gelungen ist.⁶ Dies lässt darauf schließen, dass die gemessenen Werte noch in der Erwartung der Realität liegen.

| ω_m/MHz | $P_{S,\text{Mess}}^*/\text{dBm}$ | $P_{S,\text{Mess}}/10^{-9} \text{ mW}$ | M | β_D |
|-----------------------|----------------------------------|--|-------------|-------------|
| 50 | -85 ± 3 | 3,16 ± 0,11 | 0,46 ± 0,03 | 0,29 ± 0,23 |
| 200 | -85 ± 3 | 3,16 ± 0,11 | 0,52 ± 0,02 | 0,26 ± 0,20 |
| 400 | -78 ± 3 | 15,85 ± 0,61 | 0,50 ± 0,02 | 0,60 ± 0,47 |
| 600 | -75 ± 3 | 31,62 ± 1,26 | 0,54 ± 0,02 | 0,79 ± 0,62 |
| 800 | -76 ± 3 | 25,12 ± 0,99 | 0,46 ± 0,03 | 0,82 ± 0,64 |
| 1000 | -75 ± 3 | 31,62 ± 1,26 | 0,56 ± 0,02 | 0,76 ± 0,59 |
| 1200 | -74 ± 3 | 39,81 ± 1,61 | 0,46 ± 0,03 | 1,04 ± 0,81 |
| 1350 | -73 ± 3 | 50,12 ± 2,06 | 0,42 ± 0,03 | 1,27 ± 0,99 |

Tabelle 4.2: Berechnete Werte für Quantenausbeute β_D mit den Leistungswerten des Signals P_S und den Modulationsindex M

4.1.4 Minimale optische Dichte

Um die minimale optische Dichte OD_{\min} der Messaperatur zu erhalten wird die Gleichung des thermischen Rauschens P_T mit der Gleichung (2.9) für die Lichtleistung P_S gleichgesetzt, dabei ist OD dann die minimale optische Dichte OD_{\min} . Diese Überlegung hat dann das folgende Ergebnis zur Folge:

$$P_T = 4k_B T \Delta\nu = \frac{R}{2} \left(\frac{e\beta_D}{2hc} \lambda P M \frac{\ln 10}{2} \right)^2 OD_{\min} = P_S . \quad (4.9)$$

Wenn man sich in Gleichung (4.9) den Term vor der minimalen optischen Dichte OD_{\min} genauer betrachtet, erkennt man, dass dieser Term wiederum in Gleichung (2.9) und das Verhältnis zwischen Lichtleistung P_S und optischer Dichte im Quadrat darstellt, also P_S/OD^2 . Setzt man dies nun in Gleichung (4.9) ein und formt auf OD_{\min} um, erhält man:

$$\Rightarrow \boxed{OD_{\min} = \sqrt{\frac{P_T}{P_S}} \cdot OD} , \quad (4.10)$$

wobei OD die gemessene optische Dichte mit $0,09 \pm 0,07$ aus Kapitel 3.5.1 ist. Als Leistungswerte P_T und P_S werden die berechneten Werte aus Kapitel 2.2 ($P_{R,\text{Theo}}$) und 2.3 ($P_{S,\text{Theo}}$) verwendet. Dabei wird aber der Wert von $P_{R,\text{Theo}}$ durch 4 gerechnet⁵, da die Formel für $P_{S,\text{Theo}}$ schon für die gemessenen Werte angepasst wurde. Die Fehler wurde wieder mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz ermittelt und damit folgt für die minimale optische Dichte:

$$\boxed{OD_{\min} = (3,25 \pm 2,53) \cdot 10^{-4}} . \quad (4.11)$$

4 Auswertung und Diskussion

4.2 Absorption und Dispersion einer Jodlinie

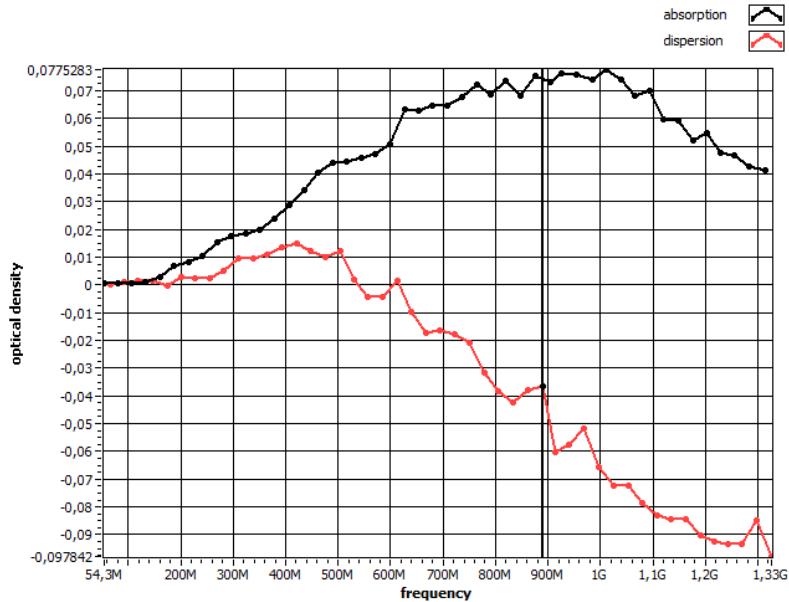


Abbildung 4.3: Iodlinie (Ersatzmessung, Gruppe 3, 2020)

Zur Nachprüfung des berechneten Absorptionssignals wurden bei drei Frequenzen manuell eine Messung mit und ohne Probe durchgeführt. Die optische Dichte wurde mit folgender Formel berechnet.

$$OD = \frac{\Delta U}{U_A} \cdot OD_{FPI} \quad (4.12)$$

Wobei ΔU die Spannungsdifferenz der Basislinien der Messungen mit und ohne Zelle ist, U_A die Höhe der einfachen Peaks der Messungen mit der Zelle und $OD_{FPI} = 0,09 \pm 0,07$ die optische Dichte des FPI.

| ω_m/MHz | $\Delta U / \text{mV}$ | $\Delta U_A / \text{mV}$ | OD |
|-----------------------|------------------------|--------------------------|-------------------|
| 79,7 | 3 ± 4 | 131 ± 4 | $0,002 \pm 0,003$ |
| 491,9 | 150 ± 4 | 269 ± 4 | $0,05 \pm 0,04$ |
| 989,1 | 320 ± 4 | 283 ± 4 | $0,10 \pm 0,08$ |

Tabelle 4.3: Ergebnisse für manuelle Messung der optischen Dichte.

Betrachtet man die Werte aus der Tabelle 4.3, für die optische Dichte, so fällt auf, dass diese im Rahmen des Fehlers mit dem in Abbildung 4.3 gezeigten werten übereinstimmen. Hier wurde mit einem Korrekturfaktor von 2,22 gearbeitet, da unsere Rechteckfunktion aber eher Trapezförmig ist und die Ecken etwas abgerundet sind, weicht der Wert des Faktors wohl etwas nach unten ab.

4.2 Absorption und Dispersion einer Jodlinie

Für die Vakuumwellenlänge der Jodlinie gilt:

$$\lambda = \frac{c_0}{f} = (632, 9915 \pm 0, 0004) \text{ nm} \quad (4.13)$$

In Luft ($n_{Luft} = 1, 0003$) gilt:

$$\lambda_{Luft} = \frac{\lambda}{n_{Luft}} = (632, 8017 \pm 0, 0004) \text{ nm} \quad (4.14)$$

Aus dem Diagramm konnte Breite der Jodlinie, am halben Maximalwert, von ca. 848MHz abgelesen werden. Für die Dopplerbreite gilt:

$$\delta f = \frac{f_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}} \quad (4.15)$$

In unserem Fall gilt: $f_0 \approx 880 \text{ MHz}$, $T \approx 294 \text{ K}$ und $m = 2 \cdot 126, 9u$.

$$\Rightarrow \delta f \approx 678 \text{ MHz} \quad (4.16)$$

Es fällt auf, dass der ermittelte Wert merklich größer ist als der theoretische. Dies liegt daran, dass es eine nicht aufgelöste Hyperfeinstruktur gibt, deren Komponenten ebenfalls eine Dopplerverbreiterung erfahren.

Im folgenden soll aus den Extremwerten der Phasenänderung $\Delta\Phi$ die Brechungsindexänderung $\Delta\eta$ berechnet werden. Folgende Formel wird dafür genutzt:

$$\Delta\eta = \Delta\Phi \frac{\lambda}{2\pi L} \quad (4.17)$$

Es gilt: $\Delta\Phi \approx 0, 11$. Daraus folgt:

$$\Delta\eta \approx 2, 8 \cdot 10^{-8} \quad (4.18)$$

Betrachtet man den Nulldurchgang des Dispersionssignales so fällt auf, dass er vor dem Peak des Absorptionssignales liegt. Bei gültigen Kramer-Kronig-Relationen würde man erwarten das sich diese Punkte übereinander befinden. Dies kann möglicherweise durch eine Leistungsverbreiterung der Linien verursacht worden sein. Diese würde dazu führen, dass die mathematischen Voraussetzungen für die Gültigkeit der Relationen nicht erfüllt wären. Außerdem ist der Verlauf der Absorptionslinie bezüglich des Nulldurchgangs auffallend, bei gültigen Kramers-Kronig-Relationen würde man einen symmetrischen Verlauf erwarten.

5 Fazit

Abschließend lässt sich sagen, dass durch Ausführung des Versuches ein tieferes Verständnis für hochauflösende Molekülspektroskopie gewonnen wurde. Außerdem wurden Erfahrungen im Umgang mit Lock-In-Verstärker und HF Technik gesammelt, welche bis dato selten benutzt worden sind. Auch der Umgang mit der dB bzw. dBm Skala konnte geübt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] BJORKLUND, G. C., LEVENSON, M. D., LENTH, W. & ORTIZ, C. 1983 Frequency modulation (fm) spectroscopy: Theory of lineshapes and signal-to-noise analysis. *Appl. Phys. B* 32 (145-152).
- [2] DEMTRÖDER, WOLFGANG 2011 *Laserspektroskopie 1: Grundlagen*, 6. Auflage. Berlin: Springer.
- [3] DEMTRÖDER, WOLFGANG 2016 *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*, 5. Auflage. Berlin: Springer.
- [4] DEMTRÖDER, WOLFGANG 2017 *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, 5. Auflage. Berlin: Springer.
- [5] KADOR, LOTHAR 2023 Höchstauflösende Molekülpektroskopie. unpublished.
- [6] WÖRNER, NICOLE 2021 Hochempfindliche photodiode aus schwarzem silizium. URL <https://www.elektroniknet.de/optoelektronik/hochempfindliche-photodiode-aus-schwarzem-silizium.182733.html#:~:text=Wie%20die%20PTB%20bestätigt%2C%20erhöht,Spektroskopie%2C%20Bildgebung%20und%20Biotechnologie%20revolutionieren.> – Zugriffsdatum: 2023-04-28.