

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von
Sascha Benjamin Reinhardt
aus Ellwangen(Jagst).
November 2002.

Frequenzmessung im $^{127}\text{I}_2$ -Spektrum bei 585nm

Die Diplomarbeit wurde von Sascha Benjamin Reinhardt ausgeführt am
Max-Planck Institut für Kernphysik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dirk Schwalm.
November 2002.

Zusammenfassung

Im Rahmen des Experiments zum Test der Speziellen Relativitätstheorie, das am MPI für Kernphysik in Heidelberg durchgeführt wurde, wurden Frequenzmessungen am molekularen Jod gemacht. Die Absolutfrequenz der a-Komponente des Übergangs P(10)14-1 wurde mit einer Genauigkeit von $2,9 \cdot 10^{-10}$ bestimmt. Hierfür wurde die Frequenzdifferenz zwischen dieser und der i-Komponente des Übergangs R(99)15-1 bestimmt, deren Absolutfrequenz auf $1,3 \cdot 10^{-10}$ bekannt ist. Dies geschieht durch einen Vergleich von zwei gleichzeitig aufgezeichneten Spektren, die mit gesättigter Absorptionsspektroskopie erzeugt wurden. Das Licht eines Farbstofflasers wurde dafür aufgespalten und ein Teil durch akusto-optische Modulatoren um einen bekannten Betrag in der Frequenz erhöht, so daß zwei unterschiedliche Frequenzen zur Verfügung standen.

Abstract

Frequency measurements were made with molecular iodine as a part of the special relativity experiment at the MPI for Nuclear Physics in Heidelberg. The frequency of the a-component of the transition P(10)14-1 has been determined with a relative uncertainty of $2,9 \cdot 10^{-10}$. For this, the frequency difference between the a-component and the i-component of the transition R(99)15-1 was measured. The frequency of the latter component is known from previous experiments with a relative uncertainty of $1,3 \cdot 10^{-10}$. This was accomplished via a comparison of two simultaneously measured saturated absorption spectra. The light of a dye laser was split for this purpose, and a part of the light was increased in frequency with acousto-optic modulators by a known value, so that two different frequencies were available.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	6
2.1	Linienprofil	6
2.1.1	Linienverbreiterung	6
2.1.2	Linienverschiebung	7
2.1.3	Gesättigte Absorptionsspektroskopie	8
2.1.4	Asymmetrisches Linienprofil	11
2.2	Frequenzverschiebung mit akusto-optischen Modulatoren (AOM)	12
2.3	Rauschbefreiung mit Modulation	14
2.3.1	Lock-In Verfahren allgemein	14
2.3.2	Amplitudenmodulation	15
2.3.3	Frequenzmodulation	16
3	Aufbau, Durchführung und Datenauswertung	24
3.1	Messprinzip	24
3.2	Aufbau	24
3.2.1	Optischer Aufbau	26
3.2.2	Elektronischer Aufbau	29
3.2.3	Übersicht des gesamten Aufbaus	32
3.2.4	Frequenzteiler	32
3.3	Durchführung	35
3.3.1	Farbstofflaser	35
3.3.2	AOMs	37
3.3.3	Jodspektroskopie	37
3.3.4	Einstellungen des LabView-Programms	38
3.3.5	Datenauswertung	39
3.3.6	Bestimmung der Frequenz aus der Scanspannung	39
3.4	Testmessungen	42
3.4.1	Erste Beobachtung des Verschiebungsfehlers	42
3.4.2	Konsequenzen	43
3.4.3	Verbesserung des Messprinzips	44

4 Ergebnisse und Diskussion	45
4.1 1f-Methode	45
4.2 Amplitudenmodulationmethode	47
4.3 3f-Methode	51
4.4 Endwert	54
4.4.1 Diskussion	54
5 Zusammenfassung	56
A Jod in der Spektroskopie	57
B Frequenzabstand von der h- und j-Komponente zur i-Komponente	59
B.1 Abstand j zu i	60
B.2 Abstand i zu h	60
C Dopplerfreier Spektralatlas vom molekularen Jod	61
Literaturverzeichnis	62
Danksagung	67

Kapitel 1

Einleitung

Die Entwicklungen in der Laserspektroskopie der letzten Jahrzehnten ermöglichen heutzutage Messungen mit der relativen Genauigkeit von 10^{-14} (aus [NHR⁺00]:Übergang im Wasserstoff: $1S \rightarrow 2S$: 2466061413187103(46) Hz). In Abb. 1.1 ist der Verlauf dieser Entwicklung dargestellt.

Durch die hohe Genauigkeit der Laserspektroskopie ist es möglich, Theorien sehr genau zu prüfen. Mit Hilfe der Frequenzmessungen am Wasserstoffatom kann die Quantenelektrodynamik getestet bzw. Naturkonstanten genauer bestimmt werden (vgl. [HW99]). Eine andere Theorie, die mit Methoden der Laserspektroskopie getestet werden kann, ist die Spezielle Relativitätstheorie. Dies ist im folgenden dargestellt.

Am Testspeicherring (TSR) am Max Planck Institut für Kernphysik in Heidelberg wird seit geraumer Zeit mit zunehmender Genauigkeit die Gültigkeit des im Rahmen der speziellen Relativitätstheorie vorausgesagten relativistischen Dopplereffekts geprüft. Die ersten Experimente dieser Art wurden 1991 von R. Klein gemacht [Kle91]. R. Grieser verbesserte 1994 die Genauigkeit des Experiments [Gri94] und G. Saathoff erzielte 2002 eine weitere Verbesserung [Saa02]¹. Dazu wird im TSR wird ein ${}^7\text{Li}^+$ -Strahl gespeichert, der eine Geschwindigkeit v von ca. 7 Prozent der Lichtgeschwindigkeit c hat. An diesem Strahl wird Laserspektroskopie betrieben. Ein Laser mit der Frequenz ν_a läuft antikollinear zum Strahl ein andere Laser mit der Frequenz ν_p läuft kollinear dazu. Betragen die Übergangsfrequenzen der Lithium-Ionen in ihrem Ruhesystem ν_{00} und ν_{01} , so muß der kollineare Laserstrahl die Frequenz

$$\nu_p = \nu_{00}\gamma(1 + \beta) \quad (1.1)$$

besitzen, wobei

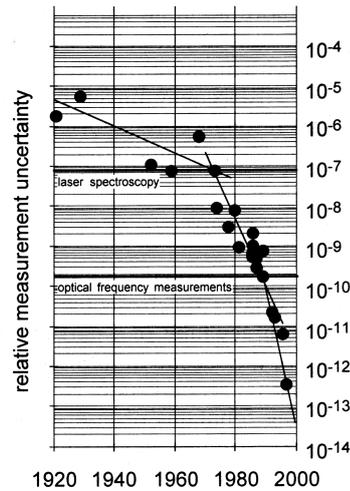
$$\beta = \frac{v}{c} \quad \text{und} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

sind, der antikollineare Laserstrahl die Frequenz

$$\nu_a = \nu_{01}\gamma(1 - \beta), \quad (1.2)$$

¹Kommentar im Literaturverzeichnis beachten.

Abbildung 1.1: Fortschritt der Genauigkeit in der optischen Spektroskopie des Wasserstoffatoms (aus [HW99]).



damit diese in Resonanz mit den Übergängen sind. Multipliziert man Gl. 1.1 mit Gl. 1.2 so erhält man

$$\nu_p \nu_a = \nu_{00} \nu_{01}. \quad (1.3)$$

Gleichung 1.3 ist nur dann gültig, wenn der relativistische Dopplereffekt die Physik richtig beschreibt. Sind die Frequenzen ν_p , ν_a , ν_{00} und ν_{01} bekannt, dann kann man die Gleichung 1.3 überprüfen. Regen beide Laserstrahlen denselben Übergang mit der Frequenz ν_0 an, so vereinfacht sich Gl. 1.3 zu

$$\nu_p \nu_a = \nu_0^2. \quad (1.4)$$

In Abb. 1.2 ist das Termschema des heliumähnlichen ${}^7\text{Li}^+$ gezeigt.

Es wird nun kurz das Messprinzip vorgestellt, das im allgemeinen verwendet wurde. Ein Ar^+ -Laser² wird für den kollinearen Laserstrahl verwendet. Dieser wird auf einen Übergang im ${}^{127}\text{I}_2$ -Spektrum stabilisiert, der von der CIPM³ als Referenz empfohlen wird (vgl. Anhang A). Der hier verwendete Übergang ist die P(13)43-0 Komponente a_3 . Die Frequenz dieses Übergangs ist

$$\nu_p = 582490603370(130)\text{kHz}.$$

Der antikollineare Laserstrahl stammt von einem Farbstofflaser, der über den gewünschten Übergang der Lithium-Ionen durchgestimmt wird. Bei [Kle91] und [Gri94] werden zwei unterschiedliche Übergänge angeregt, die ein gemeinsames oberes Niveau besitzen. Der Ar^+ -Laser regt den ${}^3S_1F = 3/2 \rightarrow {}^3P_2F' = 5/2$ Übergang an, und der Farbstofflaser regt den ${}^3S_1F = 5/2 \rightarrow {}^3P_2F' = 5/2$ Übergang an (vgl. Abb. 1.2). Da diese beiden Übergänge ein geschlossenes Dreiniveau-System bilden, wählt der Ar^+ -Laser eine Geschwindigkeitsklasse im Ionenstrahl aus und pumpt diesen dunkel, so daß man keine Fluoreszenz sieht, dasselbe gilt

²Argon-Ionen-Laser

³Comité International des Poids et Mesures

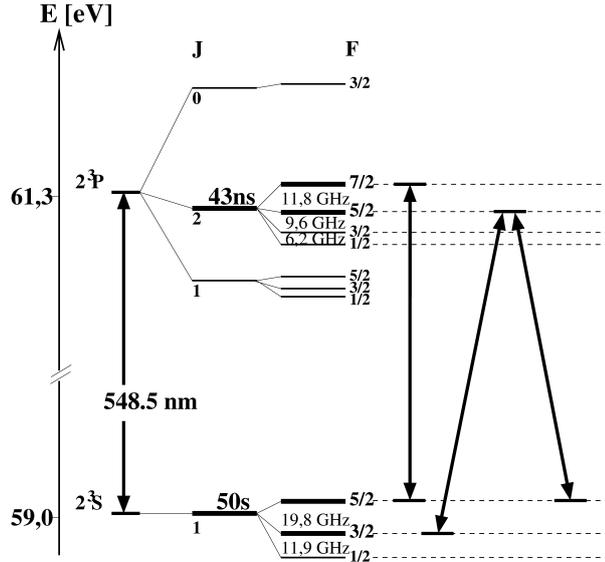


Abbildung 1.2: Termschema des heliumähnlichen ${}^7\text{Li}^+$ -Ion (aus [Saa02]).

für den Farbstofflaser. Da der Farbstofflaser durchgestimmt wird, spricht er verschiedene Geschwindigkeitsklassen an. Spricht der Farbstofflaser dieselbe Geschwindigkeitsklasse wie der Ar^+ -Laser an, so erhält man Fluoreszenz, da dann beide Laser das Grundniveau des anderen füllen. Die Frequenz des Farbstofflasers, wenn Fluoreszenz vorhanden ist, wird mit Hilfe eines ${}^{127}\text{I}_2$ -Spektrums bestimmt, das gleichzeitig mit einer Sättigungsspektroskopie erzeugt wird. Kennt man die Frequenz der Jodlinie, die, wenn möglich, gleichzeitig mit der Fluoreszenz auftritt, hier die Komponente i des Übergangs R(99)15-1 (ab jetzt i -Komponente), so kennt man ν_a . Diese Frequenzmessung wurde von R. Grieser durchgeführt [GBD⁺94]. Die Frequenz ν_i der i -Komponente wurde zu

$$\nu_i = (512667622777 \pm 67)\text{kHz} \quad (1.5)$$

bestimmt.

In [Saa02] wird ein ähnliches Prinzip verwendet. Hier wird aber ein anderer Übergang im Lithium-Ion verwendet, nämlich ${}^3S_1F = 5/2 \rightarrow {}^3P_2F' = 7/2$, der von beiden Lasern angeregt wird. Der Übergang entspricht einem Zweiniveau-System. Der Ar^+ -Laser ist auf derselben Jodlinie stabilisiert. Der Farbstofflaser wird auch hier durchgestimmt. Regen beide Laser diesen Übergang in derselbe Geschwindigkeitklasse gleichzeitig an so erhält man eine geringere Fluoreszenz. Wie in Kapitel 2.1.3 gezeigt wird, nimmt die Absorption bei einer Sättigungsspektroskopie ab und somit auch die Fluoreszenz, da diese zusammenhängen. Mit Hilfe von akusto-optischen Modulatoren (AOM) wird die Frequenz des Farbstofflasers so verändert, daß das Fluoreszenzsignal gleichzeitig mit einer Referenzlinie im Jodspektrum erscheint. Es ist der Übergang P(10)14-1 Komponente a (ab jetzt a -Komponente) im Jodspektrum, der hier als geeignete Referenz dient.

Die Absolutfrequenz der a -Komponente war bisher nicht bekannt. Die Bestimmung dieser Frequenz ist Bestandteil dieser Diplomarbeit. Die Frequenzdifferenz zwischen der i -Komponente und der a -Komponente wird dafür bestimmt. Mit Hilfe des Farbstofflasers wird eine gesättigte Absorptionsspektroskopie an einer Jodzelle durchgeführt. Ein Teil des

Laserlichts wird mit Hilfe von AOMs in der Frequenz erhöht und zu einer zweiten Spektroskopie mit gleichem Aufbau geschickt. Der Farbstofflaser wird durchgestimmt und beide Spektren werden gleichzeitig aufgenommen. Die Frequenzen der RF-Generatoren⁴, die die Erhöhung der Frequenz durch die AOMs festlegen, werden solange verändert bis die gewünschten Übergänge gleichzeitig in den Spektren auftreten.

In [Kle91] wurde dieser Teil des Spektrums berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 1.3 zu sehen. In diesem Diagramm ist die berechnete Frequenzdifferenz von 3387,83 MHz eingezeichnet. Dies entspricht dem Abstand der a- zur i-Komponente. Da es nicht mit den vorhandenen AOMs möglich ist diesen Abstand auf einmal zu überbrücken, muß eine Hilfslinie verwendet werden, die zwischen beiden liegt. Diese Hilfslinie ist der Übergang R(30)12-0 Komponente o (ab jetzt o-Komponente). Ihr Abstand zur i- bzw. a-Komponente ist im Diagramm eingezeichnet. Ist die Frequenzdifferenz zwischen der i- und a-Komponente bekannt so kann mit Hilfe von Gl. 1.5 die Absolutfrequenz der a-Komponente bestimmt werden.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen dargestellt. Die Theorie der gesättigten Absorptionsspektroskopie, Linienform und -position, Grundlagen von AOMs und Methoden zur Rauschbefreiung sind der Bestandteil. Das Kapitel 3 beschreibt den experimentellen Aufbau und die Durchführung. Die Ergebnisse werden in Kapitel 4 dargestellt. Kapitel 5 enthält die Zusammenfassung.

⁴RF=Radiofrequenz

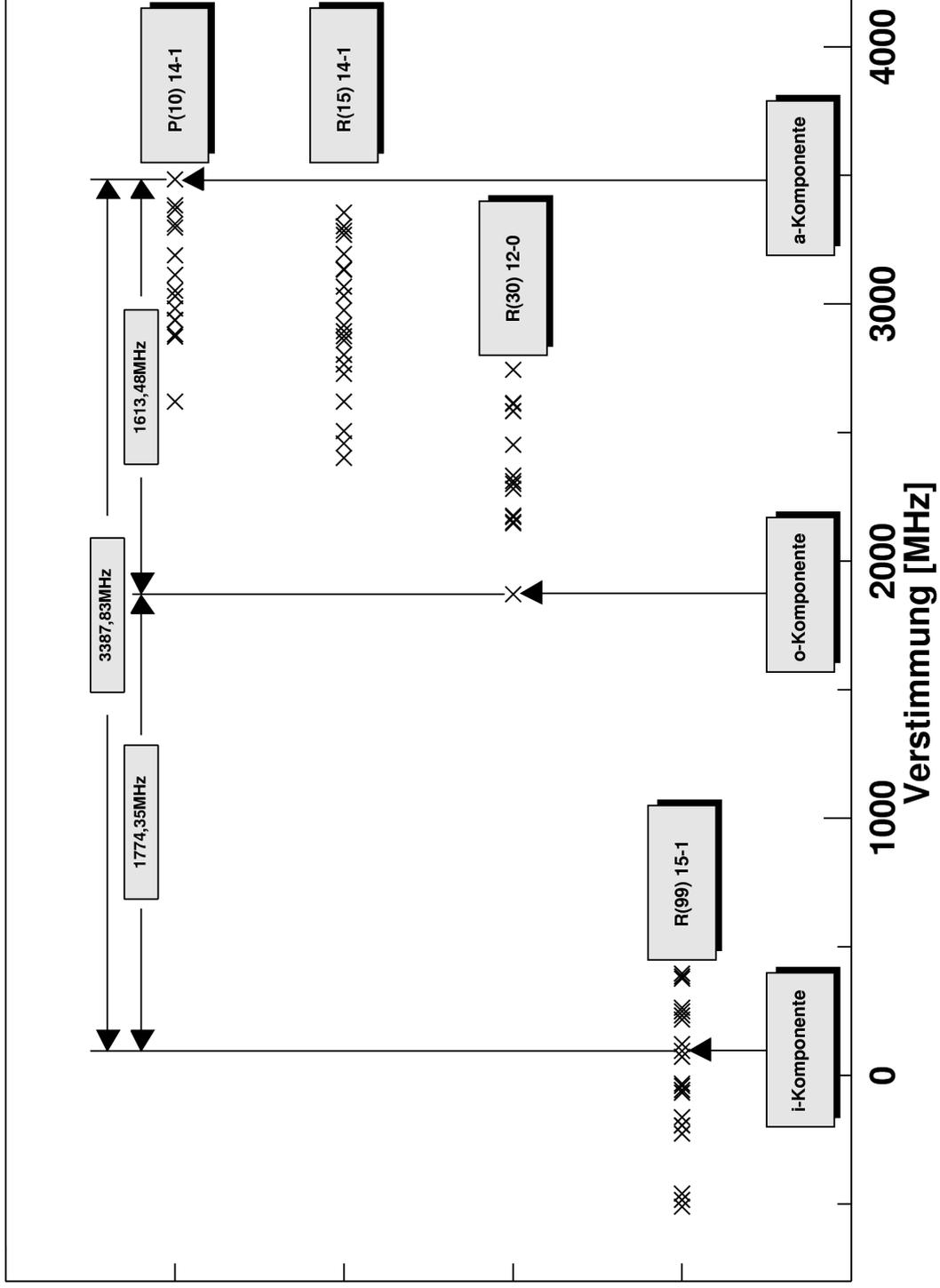


Abbildung 1.3: Berechnetes $^{127}\text{I}_2$ -Spektrum im Bereich der i- und a-Komponente. Die Position der einzelnen Hyperfeinstrukturlinien ist mit \times gekennzeichnet.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Linienprofil

In diesem Kapitel wird die Form und Position einer Linie im Spektrum besprochen, die durch eine gesättigte Absorptionsspektroskopie gewonnen wird.

2.1.1 Linienverbreiterung

Jede Linie in einem Spektrum besitzt eine endliche Linienbreite. Die kleinst mögliche Linienbreite ist i. a. die natürliche Linienbreite (näheres s. [Shi76] bzw. [Dem93, Kapitel 14.6]). Die natürliche Linienbreite für Übergänge vom Grundzustand zum angeregten Zustand im Jodmolekül ist von der Größenordnung 100 kHz (s. [BCD79]). Neben dieser Linienbreite, die durch die Lebensdauern der beiden beteiligten Molekülzustände bestimmt wird, gibt es weitere Mechanismen, die die Linienbreite beeinflussen können. Der wichtigste Verbreiterungsmechanismus ist hier die Dopplerverbreiterung, da die Spektroskopie in einer Gaszelle durchgeführt wird, in der die Moleküle sich in einem thermischen Gleichgewicht befinden und die Geschwindigkeitsverteilung der Moleküle damit eine Maxwell-Verteilung ist. Die Dopplerverbreiterung entsteht hauptsächlich durch den linearen Dopplereffekt. Ein Teilchen sieht das Laserlicht in der Frequenz verschoben um $\pm kv$, wenn es sich auf dieses zu-(+) bzw. wegbewegt(-), wobei v die Geschwindigkeitskomponente ist, die parallel zum Laserstrahl ist, und k der Betrag des Wellenvektors des Laserlichtes. Ist die homogene Verbreiterung klein gegenüber der Dopplerverbreiterung so erhält man als HWHM¹ $\Delta\nu_D$ der Linie (vgl. [Shi76])

$$\Delta\nu_D = 0,833\nu_0 \frac{u}{c}. \quad (2.1)$$

u ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit mit $\sqrt{2k_bT/m}$, wobei k_b die Boltzmannkonstante, T die Temperatur und m die Molekülmasse ist. Die Übergangsfrequenz ist ν_0 . Die Breite ist z. B. für den hier interessierenden Fall eines $^{127}\text{I}_2$ -Moleküls bei 6°C und 585nm Wellenlänge

$$\begin{aligned} u &= 135 \frac{\text{m}}{\text{s}}, \\ \Delta\nu_D &= 191 \text{MHz}. \end{aligned}$$

¹Half Width at Half Maximum

Man braucht also eine Spektroskopie, die frei von dieser Verbreiterung ist, wie die gesättigte Absorptionsspektroskopie (s. Abschnitt 2.1.3), damit man die Hyperfeinstruktur im Jodspektrum erkennen kann (vgl. dazu Abstände der Hyperfeinstruktur in Abb. 1.3). Andere Verbreiterungsmechanismen, wie sie in [Shi76] genannt werden, zeigen bei diesem Experiment zwar auch ihre Wirkung, haben aber im Gegensatz zur Dopplerverbreiterung nur einen geringen Einfluß auf die Auflösung der Spektroskopie. Da bei diesem Experiment zuerst versucht wurde ein gutes Signal-zu-Rausch Verhältnis zu erzeugen, wurde nicht gezielt versucht diese anderen Verbreiterungsmechanismen zu minimieren².

2.1.2 Linienverschiebung

Für diese Arbeit sind aber Effekte, die das Linienzentrum verschieben können, wichtiger. Deshalb werden im folgenden kurz Effekte beschrieben, die zu einer Verschiebung des Linienzentrums führen können.

Druckverschiebung

Der Einfluß von Teilchenstößen auf die Frequenz wird in [Ste84] besprochen. Als Ergebnis erhält man, neben einer Verbreiterung³, auch eine Verschiebung des Linienzentrums, die proportional zur Anzahl der Teilchen bzw. des Drucks ist. In der Abbildung 2.1 ist ein Beispiel hierfür dargestellt. Es ist der Abstand zwischen den Komponenten a_3 und a_2 des Übergangs P(13) 43-0 im Jodmolekül aufgetragen gegen den Druck in Pascal bzw. Temperatur in Grad Celsius. Die Komponente a_2 dient hier als Referenz, die unter konstanten Bedingungen gemessen wurde. Man sieht daher die Druckabhängigkeit der a_3 -Komponente. Die Steigung beträgt beim Jodmolekül i. a. einige kHz pro Pascal (vgl. [Glä82], [Spi80]).

Verschiebung durch gekrümmte Phasenfronten

Üblicherweise sind die Phasenfronten eines Lasers gekrümmt wie z. B. bei einem gaussförmigen Laserstrahl. Der Einfluß auf die Linienform und -position wird in [BHKH76] behandelt. Da die allgemeine Behandlung des Einflusses auf das Linienprofil komplex ist, soll hier nur darauf hingewiesen werden, daß gekrümmte Phasenfronten bei gaussförmigen Laserstrahlen zu keiner Linienverschiebung führen, wenn der Sättigungsstrahl⁴ sich exakt mit dem Teststrahl überlappt, d. h. beide Strahlen haben denselben Focus und sind durch dieselben Strahlparameter charakterisiert, und wenn die Absorptionszelle symmetrisch zum Focus aufgebaut ist. Der Einfluß dieses Effekts wird experimentell in [HB76] bei einer Methanzelle gezeigt. In diesem Experiment werden Verschiebungen in der Größenordnung 40-50 kHz beobachtet. In einer anderen theoretischen Beschreibung [MS76] wird auch eine Verschiebung des Linienzentrums und ein asymmetrisches Linienprofil erwartet. Die Abbildung 2.2 ist aus dieser Arbeit. Auf der linken Seite ist ein berechnetes Linienprofil zu sehen, wobei

²G. Kramer in [KWH75]: „For frequency standards the main objective is not necessarily to produce the narrowest resonance lines possible, but rather to find and to tune to the center of the resonance with minimum uncertainty. As long as the observed resonance is symmetric, this is only a question of signal-to-noise ratio and precise electronics.“

³Die sogenannte Druck- oder Stoßverbreiterung.

⁴Erläuterung der Begriffe Sättigungsstrahl und Teststrahl im nächsten Abschnitt 2.1.3.

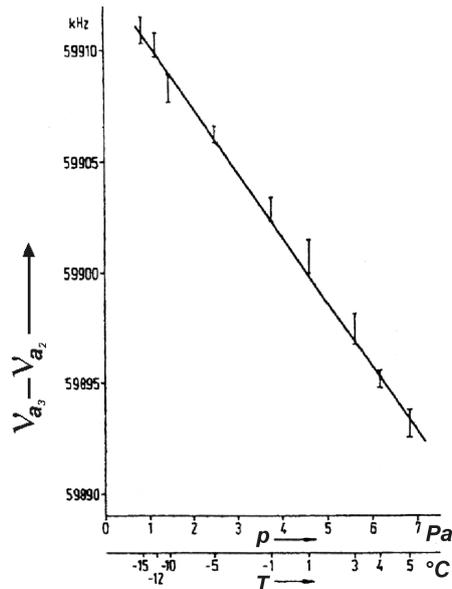


Abbildung 2.1: Beispiel für Druckverschiebung, abgeändert aus [Spi80].

die Abzisse in Einheiten der homogenen Linienbreite $\Delta\nu_n$ dargestellt ist. Das Linienprofil ist asymmetrisch durch die gekrümmten Phasenfronten. Die theoretische Frequenzverschiebung, die auf der linken Seite dargestellt ist, ist gegen die Eingangsleistung des Laserlichtes in die Absorptionszelle aufgetragen. Die Frequenzverschiebung ist in Einheiten der homogenen Linienbreite und die Eingangsleistung ist in Einheiten der sogenannten Sättigungsintensität I_{sat} , die in Abschnitt 2.1.3 definiert wird. Man erhält eine Frequenzverschiebung von ca. 100 kHz, wenn man als $\Delta\nu_n = 1$ MHz und für $I_{sat} = 1$ verwendet bei einem Strahlradius von 0,5 mm. In etwa dieser Größenordnung treten auch diese Parameter im Experiment auf. Gekrümmte Phasenfronten können also unter Umständen zu Frequenzverschiebungen bis zu der Größenordnung 100 kHz führen. In Abschnitt 2.3.3 wird kurz ein weiteres Problem diskutiert, das entsteht, wenn man ein asymmetrisches Linienprofil hat und die Frequenz des Lasers moduliert.

2.1.3 Gesättigte Absorptionsspektroskopie

Die folgenden Betrachtungen sind in viele Bücher in verschiedenen Darstellungen zu finden (z. B. [VSL77], [Dem93], [Ste84] und [Shi76]). Die hier verwendete Betrachtung sind aus [VSL77].

Alle im Experiment verwendeten Spektroskopien beruhen auf demselben Prinzip. Das Lichtfeld in der Jodzelle besteht aus zwei antikollinearen Strahlen, wobei die Intensität des einen Strahls sehr viel größer ist als die des anderen Strahls. Der Strahl mit der größeren Intensität wird im folgenden als Sättigungsstrahl bezeichnet, der andere als Teststrahl. Der Teststrahl ist so schwach, daß er kaum einen Einfluß auf die Verteilung der Zustände der Teilchen hat. Der Absorptionskoeffizient des Teststrahls in Abhängigkeit von der Frequenz wird bestimmt, wobei die Frequenz des Teststrahls und des Sättigungsstrahl gleich ist.

Es wird ein Zweiniveau System betrachtet in einem Lichtfeld, das eine ebene Welle ist und die Frequenz $\omega = 2\pi\nu$ hat. Dieses Lichtfeld wird durch den Sättigungsstrahl verwirklicht.

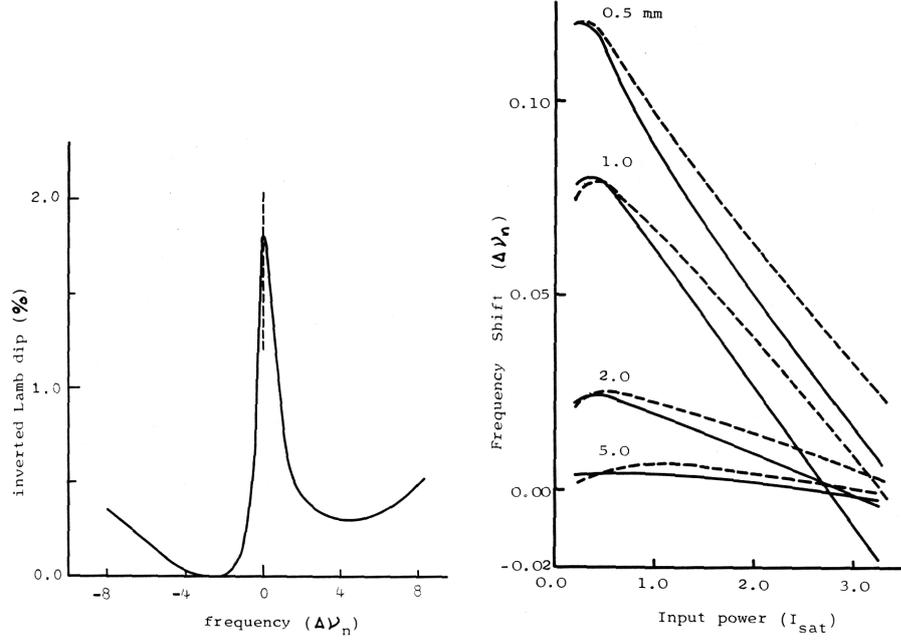


Abbildung 2.2: Links: Asymmetrischer Lamb-Dip. Rechts: Frequenzverschiebung bei verschiedenen Strahlradien und Eingangsleistungen (durchgezogene Linie: Absorptionskonstante $0,5 \text{ m}^{-1}$; gestrichelte Linie: Absorptionskonstante 2 m^{-1}). $\Delta\nu_n$ ist die homogene Linienbreite. Aus [MS76].

Der Sättigungsstrahl ändert die Differenz der Besetzungszahlen zwischen dem unteren und oberen Niveau. Die Besetzungszahldifferenz $n(v) = n_1(v) - n_2(v)$ der beiden Niveaus in Abhängigkeit der Geschwindigkeit v wird für den hier vorliegenden Fall in [VSL77] berechnet, wobei $n_2(v)$ die Bestzungszahl des oberen Niveaus und $n_1(v)$ die Besetzungszahl des unteren Niveaus ist. Man erhält

$$n(v) = \frac{n_0(v)}{1 + \frac{G\Gamma^2}{(\Omega - kv)^2 + \Gamma^2}} \quad (2.2)$$

$$\Omega = \omega - \omega_0. \quad (2.3)$$

Die Übergangsfrequenz ist $\omega_0 = 2\pi\nu_0$. Ω ist die Verstimmung gegenüber der Übergangsfrequenz. Γ ist die homogene Linienbreite des Übergangs. Die Besetzungszahldifferenz $n_0(v)$ beschreibt den Zustand im thermischen Gleichgewicht, in unserem Fall hat diese die Form einer Maxwell-Verteilung ($\sim \exp(-(v/u)^2)$). G ist der Sättigungsparameter, der das Verhältnis zwischen Anregungsrate und mittlerer Relaxationsrate angibt. Es wird bei $\Omega = kv$ ein Minimum mit der homogenen Halbwertsbreite $\Gamma\sqrt{1+G}$ in der Verteilung der Besetzungszahldifferenz erzeugt. Dies wird als Bennet-Loch bezeichnet. Der Übergang wird durch den Sättigungsstrahl gesättigt, d. h. eine bedeutende Anzahl von Zweiniveau Systeme befinden sich im oberen Zustand. Der Absorptionskoeffizient κ des Teststrahls ist

$$\kappa(\omega) = \int \sigma(v, \omega) n(v) dv. \quad (2.4)$$

$\sigma(v, \omega)$ ist der Wirkungsquerschnitt für induzierte Übergänge und wird durch

$$\sigma(v, \omega) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2}{(\Omega + kv)^2 + \Gamma^2} \quad (2.5)$$

beschrieben, wobei σ_0 der Wirkungsquerschnitt bei Resonanz beschreibt. Setzt man Gl. 2.2 und Gl. 2.5 in Gl. 2.4 ein erhält man

$$\kappa(\omega) = \kappa_0(\omega) - \kappa_0(\omega) \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+G}}\right) L\left(2\frac{\omega - \omega_0}{\tilde{\Gamma}}\right) \quad (2.6)$$

$$\tilde{\Gamma} = \Gamma(1 + \sqrt{1+G}). \quad (2.7)$$

$\kappa_0(\omega)$ ist der Absorptionkoeffizient ohne Sättigungsstrahl und ist in unserem Fall proportional zu $\exp(-(\Omega/(ku))^2)$, wobei u dieselbe Bedeutung wie in Gl. 2.1 hat, und k ist der Betrag des Wellenvektors. $\tilde{\Gamma}$ ist die FWHM⁵ der Linie. Die Funktion L ist die Lorentzfunktion und hat die Form

$$L(x) = \frac{1}{1+x^2}. \quad (2.8)$$

Da G proportional zur Intensität des Sättigungsstrahl ist, wird häufig eine Sättigungsintensität I_{sat} eingeführt, die mit $G = 1 = I/I_{sat}$ definiert wird und durch Messungen der Linienbreite bei verschiedenen Intensitäten des Sättigungsstrahl bestimmt werden kann.

Man erhält in einem dopplerverbreiterten Absorptionsprofil, das durch $\kappa_0(\omega)$ beschrieben wird, eine sehr schmale Resonanz⁶ der homogenen Breite $\tilde{\Gamma}$ (sogenannter Lamb-Dip), die bestimmt wird durch die homogene Breite Γ des Übergangs und dem Sättigungsparameter G . Die Form der Resonanz ist praktisch eine Lorentzkurve, da die Breite von $\kappa_0(\omega)$ 100 mal größer ist als $\tilde{\Gamma}$ in diesem Experiment. Die Resonanz ist am stärksten, wenn die Frequenz des Lasers identisch mit der Übergangsfrequenz des Zweiniveau Systems ist. Dies kann man sich durch folgende Überlegungen verständlich machen. Der Sättigungsstrahl erzeugt ein Minimum bei $v = \Omega/k$ in der Besetzungszahldifferenz. Der Teststrahl wechselwirkt dagegen mit Teilchen der Geschwindigkeit $-\Omega/k$, da dieser entgegengesetzt dem Sättigungsstrahl läuft. Der Teststrahl sieht erst den Einfluß des Sättigungsstrahl, wenn beide Strahlen Teilchen mit derselben Geschwindigkeit ansprechen (vgl. Abb. 2.3). Dies kann nur bei $v = 0$ geschehen, so daß der lineare Dopplereffekt verschwindet. Der Absorptionkoeffizient des Teststrahls hat daher bei der Frequenz $\omega = \omega_0$ ein Minimum, da durch den Sättigungsstrahl die Anzahl der Teilchen, die sich im unterem Niveau befinden, reduziert wird und damit die Anzahl der möglichen Absorber für den Teststrahl.

Bei dieser Herleitung des Absorptionkoeffizient für den Teststrahl werden sogenannte Kohärenz Effekte nicht berücksichtigt (s. hierzu [VSL77] bzw. [HH72]). Diese führen bei $G > 1$ zu einer deutlicher Verbreiterung und die Tiefe der Resonanz wird kleiner. Die Position der Linie wird nicht verändert und die Linie ist noch immer symmetrisch. Die Kohärenz Effekte können z. B. durch Stöße der Teilchen untereinander oder durch unterschiedliche Lebensdauern des oberen und unteren Niveaus kleiner werden. Im folgenden werden diese

⁵Full Width at Half Maximum

⁶Zweiter Term von Gl. 2.6.

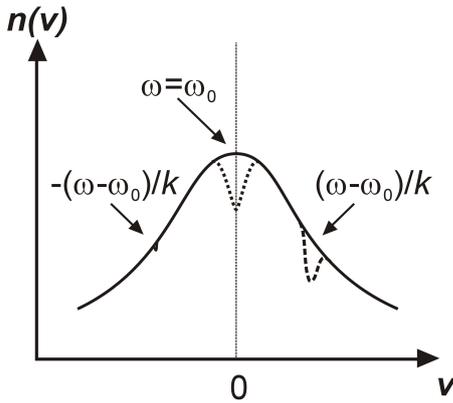


Abbildung 2.3: Es ist die Besetzungszahldifferenz $n(v)$ dargestellt gegen die Geschwindigkeit v der Teilchen. Die mit Pfeilen gekennzeichneten Minimas entsprechen den Bennet-Löchern, die durch das Laserlicht mit Frequenz ω , erzeugt werden. Durch den Dopplereffekt befinden sich Teilchen mit der Geschwindigkeit $(\omega - \omega_0)/k$ in Resonanz mit dem Sättigungsstrahl. Teilchen mit der Geschwindigkeit $-(\omega - \omega_0)/k$ sind dagegen in Resonanz mit dem Teststrahl.

nicht berücksichtigt, da, wie man im Laufe dieser Arbeit sehen wird, die gemessenen Linien durch eine Lorentzfunktion bzw. ihrer Fourierkoeffizienten ausreichend beschrieben werden. Die Form der Linie wird daher auch als Lorentzprofil bezeichnet.

Wenn der Sättigungsstrahl und der Teststrahl sich unter einem Winkel kreuzen, so erhält man eine zusätzliche Verbreiterung. Für kleine Winkel erhöht sich die Breite der Linie (HWHM) um(s. [VSL77])

$$\Delta\nu_g \approx \frac{\theta}{\pi} \Delta\nu_D, \quad (2.9)$$

wobei θ der Winkel zwischen beiden Strahlen ist und ν_D die Dopplerverbreiterung (s. Gl. 2.1). Die Linienposition und ihre Form wird dadurch nicht beeinflusst.

2.1.4 Asymmetrisches Linienprofil

Wie in Abschnitt 2.1.2 am Beispiel der gekrümmten Phasenfronten gesehen, kann das Linienprofil der Absorption asymmetrisch sein. Dies führt bei einer Messung i. a. zu einer Frequenzverschiebung gegenüber der Übergangsfrequenz im Molekül. In [HIR95] werden außerdem folgende Effekte aufgezählt, die zu einer Asymmetrie der Linie führen können selbst, wenn der Aufbau und die Elektronik optimal sind:

- Effekte durch gesättigte Absorption.
- Beugungsverluste.
- molekulare Kollisionen.

In [KWH75] werden auch nicht aufgelöste Hyperfeinstrukturen, der Dopplereffekt zweiter Ordnung und der Photonenrückstoß-Effekt als Ursache genannt. Von F. Spieweck wurden in [Spi82] ein Experiment durchgeführt, das den Einfluß von nicht aufgelösten Hyperfeinstrukturkomponenten im Spektrum des Jodmoleküls auf das Linienprofil untersucht.

2.2 Frequenzverschiebung mit akusto-optischen Modulatoren (AOM)

Mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators ist es möglich die Frequenz von Licht gezielt zu verändern. Die Erklärung für dieses Verhalten wird mit Hilfe eines Teilchenbildes beschrieben, da es anschaulich ist und der Anwendung im Experiment entspricht⁷.

Eine kurze Einführung in dieses Gebiet gibt [Adl67]. Eine ausführliche Behandlung über diesen Bereich findet man in [Kor88]. Eine Betrachtung von der technischen Seite her und des Aufbaus eines AOMs wird in [GIL83] gegeben. Auch in Büchern der Festkörperphysik (z. B. [Kit99]) wird das hier verwendete Bild der Photon-Phonon-Streuung erklärt⁸.

In einem Kristall werden mit Hilfe eines RF-Generators Schallwellen angeregt. Diese Schallwellen können durch Phononen beschrieben werden, die als Teilchen aufgefaßt werden. Die Energie eines Phonons ist

$$E_a = \hbar\Omega,$$

wobei Ω die Frequenz des RF-Generators ist. Einem Phonon wird der Impuls der Größe

$$\begin{aligned} \vec{p}_a &= \hbar\vec{K} \\ \text{mit } |\vec{K}| &= \frac{\Omega}{v_s} \end{aligned}$$

zugeordnet. v_s ist die Schallgeschwindigkeit im Kristall. Die Energie des in den Kristall einfallenden Photons ist

$$E_i = \hbar\omega.$$

Der Impuls ist

$$\vec{p}_i = \hbar\vec{k}_i.$$

Im Kristall kann ein Photon inelastisch mit einem Phonon gestreut werden. Bei diesem Prozess kann ein Phonon vernichtet (+) oder erzeugt (-) werden. Das gestreute Photon hat den Impuls $p_d = \hbar k_d$ und die Energie $E_d = \hbar\omega_d$. Die Streuung wird auch als Streuung in die +1. Ordnung bezeichnet, wenn ein Phonon vernichtet wird, bzw. -1. Ordnung, wenn ein Phonon erzeugt wird. Bei diesem Prozeß muß die Energie- und Impulserhaltung erfüllt sein.

$$\begin{aligned} \vec{p}_a + \vec{p}_i &= \vec{p}_d \\ E_i \pm E_a &= E_d \end{aligned}$$

Die Frequenz ω_d des gestreuten Photons ist $\omega \pm \Omega$. Da üblicherweise $\Omega \ll \omega$ gilt, ist es eine gute Näherung $\omega_d \sim \omega_i$ zu setzen. Mit dieser Näherung gilt auch $k_i \sim k_d$, so daß man im Vektordiagramm der Impulse ein gleichschenkliges Dreieck erhält (s. Abb. 2.4). Man erhält

⁷Im Experiment werden die AOMs im sogenannten Bragg-Bereich betrieben (näheres s. Literatur).

⁸Das Stichwort ist Brillouin-Streuung, wobei hier die Streuung zwischen Photonen und thermisch angeregten Phononen gemeint ist.

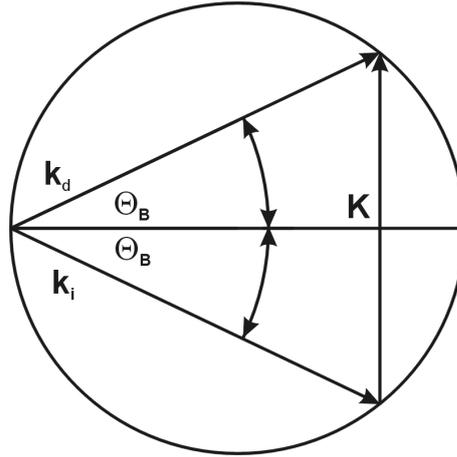


Abbildung 2.4: Photon-Phonon-Streuung, bei der ein Phonon vernichtet wird.

den Einfallswinkel Θ_B

$$\sin \Theta_B = \frac{1}{2} \frac{K}{k_i}$$

Der Einfallswinkel wird als Bragg-Winkel bezeichnet. In Abb. 2.5 ist diese Konfiguration schematisch dargestellt. Der Kristall wird über einen Transducer, der an einem RF-Generator angeschlossen ist, in Schwingung versetzt. Es ist aus der Symmetrie des Bildes auch ersichtlich, daß, wenn der gestreute Lichtstrahl mit Hilfe eines Spiegels wieder in sich selbst zurückreflektiert wird, man die Frequenz zweimal um Ω erhöhen/erniedrigen kann. Dieser Strahl läuft denselben Weg in entgegengesetzter Richtung wie der einfallende Strahl. Setzt man vor den Spiegel ein $\lambda/4$ -Plättchen und ist der einfallende Strahl linear polarisiert, so kann man beide Strahlen mit Hilfe eines Polarisationsstrahlteilers trennen, da dann die Polarisationen der beiden Strahlen senkrecht zueinander stehen.

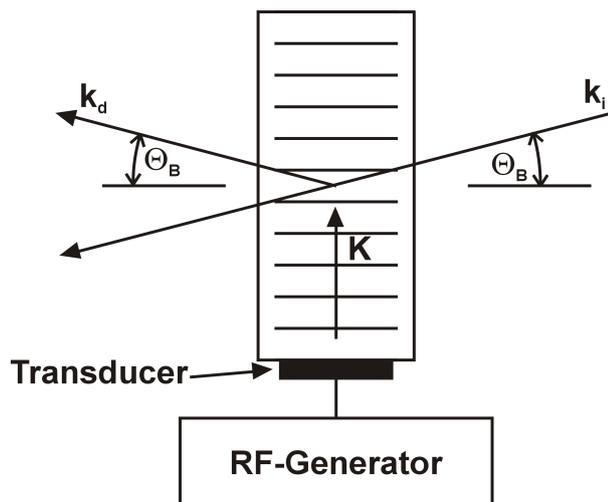


Abbildung 2.5: Konfiguration für eine Erhöhung der Frequenz mit einem AOM.

Die Effizienz der Streuung ist das Verhältnis der gestreuten Lichtleistung I_d zur einfallenden Lichtleistung I_i . In [GIL83] wird die Effizienz bei kleinen RF-Leistungen angegeben

$$\frac{I_d}{I_i} = \frac{\pi^2 L}{2 H} M_2 \frac{P}{\lambda^2}. \quad (2.10)$$

P ist die RF-Leistung im Kristall, L die Länge des Transducers, H die Höhe des Transducers (vgl. Abb. 2.6), M_2 ist eine Materialkonstante und λ die Wellenlänge des einfallenden Lichts. Aus Gl. 2.10 ist es ersichtlich, daß ein möglichst großes Verhältnis zwischen L und H

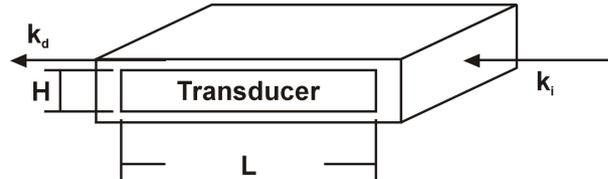


Abbildung 2.6: Geometrie des Transducers eines AOMs.

angestrebt werden sollte, damit möglichst viel Leistung im gestreuten Strahl ist. Bei den hier verwendeten AOMs ist die Höhe von der Größenordnung 1 mm bis 0,1 mm. Die Effizienzen der hier verwendeten AOMs liegen hier zwischen 40% und 90%. In Abschnitt 3.3.2 werden die Auswirkungen dieser Architektur auf das Strahlprofil des gestreuten Laserlichtes gezeigt.

2.3 Rauschbefreiung mit Modulation

Mit der hier verwendeten gesättigten Absorptionsspektroskopie erhält man Signalgrößen von ungefähr 2 mV oder weniger. Dieses Signal wird durch das Rauschen der Elektronik und des Lasers überdeckt, so daß man gezwungen ist Techniken zu verwenden, die das Signal vom Rauschen befreien.

2.3.1 Lock-In Verfahren allgemein

Eine übliches Verfahren zur Rauschbefreiung ist das Lock-In Verfahren [Hin96, S. 152f]. Das Meßsignal $s(t)$ ist mit derselbe Frequenz ω moduliert wie ein Referenzsignal $r(t)$. Zwischen beiden Signalen gibt es keine Zeitverzögerung. Es wird die Kreuzkorrelation R dieser beiden Signale gebildet. Beispiel:

$$s(t) = s_0(\sin(\omega t) + n(t)), n(t) = \text{Rauschen}$$

$$r(t) = r_0 \sin(\omega t + \phi)$$

$$\phi = \text{Phase zwischen } r(t) \text{ und } s(t)$$

$$R = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T s(t)r(t)dt \quad (2.11)$$

$$\Rightarrow R = \frac{s_0 r_0}{2} \cos(\phi) \quad (2.12)$$

Der Rauschanteil $n(t)$ fällt heraus und man erhält das größte Signal wenn $\cos(\phi) = \pm 1$ ist.

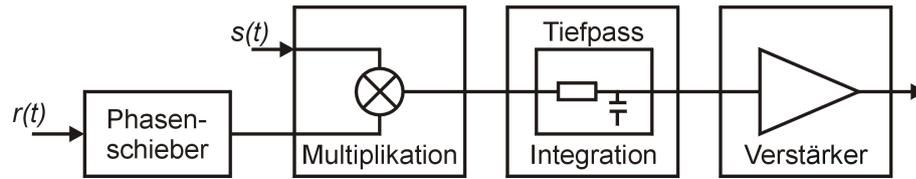


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau eines Lock-In Verstärkers.

Technisch wird das Lock-In Verfahren mit einem Lock-In Verstärker realisiert. Die Phase ϕ zwischen Referenzsignal und Meßsignal kann mit einem Phasenschieber verändert werden. Beide Signale werden danach multipliziert. Die Integration von Gl. 2.11 wird mit einem Tiefpass verwirklicht. Das Ergebnis der Integration wird noch verstärkt und ist danach das Ausgangssignal des Lock-In Verstärkers (vgl. Abb. 2.7). Die Lock-In Verstärker⁹, die in diesem Experiment verwendet wurden, können auch Rechtecksignale als Referenzsignale verwenden. Das Ausgangssignal mit einem Rechtecksignal als Referenz ist dabei identisch mit dem Ausgangssignal, wie wenn ein Sinussignal als Referenz verwendet wird. Im folgenden werden zwei Methoden zur Signalmodulierung vorgestellt.

2.3.2 Amplitudenmodulation

In Abb. 2.8 ist schematisch der Aufbau einer gesättigten Absorptionsspektroskopie mit Amplitudenmodulation dargestellt. Mit Hilfe eines Strahlteilers (ST) wird das einfallende Laserlicht in einen Test- und einen Sättigungsstrahl aufgespalten. Ein AOM wird mit der Frequenz l periodisch an- und ausgeschaltet durch einen RF-Schalter. Der Sättigungsstrahl geht durch den AOM und wird z. B. um $\delta\nu$ zu höheren Frequenzen verschoben. Ist der AOM aus, wird der Strahl durch eine Blende blockiert. Der Teststrahl durchläuft die Probe und fällt auf eine Photodiode (PD). Sprechen Test- und Sättigungsstrahl verschiedene Geschwindigkeitsklassen an, so mißt die PD immer dieselbe Leistung, da der Absorptionskoeffizient des Teststrahls durch den Sättigungstrahl nicht beeinflußt wird. Das Messsignal (SIG) ist nicht moduliert und der Lock-In Verstärker gibt 0 am Ausgang (OUT) aus. Dies ändert sich, wenn Test- und Sättigungsstrahl mit denselben Teilchen wechselwirken. Der Absorptionskoeffizient des Teststrahls wird schwächer, wenn der Sättigungsstrahl an ist. Die PD mißt eine periodisch schwankende Intensität des Teststrahls. Der Lock-In Amplifier liefert daher ein Ausgangssignal, das proportional zur Amplitude der Schwankung ist.

Wird der Laser über eine Resonanz durchgestimmt, so erhält man am Ausgang des Lock-In Verstärkers, das Linienprofil der Resonanz ohne Untergrund. In diesem Experiment wäre dies ein sättigungsverbreitertes Lorentzprofil. Die Resonanzfrequenz ist hier um $\delta\nu/2$ zu niedrigeren Frequenzen verschoben (vgl. ähnlicher Aufbau in [MSKJ73]), da der Test- und Sättigungsstrahl sich um $\delta\nu$ in der Frequenz unterscheiden.

Statt eines AOMs als Schalter werden auch Chopper verwendet. Der Vorteil bei AOMs ist eine höhere Schaltfrequenz l . Diese geht bei AOMs üblicherweise bis in den Megahertz-Bereich.

⁹Es wurden zwei unterschiedliche Lock-In Verstärker verwendet, einmal ein Lock-In Verstärker von Stanford Research System Model SR510 und einmal einer von Princeton Applied Research Model 122.

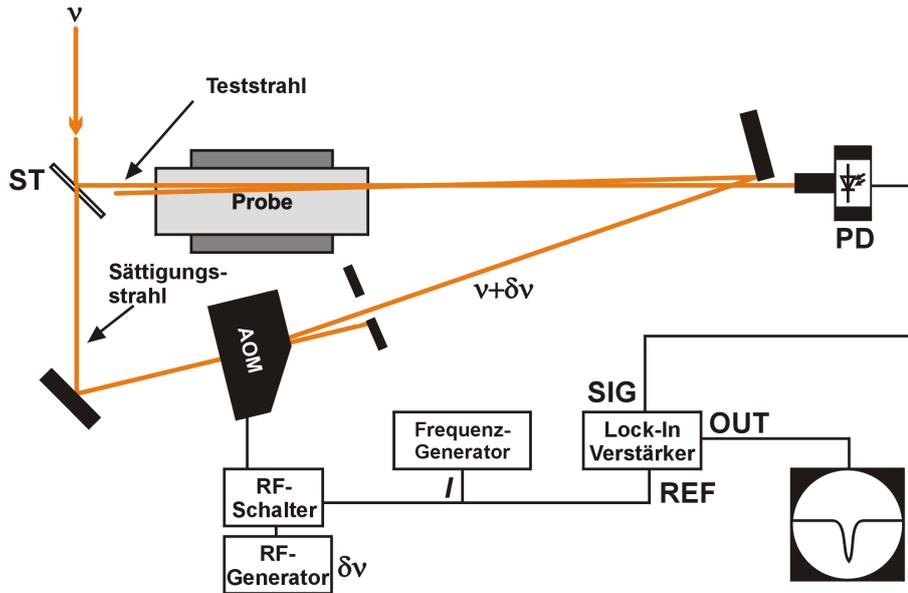


Abbildung 2.8: Rauschbefreiung mit Amplitudenmodulation.

2.3.3 Frequenzmodulation

Die Rauschbefreiung mittels Frequenzmodulation ist, wie man sehen wird, komplizierter in ihrer Behandlung, besonders in der Beschreibung des Ausgangssignals vom Lock-In Verstärker. Der Aufbau ist in Abb. 2.9 zu sehen. Die Frequenz ν' des Lasers wird so moduliert, so daß

$$\nu'(t) = \nu + A \cos(2\pi o t) \quad (2.13)$$

gilt. A ist die Modulationsamplitude, o ist die Modulationsfrequenz und ν ist die mittlere Frequenz des Lasers. Bei diesem Versuchsaufbau wird die Frequenz periodisch verändert indem die Länge des Laserresonators periodisch mit der Frequenz o verändert wird. Das Referenzsignals des Lock-In Verstärkers kann die Frequenz o oder Obertöne derselben sein. Die Erzeugung von höheren Obertönen von o wird in Kapitel 3.2.4 gezeigt. Die folgende Betrachtungen sind aus [BHH77] entnommen¹⁰. Das Linienprofil wird von $F(\nu')$ beschrieben. Das Ausgangssignal $s(t)$ eines linearen Detektors ist proportional zu $F(\nu'(t))$ (vgl. Abb. 2.10). Die Fourierreihe des periodischen Signals bei einem symmetrischen Linienprofil ist

$$F(\nu + A \cos(2\pi o t)) = \frac{A_0}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (A_m \cos(m2\pi o t) + B_m \sin(m2\pi o t)) \quad (2.14)$$

$$\text{mit } A_m = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} F(\omega + A \cos(\tau)) \cos(m\tau) d\tau \quad (2.15)$$

$$\text{und } B_m = 0. \quad (2.16)$$

Bei geraden m ist das Linienzentrum durch das globale Extremum und bei ungeraden m durch den mittleren Nulldurchgang gegeben. Die Gleichungen 2.14 und 2.15 sind linear für

¹⁰Für $A \ll \text{HWHM}$ kann man eine Näherung machen, diese wird in [Dem93, S. 295ff] verwendet. Diese Näherung war in diesem Experiment nie erfüllt.

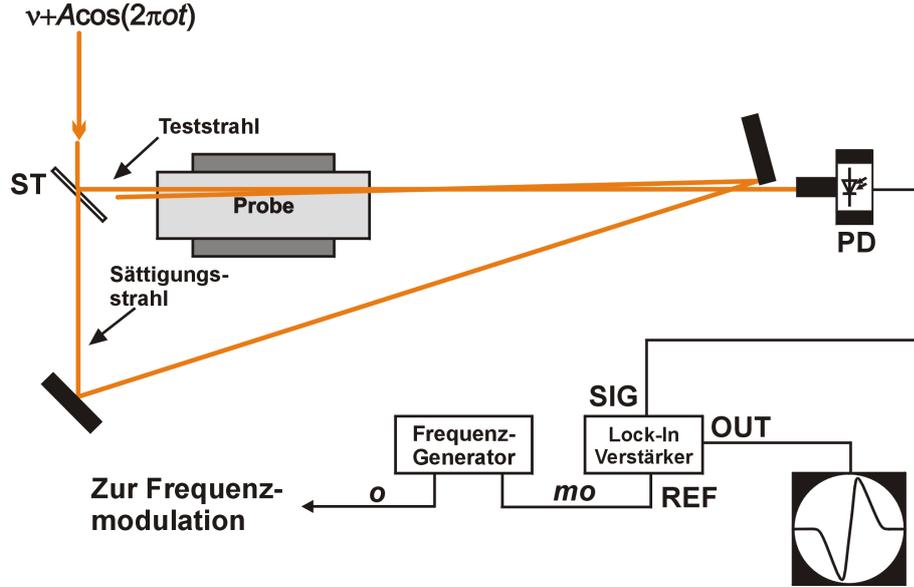


Abbildung 2.9: Rauschbefreiung mit Frequenzmodulation.

additive Teile vom Profil. In unserem Fall bedeutet das, da das Profil eine Summe aus dem Doppleruntergrund und dem Lamb-Dip ist, auch die Fourierkoeffizienten derselben Ordnung eine Summe aus den Fourierkoeffizienten des Lamb-Dips und des Untergrunds sind.

Wie in Abschnitt 2.1.3 angegeben, wird der Lamb-Dip durch eine Lorentzkurve beschrieben. Die Fourierkoeffizienten eines Lorentzprofils lassen sich analytisch berechnen (s. [Arn65]). Das Lorentzprofil wird hierfür in folgende Form gebracht

$$f(\nu'(t)) = \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu'(t)}{\delta_H}\right)^2} = \frac{1}{1 + \delta(t)^2}. \quad (2.17)$$

δ_H ist die Breite der Linie (HWHM). Das Symbol δ bezeichnet die dimensionslose Größe von $\nu'(t)$, wenn diese durch δ_H geteilt wird. Im folgenden werden die dimensionslosen Variablen $\delta_M = \nu/\delta_H$ und $\delta_A = A/\delta_H$ verwendet. Die ersten vier Fourierkoeffizienten A_0 bis A_3 wurden in [BHH77] berechnet¹¹

$$A_0 = P_+, \quad (2.18)$$

$$A_1 = \frac{1}{\delta_A} (\text{sign}(\delta_M)P_- - \delta_M P_+), \quad (2.19)$$

$$A_2 = \frac{1}{\delta_A^2} (-4|\delta_M|P_- - (2(1 - \delta_M^2) + \delta_A^2)P_+ + 4), \quad (2.20)$$

$$A_3 = \frac{1}{\delta_A^3} (-\text{sign}(\delta_M) (4(1 - 3\delta_M^2) + 3\delta_A^2)P_- + (4(3 - \delta_M^2) + 3\delta_A^2)\delta_M P_+ - 16\delta_M). \quad (2.21)$$

¹¹ A_3 ist in [BHH77] falsch angegeben. Die richtige Form wurde mir von Herrn J. Helmcke zugeschickt.

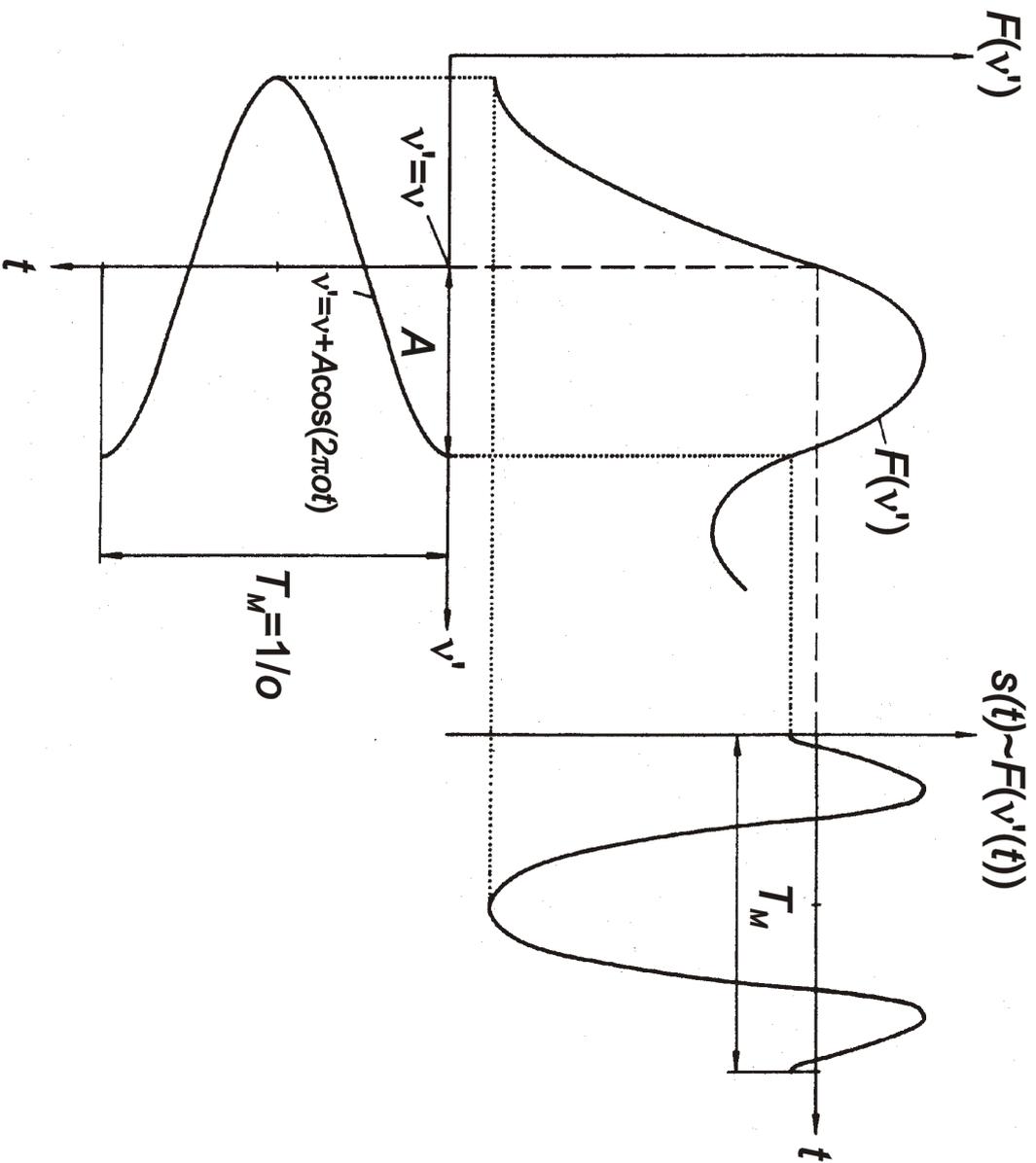


Abbildung 2.10: Schema für Signalverlauf $s(t)$ bei der Frequenzmodulation (Abgeändert aus [BHH77]).

Die Variablen P_{\pm} haben die Form

$$\begin{aligned} P_{\pm} &= \sqrt{\frac{2 \left(\sqrt{(1 + \delta_A^2 - \delta_M^2)^2 + 4\delta_M^2} \pm (1 + \delta_A^2 - \delta_M^2) \right)}{(1 + \delta_A^2 - \delta_M^2)^2 + 4\delta_M^2}}, \\ \alpha &= 1 + \delta_A^2 - \delta_M^2, \\ \rho &= \sqrt{\alpha^2 + 4\delta_M^2}, \\ P_{\pm} &= \frac{1}{\rho} \sqrt{2(\rho \pm \alpha)}. \end{aligned}$$

Das Signal $s(t)$ läßt sich in diese Koeffizienten zerlegen, wobei noch die Koeffizienten des Untergrunds hinzuaddiert werden müssen. Nimmt man eine Gaussfunktion als Untergrund, die das Linienprofil in einer dopplerverbreiterten Spektroskopie beschreibt, kann man diese um Null entwickeln¹².

$$e^{-\nu'^2} = 1 - \nu'^2 + O(\nu'^4) \quad (2.22)$$

Ersetzt man $\nu' \rightarrow \nu + \cos(2\pi ot)$ so folgt

$$1 - \nu'^2 = \frac{1}{2} - \nu^2 - 2\nu \cos(2\pi ot) - \frac{1}{2} \cos(4\pi ot) \quad (2.23)$$

Vergleicht man Gl. 2.23 und Gl. 2.14 so erhält man folgende Fourierkoeffizienten C_m für den Untergrund:

$$C_0 = 1 - \frac{1}{2}\nu^2 \quad (2.24)$$

$$C_1 = -2\nu \quad (2.25)$$

$$C_2 = -\frac{1}{2} \quad (2.26)$$

$$C_m = 0 \text{ für } m > 2 \quad (2.27)$$

Das Eingangssignal $s(t)$ ist somit:

$$s(t) \sim \frac{A_0 + C_0}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (A_m + C_m) \cos(m2\pi ot) \quad (2.28)$$

Ist nun das Referenzsignal des Lock-In Verstärkers $r(t) \sim \cos(m2\pi ot)$ so erhält man am Ausgang die m-te Fourierkomponente des Eingangssignals. Ist in diesem Fall $m = 3$ so erhält man als Ausgangssignal nur A_3 . Der Untergrund ist vollständig unterdrückt. Allgemein läßt sich sagen, daß der Untergrund, der durch ein Polynom n-ten Grades beschrieben wird, vollständig unterdrückt wird, wenn das Referenzsignal von der Ordnung $m = n + 1$ ist.

Da der Untergrund bei der Spektroskopie stört, muß man diesen unterdrücken. Für kleine Werte von m, z. B. 1, ist der Fourierkoeffizient proportional zur Frequenz (vgl. Gl. 2.25), so daß man einen linearen Untergrund beim Durchstimmen erhalten würde. Mit Hilfe eines

¹²Der Nullpunkt ist hier die Übergangsfrequenz der Resonanz.

zweiten Teststrahls kann dies behoben werden (vgl. Abschnitt 3.2.1). Für größere m wird der Untergrund immer besser unterdrückt, so daß dieser zweite Teststrahl nicht mehr benötigt wird. Ist die Frequenz des Referenzsignals gleich bzw. das dreifache der Modulationsfrequenz bei der Spektroskopie, dann wird dies als 1f-Methode bzw. 3f-Methode bezeichnet.

Die Fourierkoeffizienten eines Lorentzprofils A_1 bis A_6 sind Abb. 2.11 und Abb. 2.12 dargestellt. In der zweiten Spalte sind entsprechende gemessene Kurven aufgezeichnet, wobei hier drei nebeneinanderliegenden Linien des molekularen Jodspektrums zu sehen sind. Man sieht deutlich den Untergrund bei der Messung mit $m = 1$ (Untergrund wurde nicht abgezogen durch einen zweiten Teststrahl). Dieser verschwindet praktisch schon bei der Messung mit $m = 2$.

Nicht harmonische Verzerrungen der Modulation Treten Verzerrungen bei der Modulation auf, so ändert sich Gl. 2.13 zu

$$\nu'(t) = \nu + A \cos(2\pi ot) + \sum_{p \geq 2} (a_p \cos(p2\pi ot) + b_p \sin(p2\pi ot)). \quad (2.29)$$

In [BHH77] wird der Einfluß solcher Verzerrungen auf die Fourierkoeffizienten untersucht. Andere Abschätzungen bzw. Messungen sind in [Bla74] und [GRHD73] zu finden. Das wichtigste Ergebnis hierbei ist, daß durch solche Verzerrungen die Linienposition verändert werden kann. Bei diesem Experiment wird die 1. und 3. Fourierkomponente verwendet. Hier ist die Linienposition durch den Nulldurchgang bestimmt. Eine Verschiebung des Nulldurchgangs durch Verzerrungen in der Modulation dürfte in diesem Experiment keinen Einfluß haben und brauchen nicht berücksichtigt werden, da

1. die Verzerrungen klein sein sollten im Experiment, durch entsprechende Tiefpässe im Pfad des Modulationssignals¹³, und
2. hier Differenzen gemessen werden zwischen Linien und es nur einen Laser gibt, der moduliert wird, so daß solche Verschiebungen sich aufheben¹⁴.

Asymmetrische Linienprofile

Wie im Abschnitt über Linienprofile angedeutet, kann das Linienprofil asymmetrisch sein. Bei einem asymmetrischen Linienprofil ist B_m nicht mehr Null. Bei den ungeraden Fourierkoeffizienten A_m ist damit die Position des Nulldurchgangs nicht mehr identisch mit der Übergangsfrequenz. Diese Abweichung des Nulldurchgangs ist auch abhängig von der Modulationsamplitude. In [RBRC83] wird dies gezeigt. Wie aus Abb. 2.13 ersichtlich, ist die Abhängigkeit verschiedener Komponenten (d, e, f und g vom Übergang R(127)11-5) im molekularen Jodspektrum von der Modulationsamplitude nicht gleich. Zwei gleiche Lasersysteme wurden bei diesem Experiment auf die jeweilige Komponente stabilisiert mit Hilfe der 3f-Methode. Die Modulationsamplitude des einen Lasers wurde verändert. Der andere

¹³Auch bei einem perfekten elektrischen Sinussignal können noch immer Verzerrungen durch Nichtlinearitäten des Piezos entstehen, der hier für die Frequenzmodulierung benötigt wird.

¹⁴Die Größe der Verschiebung ist im Prinzip von der Halbwertsbreite abhängig. Diese ist bei den Linien nicht gleich, so daß im Prinzip diese Aufhebung nicht exakt Null ist.

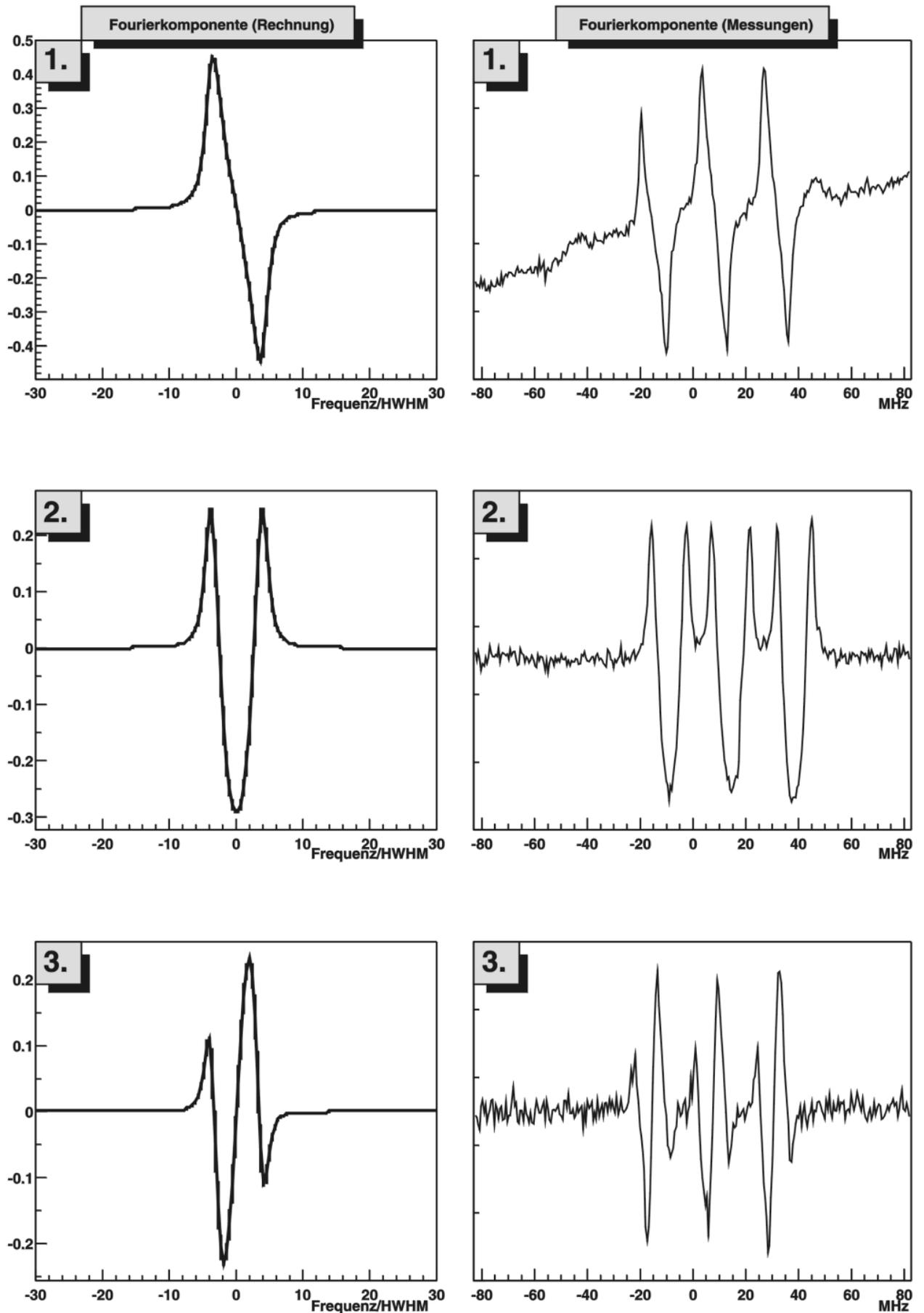


Abbildung 2.11: Für ein reines Lorentzprofil berechnete (linke Spalte) und gemessene Fourierkoeffizienten A_1 - A_3 (rechte Spalte, für die Komponenten h, i und j des Übergangs R(99)15-1).

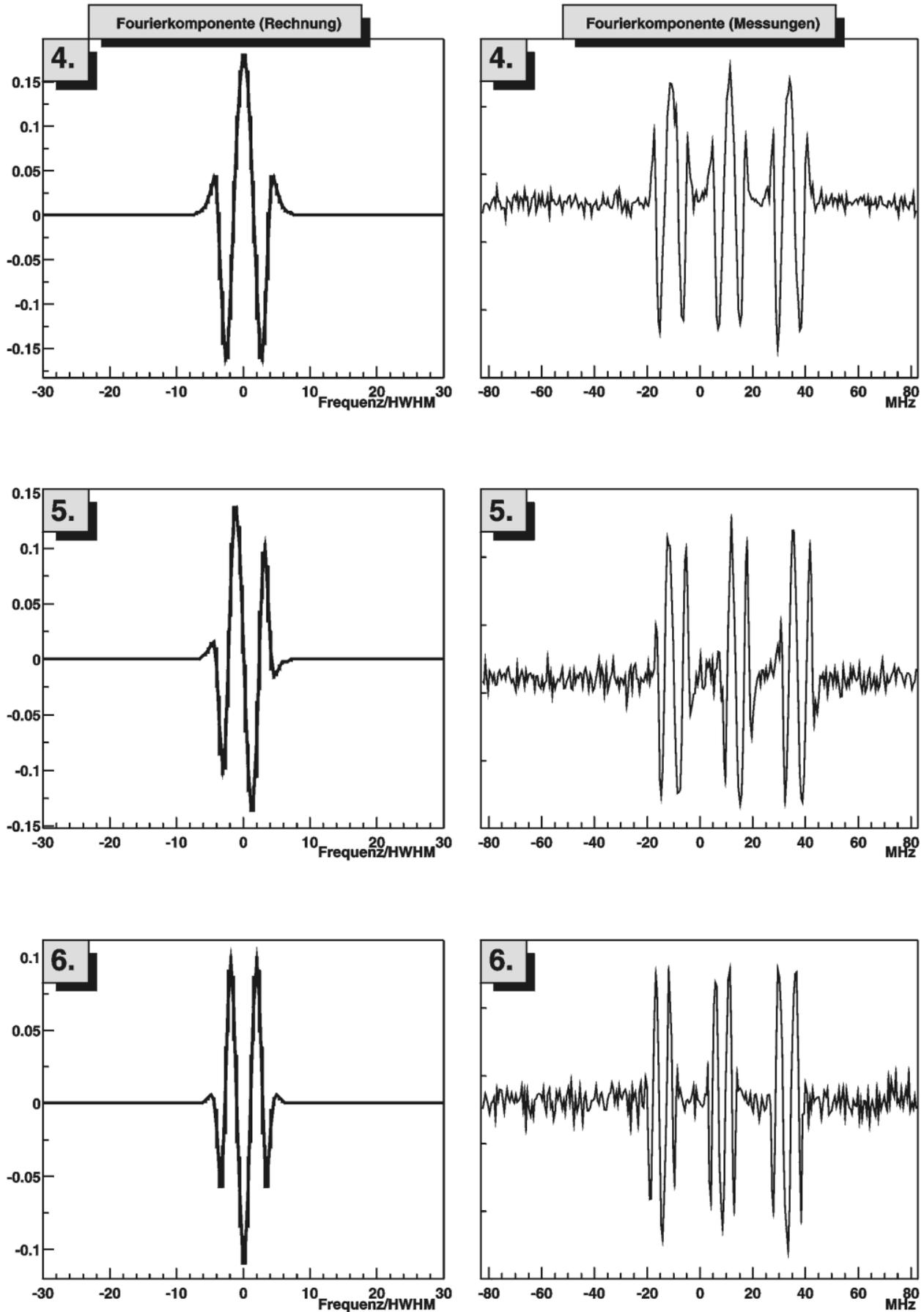


Abbildung 2.12: Für ein reines Lorentzprofil berechnete (linke Spalte) und gemessene Fourierkoeffizienten A_4 - A_6 (rechte Spalte, für die Komponenten h, i und j des Übergangs R(99)15-1).

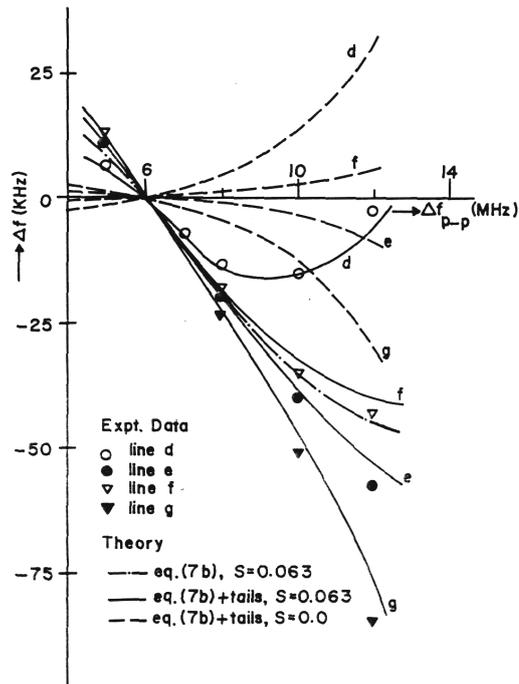


Abbildung 2.13: Experimentelle Daten (Punkte) mit theoretischen Kurven (Linien) im Vergleich bei verschiedenen Komponenten. Δf_{p-p} ist die Modulationsamplitude Spitze-Spitze, Δf gemessener Frequenzunterschied zwischen beiden Lasern. Aus [RBRC83].

Laser arbeitet immer unter denselben Bedingungen. Bei $\Delta f_{p-p} = 6$ MHz wurde willkürlich der Nullpunkt gesetzt. Durch das unterschiedliche Verhalten der einzelnen Komponenten ist auch der Abstand zwischen ihnen abhängig von der Modulationsamplitude. Die Abhängigkeit soll laut J. Hu et al. [HIR95] mit höheren Fourierkoeffizienten kleiner werden.

Kapitel 3

Aufbau, Durchführung und Datenauswertung

3.1 Messprinzip

Das verwendete Messprinzip zur Bestimmung der Frequenzdifferenz von zwei Linien wird hier kurz erläutert. Das Licht des Farbstofflasers wird in zwei Teile aufgespalten. Ein Teil des Licht wird direkt für eine gesättigte Absorptionsspektroskopie verwendet. Diese Spektroskopie wird als unverschobene Spektroskopie (US) bezeichnet. Der andere Teil des Lichtes wird mit Hilfe von akusto-optischen Modulatoren (AOM) in der Frequenz erhöht und dann erst für eine gesättigte Absorptionsspektroskopie verwendet. Diese Spektroskopie wird als verschobene Spektroskopie (VS) bezeichnet. Die AOMs erhöhen die Frequenz des Lichtes, so daß, wenn der Farbstofflaser durchgestimmt wird, in der unverschobenen Spektroskopie die Linie mit der niedrigeren Frequenz im Spektrum erscheint und in der verschobenene Spektroskopie die Linie mit der höheren Frequenz im Spektrum erscheint. Mit den AOMs wird dafür gesorgt, daß die zwei Linien, von denen die Frequenzdifferenz bestimmt werden soll, gleichzeitig in dem jeweiligen Spektrum erscheint, wenn der Laser durchgestimmt wird. Die Frequenzdifferenz $\Delta\nu$ bestimmt sich dann aus der Frequenzerhöhung $\Delta\nu_{AOM}$, die durch AOMs ermöglicht wird, und dem Abstand der Linien in den beiden Spektren $\Delta\nu_{rel}$ in Bezug auf die durchgestimmte Frequenz

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{AOM} + \Delta\nu_{rel}. \quad (3.1)$$

In Abb. 3.1 sind Spektren gezeigt (über ca. 600 MHz), die die hier interessanten Linien enthalten. Die verwendeten Komponenten der Übergänge sind beschriftet.

3.2 Aufbau

In diesem Abschnitt wird zuerst der optische Aufbau und dann der verwendete elektronische Aufbau mit der Datenerfassung und Steuerung besprochen.

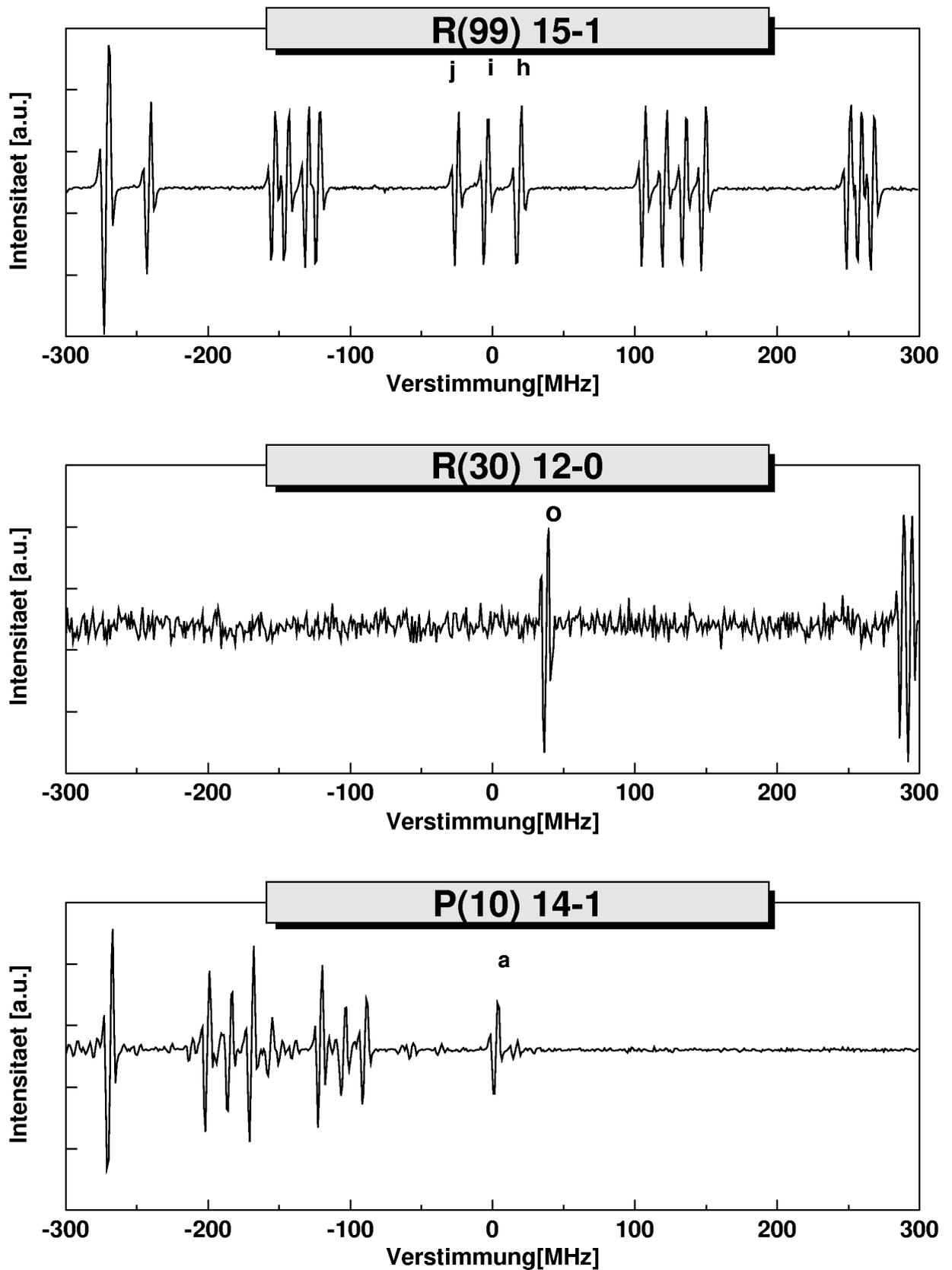


Abbildung 3.1: 600 MHz-Spektren im Bereich der verwendeten Linien (3f-Methode). „a. u.“ steht immer für „arbitrary units“.

3.2.1 Optischer Aufbau

Die Erklärung des optischen Aufbaus wird in zwei Teile aufgeteilt. Der erste Teil beschreibt den Aufbau der AOMs, die für die Frequenzverschiebung zuständig sind. Im zweiten Teil werden die verschiedenen Aufbauten für die gesättigte Absorptionsspektroskopie gezeigt. Es werden drei verschiedene Messmethoden verwendet. Zwei dieser Messmethoden beruhen auf der Frequenzmodulation und werden als 1f- bzw. 3f-Methode bezeichnet. Die Bezeichnung 1f bedeutet, daß die Frequenz des Referenzsignals vom Lock-In Verstärker identisch ist mit der Modulationsfrequenz des Lasers. Das dreifache der Modulationsfrequenz des Lasers dient als Frequenz des Referenzsignals vom Lock-In Verstärker bei der 3f-Methode (vgl. Abschnitt 2.3.3). Wie die Frequenz des Lasers moduliert wird wird erst im Abschnitt 3.2.2 besprochen. Die andere Messmethode beruht auf der Amplitudenmodulationsmethode bei der die Intensität des Sättigungsstrahl moduliert wird (vgl. Abschnitt 2.3.2).

Präparation der Laserstrahlen

In Abb.3.2 ist der vollständige Aufbau von diesem Teil gezeigt. Als Laser wird der Farb-

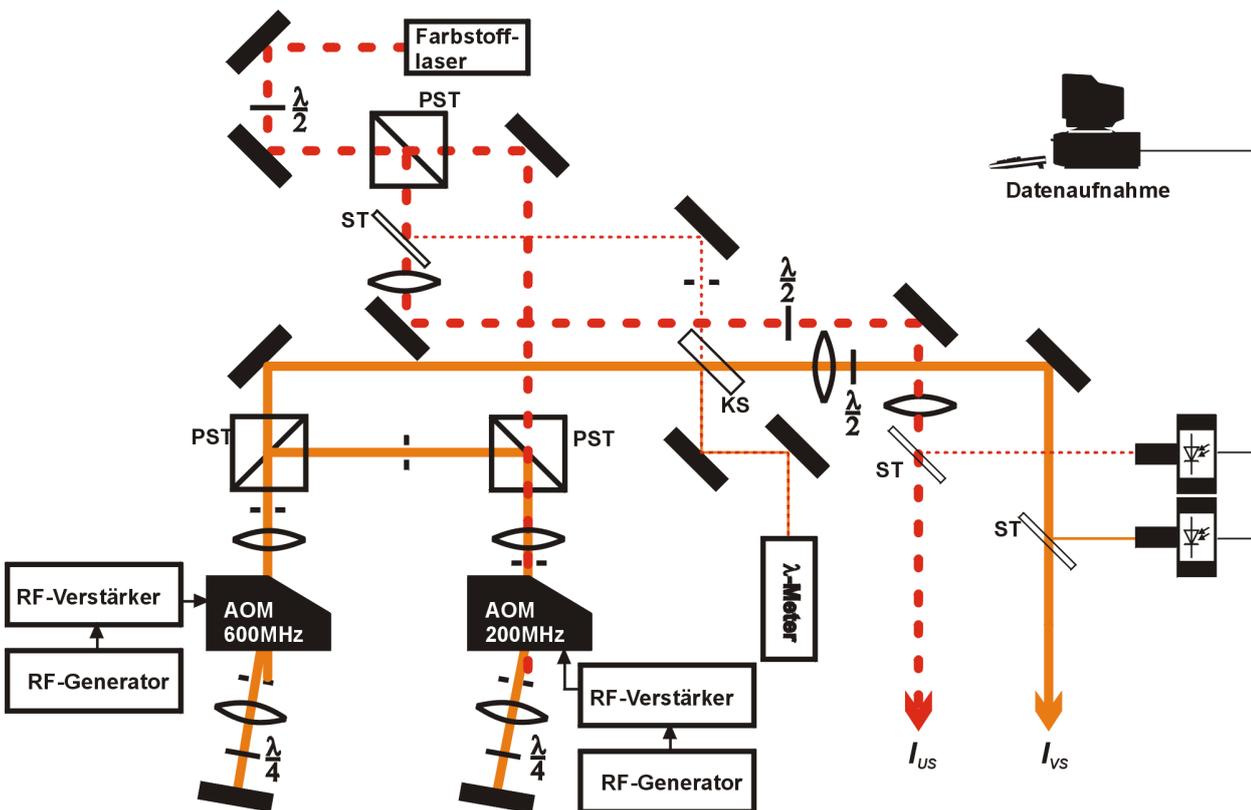


Abbildung 3.2: Optischer Aufbau für die Präparation der Laserstrahlen. Gestrichelte und durchgezogene Linien unterscheiden die beiden Laserstrahlen mit unterschiedlicher Frequenz.

stofflaser CR699-21 von Coherent verwendet. Mit einem $\lambda/2$ -Plättchen und einem Polarisationsstrahlteiler (PST) wird das Licht in zwei Teile aufgespaltet.

Der am PST gebrochene Anteil fällt auf einen Strahlteiler (ST), der ein Teil des Lichts zu einem λ -Meter sendet. Der restliche Teil des Lichtes I_{US} geht zur unverschobenen Spektroskopie. Kurz vor der Spektroskopie ist bei Bedarf ein $\lambda/2$ -Plättchen eingebaut¹, mit dem man das Verhältnis der Intensitäten des Sättigungsstrahl und des Teststrahls festlegen kann. Mit einem Strahlteiler wird Licht auf eine Photodiode gelenkt, die die Stabilität der Laserleistung mißt.

Der am PST ungebrochene Anteil durchläuft einen zweiten PST bevor er auf den ersten AOM², der eine Zentralfrequenz von 200 MHz hat, trifft. Die Linsen vor und nach dem AOM sorgen dafür daß der AOM optimal genutzt wird und möglichst viel Leistung in der ersten Ordnung ist. Nach dem AOM durchläuft das Licht ein $\lambda/4$ -Plättchen, das aus dem linear polarisierten Licht zirkular polarisiertes macht. Am Spiegel wird das Licht zurückreflektiert, so daß das Licht nach dem zweiten Durchlauf des $\lambda/4$ -Plättchens wieder linear polarisiert ist, aber um 90° gedreht ist gegenüber dem einfallenden Licht. Nach dem zweiten Durchlauf des Lichtes durch den AOM ist die Frequenz des Lichtes um ein zweifaches der angelegten RF-Frequenz höher als das einfallende Licht. Das Licht wird nun am PST gebrochen und zum zweiten AOM³ geschickt. Dieser hat eine Zentralfrequenz von 600 MHz. Hier wird das Licht nochmal um das zweifache der angelegten RF-Frequenz erhöht. Das in der Frequenz erhöht Licht I_{VS} wird zur verschobenen Spektroskopie geschickt, wobei ein Kippspiegel (KS) in den Strahlengang geklappt werden kann, so daß das Licht zur Kontrolle ins λ -Meter fällt. Der restliche Weg zur verschobenen Spektroskopie ist vergleichbar mit dem Weg zur unverschobenen Spektroskopie.

Verwendete Aufbauten der gesättigten Absorptionsspektroskopie

Gesättigte Absorptionsspektroskopie mit der 1f-Methode In Abb.3.3 ist einer der zwei identischen Aufbauten zu sehen, mit denen die ersten Messungen gemacht wurden. Diese Konfiguration ist der klassische Aufbau einer gesättigten Absorptionsspektroskopie außerhalb eines Laserresonators. Der Sättigungsstrahl und ein Teststrahl kreuzen sich unter einem kleinem Winkel (ca. 10 mrad). Dies führt zu einer geometrischen Verbreiterung der Linie (s. Abschnitt 2.1.3). Der zweite Teststrahl mit gleicher Intensität wie der andere Teststrahl dient dazu den Doppleruntergrund abzuziehen, so daß man einen flachen Untergrund erhält (vgl. Abschnitt 2.3 und Gl. 2.6).

Der Grund für den Winkel zwischen Sättigungs- und Teststrahl hat nichts mit der Spektroskopie zu tun. Würden sich beide Strahlen exakt überlappen, würde das Licht wieder in den Laser zurückstrahlen, was zu Instabilitäten beim Laser führen würde. Wird ein optischer Isolator vor dem Laser verwendet, der sicherstellt das kein Licht in den Laser zurückstrahlt, ist der Winkel unnötig.

Bei der 1f-Methode benötigt man zwei identische Aufbauten, von denen einer in Abb. 3.3 gezeigt ist. In dem einen Aufbau wird das Licht I_{US} verwendet und im anderen das Licht I_{VS} . Es werden daher zwei verschiedene Jodzellen⁴ verwendet mit ihrer eigenen Tempera-

¹Bei der 3f-Methode und Amplitudenmodulationmethode.

²Dieser wird als 200 MHz-AOM bezeichnet.

³Dieser wird als 600 MHz-AOM bezeichnet.

⁴Die Länge der verwendeten Jodzellen beträgt immer 10cm. Jede Jodzelle ist auf einem Kupferblock montiert, dessen Temperatur über ein Peltier-Element gesteuert wird.

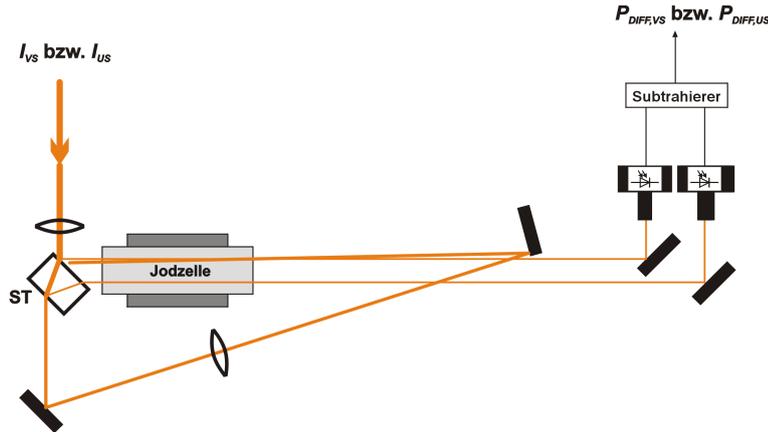


Abbildung 3.3: Gesättigte Absorptionsspektroskopie mit zwei Teststrahlen. Die Dicke der Linie gibt einen Anhaltspunkt über die Leistung im Strahl.

turstabilisierung. Dieses Messverfahren hat mehrere Nachteile:

- Beide Jodzellen müssen ein praktisch identisches Verhalten zeigen. Da beide Jodzellen bei der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) kalibriert wurden, ist die Genauigkeit durch Verwendung zweier Jodzellen auf ca. 6 kHz begrenzt.
- Der Doppleruntergrund wird auf elektronischem Wege subtrahiert. Dies ist eine weitere, wenn auch kleine, Rauschquelle im Signalpfad.
- Die Temperatur der beiden Jodzellen ist nicht identisch, da die Temperaturstabilisierung der beiden Jodzellen unabhängig von einander Schwankungen zeigt und der Kontakt zwischen Jodzelle und Kühlkörper unterschiedlich ist. Selbst wenn bei beiden Jodzellen dieselbe Temperatur angezeigt wird, bedeutet das nicht, daß in den Jodzellen dieselbe Temperatur herrscht und damit dieselbe Druckverschiebung besteht.

Gesättigte Absorptionssättigungsspektroskopie mit der Amplitudenmodulationsmethode

In Abb.3.4 ist der Aufbau zu sehen, der die Amplitudenmodulationsmethode verwendet. Beide Spektroskopien werden in einer Jodzelle gemacht, da bei der Amplitudenmodulation kein zweiter Teststrahl nötig ist für den Untergrundabzug (vgl. Abschnitt 2.3.2). Das einfallende Licht ist linear polarisiert und wird am ersten PST aufgespalten in einen Test- und einen Sättigungsstrahl, wobei das Verhältnis der Intensitäten durch ein $\lambda/2$ -Plättchen bestimmt wird (vgl. Abb. 3.2). Die Polarisation der beiden Strahlen ist daher senkrecht zu einander (eine Spektroskopie mit senkrecht zueinander polarisierten Strahlen wird auch in [BCDD81] verwendet). Der Sättigungsstrahl wird durch ein AOM mit der Zentralfrequenz von 80 MHz geschickt. Die +1. Ordnung wird für die Spektroskopie verwendet. Die grundlegende Anordnung für das An- und Ausschalten des AOMs ist in Abb. 2.8 dargestellt. Am zweiten PST wird der Sättigungsstrahl antikollinear zum Teststrahl geschickt. Die Überlagerung der beiden Strahlen ist hier praktisch exakt. Der Teststrahl läuft durch den PST und wird auf eine Photodiode gelenkt. Da der Sättigungsstrahl gegenüber dem Teststrahl um 80 MHz nach oben verschoben ist, ist die Resonanz der Jodlinie um $80/2$ MHz nach

Signal eingestellt indem das sinusförmige Signal auf die Steuerung vom Piezo des Tweeters⁵ im Laserresonator gelegt wird. Die Resonatorlänge des Lasers erfährt dadurch eine periodische Änderung, die sich dann in der Frequenz widerspiegelt. Bei der 1f-Methode wird der Sinusgenerator vom Lock-In Verstärker dafür benutzt. Dieses Sinussignal dient auch als Referenzsignal für die verwendeten Lock-In Verstärker. Die Modulationsfrequenz f_1 beträgt hier üblicherweise 16,5 kHz. Bei der 3f-Methode wird mit Hilfe eines Frequenzgenerators und eines Frequenzteilers die Modulation erzeugt. Die Funktionsweise des dafür gebauten Frequenzteilers ist in Abschnitt 3.2.4 zu finden. Der Frequenzteiler erzeugt ein Rechtecksignal mit der dreifachen Frequenz der Modulationsfrequenz für den Laser. Die Frequenz f des Frequenzgenerators beträgt üblicherweise 99 kHz. Die Frequenz des Rechtecksignal entspricht $f/2 = 49,5$ kHz und die Frequenz der Frequenzmodulation $f/6 = 16,5$ kHz. Das Rechtecksignal dient als Referenzsignal für die Lock-In Verstärker, wobei ein Tiefpass mit einer Grenzfrequenz von $f_g \approx 200$ kHz das Rechtecksignal von unerwünschten Signalspitzen befreit. Ein Tiefpass mit der Grenzfrequenz von $f_g \approx 16,5$ kHz im Signalweg des sinusförmigen Signals soll garantieren, daß das Signal eine reine Sinusform hat.

Amplitudenmodulation

Ein Frequenzgenerator erzeugt ein 5V-TTL-Signal mit der Frequenz $l = 46$ kHz, mit der die beiden AOMs über einen RF-Schalter an- und ausgeschaltet werden. Ein Sinussignal mit derselben Frequenz wird zusätzlich vom Frequenzgenerator generiert, das als Referenzsignal für die Lock-In Verstärker dient. Die beiden baugleichen 80 MHz AOMs sind über ein T-Stück mit dem RF-Verstärker verbunden.

Datenaufnahme

Jedes der beiden Signale P_{US} und P_{VS} der Photodiode bzw. die Differenz $P_{DIFF,US}$ und $P_{DIFF,VS}$ bei der 3f-/Amplitudenmodulation- bzw. 1f-Methode wird in einen Lock-In Verstärker als Messsignal geschickt. Die Integrationszeit beider Lock-In Verstärker betrug 1 ms, da dies die kleinste gemeinsame Integrationszeit ist. Das Ausgangssignal des Lock-In Verstärkers wird mit Hilfe eines Spannung-zu-Frequenz-Wandlers (SF-Wandler)⁶ zu einer Frequenz gewandelt. Die Pulse eines SF-Wandlers werden mit einem Zähler gezählt. Die Dauer und das Ergebnis dieser Zählung wird über ein LabView-Programm gesteuert und aufgezeichnet. Die Dauer der Zählung wird im folgenden als Integrationszeit bezeichnet. Die Temperatur der Jodzelle(n) kann über die serielle Schnittstelle des Computers aufgezeichnet werden.

Der gesamte elektrische Aufbau für die 1f-Methode ist in Abb. 3.5, für die 3f-Methode in Abb. 3.6 und für die Amplitudenmodulationmethode in Abb. 3.7 dargestellt.

⁵Der Tweeter ist ein Spiegel im Laserresonator, der Frequenzschwankungen des Lasers ausgleichen soll.

⁶Ein SF-Wandler liefert ein TTL kompatibles Signal mit einer Frequenz, die proportional zur angelegten Spannung ist.

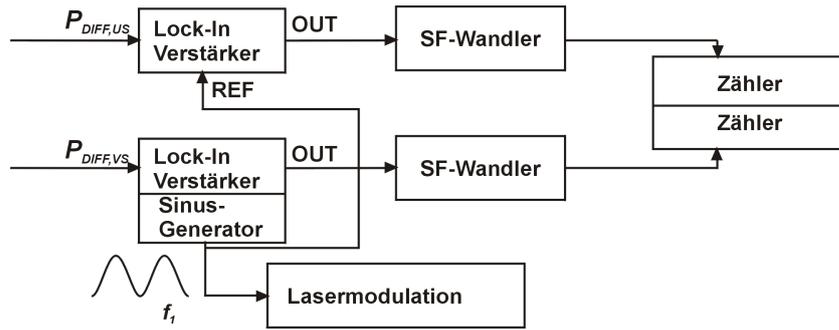


Abbildung 3.5: Elektronik für 1f-Methode.

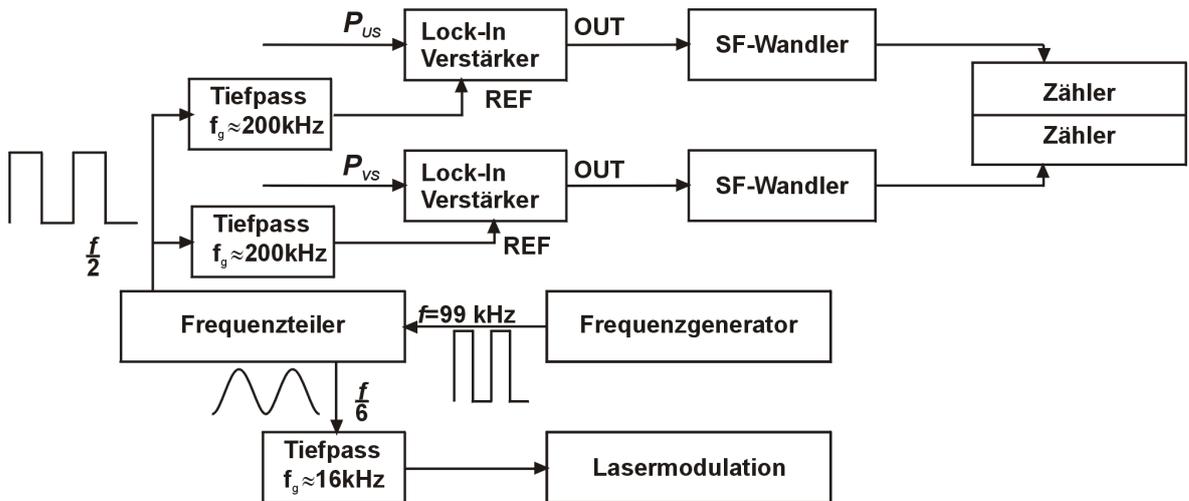


Abbildung 3.6: Elektronik für 3f-Methode.

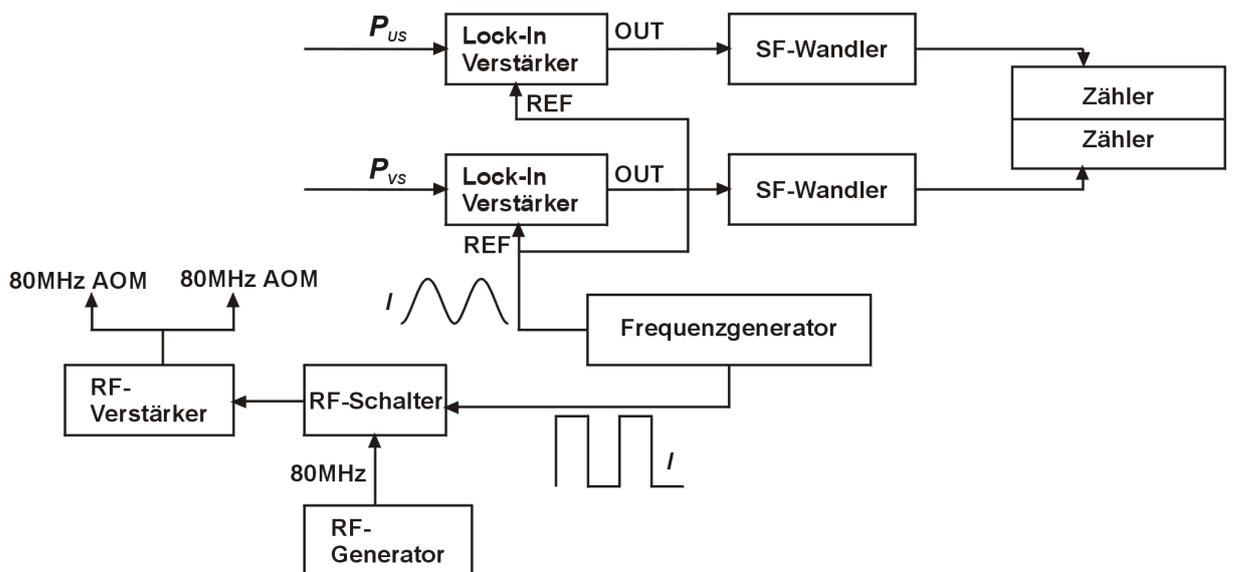


Abbildung 3.7: Elektronik für Amplitudenmodulationmethode.

3.2.3 Übersicht des gesamten Aufbaus

Eine schematische Übersicht über dem gesamten Aufbau ist in Abb. 3.8 gezeigt. Die Pfeile und Nummern geben die Beziehung zwischen den einzelnen Blöcken an.

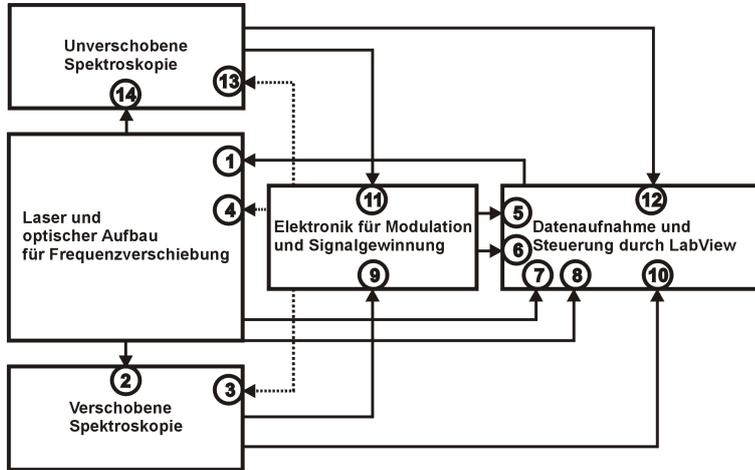


Abbildung 3.8: Schematischer Überblick über den Gesamtaufbau.

- 1.: Scanspannung, die vom LabView-Programm gesteuert wird und den Laser durchstimmt.
- 2. bzw. 14.: Licht I_{VS} , das mit den AOMs in der Frequenz erhöht wurde bzw. Licht I_{US} , das nicht in der Frequenz erhöht wurde.
- 3. und 13.: Moduliertes RF-Signal für Amplitudenmodulation.
- 4.: Signal für Frequenzmodulation.
- 5. und 6.: Anzahl der Pulse, die während der Integrationszeit gezählt wurden, werden mit LabView gespeichert.
- 7. und 8.: Das digitalisierte Signal der beiden Photodioden, die die Leistungsstabilität des Lasers messen, werden mit LabView gespeichert.
- 9. und 11.: Signale der Photodioden bzw. der Subtrahierer bei der 3f-Methode / Amplitudenmodulationmethode bzw. 1f-Methode werden zu den Lock-In Verstärker geleitet.
- 10. und 12.: Die Temperatur(en) der Jodzelle(n) wird / werden mit LabView gespeichert.

3.2.4 Frequenzteiler

Es gibt verschiedene Wege Frequenzen zu erzeugen, die ein Vielfaches der Modulationsfrequenz ω sind. Folgendes Verfahren zur Erzeugung von Oberwellen wird in [Dem93, S. 298] beschrieben. Die Sinusspannung mit der Frequenz ω wird zu einem Rechtecksignal mit

derselben Frequenz umgewandelt und die z. B. dritte Oberwelle wird mit Hilfe eines Frequenzfilters aus dem Rechtecksignal herausgefiltert. Möchte man eine andere Ordnung n aus dem Rechtecksignal herausfiltern mit demselben Frequenzfilter, so muß man o ändern bis no vom Frequenzfilter durchgelassen wird.

Im Experiment wird hingegen ein für diese Zwecke gebauter Frequenzteiler verwendet. In Bild 3.9 ist die elektrische Schaltung zu sehen. Ein Rechtecksignal, das TTL-kompatibel ist, mit der Frequenz f wird als Clock (CLK) für die digitalen Bausteine verwendet (vgl. [Hin96]). Diese Frequenz wird auf zwei verschiedene Weise geteilt.

1. Ein JK -Flip-Flop halbiert die Frequenz f der CLK, indem beide Eingänge J und K auf HIGH gelegt werden. Am Ausgang Q erhält man die Frequenz $f_{JK} = f/2$.
2. Ein 8bit Schieberegister mit zwei Eingängen, die über ein AND-Gatter verbunden sind. In die erste Speicherzelle des Registers wird das Ergebnis des AND-Gatters geschrieben. Die acht Speicherzellen Q_A bis Q_H sind an 8 DIP-Schalter geschlossen. Nur ein Schalter ist geschlossen die restlichen Schalter sind offen. Die Speicherzelle, die mit dem geschlossenen Schalter verbunden ist, liefert das Eingangssignal A_i für einen Inverter, dessen Ausgang \bar{A}_i verbunden ist mit dem Eingang B des Schieberegister, und ist das Ausgangssignal von diesem Frequenzteiler mit der Frequenz f_{REG} . Der andere Eingang (Eingang A) des Schieberegisters ist immer auf HIGH.

Schließt man z. B. den dritten Schalter, so ist der Ausgang Q_C der dritten Speicherzelle mit dem Inverter verbunden. Ist der Speicherinhalt aller Speicherzelle LOW, indem man mit \overline{CLR} diese löscht, so liegt an B HIGH an und das AND-Gatter liefert HIGH als Ergebnis. Mit der nächsten steigenden Flanke des CLK-Signals wird dieses Ergebnis in die erste Speicherzelle geschrieben. Der Inhalt aller Speicherzellen werden mit der steigenden Flanke des CLK-Signals in die nachfolgende Speicherzelle geschrieben. Mit der dritten Flanke ändert sich der Zustand der dritten Speicherzelle von LOW nach HIGH und der Zustand B somit zu LOW. Der Ausgang des AND-Gatters ändert seinen Zustand zu LOW. Für die nächsten drei Takte wird LOW in die Speicherzellen geschrieben. Die Frequenz f_{REG} ist in diesem Fall somit $f/6$ oder allgemein

$$f_{REG} = \frac{f}{2n},$$

n steht für die Nummer des geschlossen DIP-Schalters.

Es stehen somit drei Frequenzen zur Verfügung: f , f_{JK} und f_{REG} . Mit diesen drei Frequenzen ist es möglich folgende Frequenzverhältnisse zu erzeugen:

1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 14 und 16

Alle drei Rechtecksignale werden mit Hilfe von Operationsverstärkern um -2,5 V verschoben, so daß man ein um 0V symmetrisches Signal hat. Das Signal mit der niedrigsten Frequenz wird durch einen Tiefpass zu einem Sinussignal gewandelt, das von der Qualität vergleichbar ist mit einem Sinussignal eines Frequenzgenerators. Dieses Sinussignal dient zur Modulation des Lasers. Mit dieser Schaltung muß die Modulationsfrequenz nicht verändert werden, wenn man andere Vielfache von dieser haben möchte. Man ändert hierfür das Teilverhältnis und die Frequenz f des CLK-Signals.

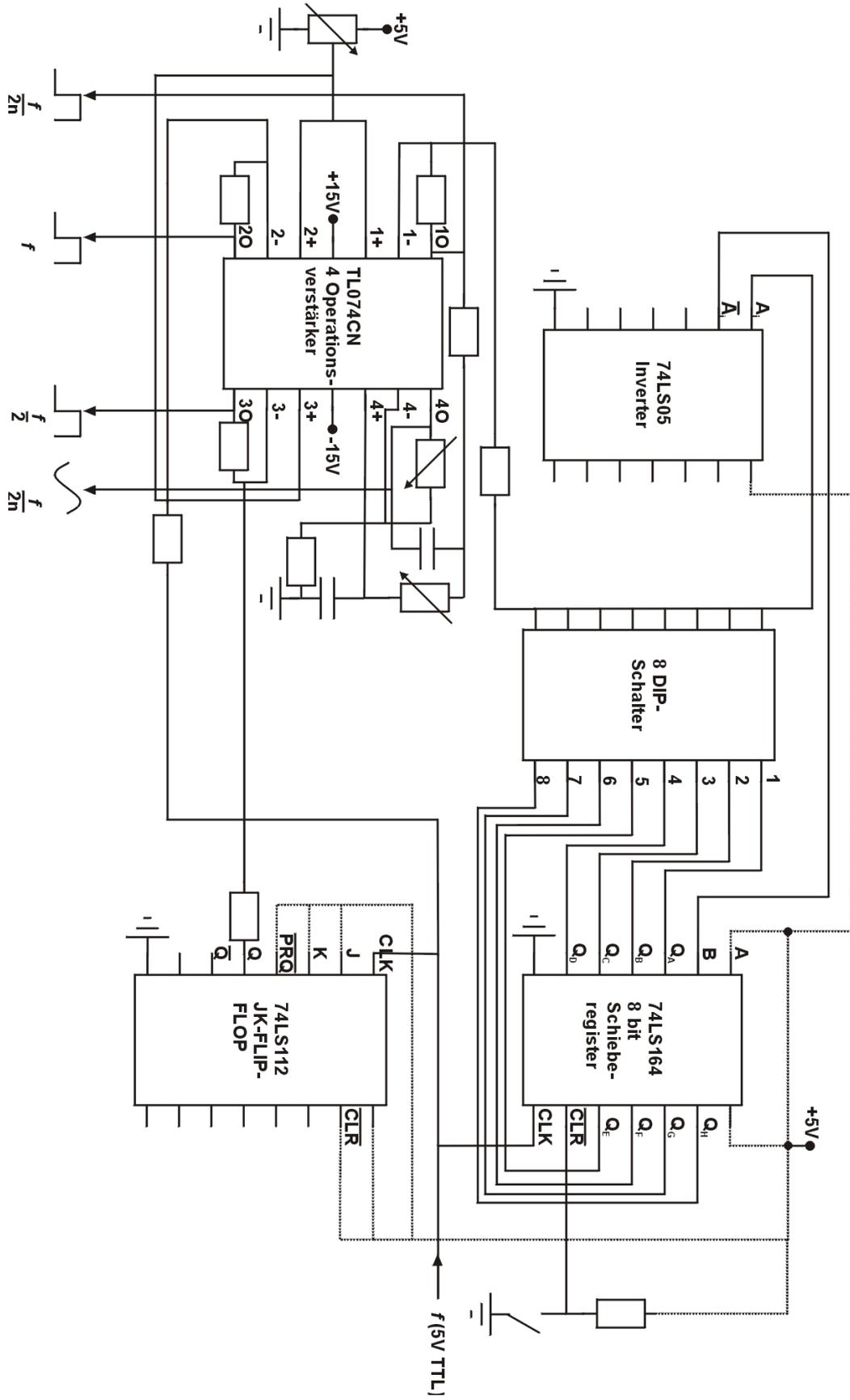


Abbildung 3.9: Schaltbild des Frequenzteilers.

3.3 Durchführung

3.3.1 Farbstofflaser

Als Farbstoff wird Rhodamin 6G verwendet. Mit einem Druck von 9 bar wird die Farbstofflösung durch die Düse des Lasers gepumpt. Die Farbstofflösung wird auf ca. 16 °C gekühlt. Die Ausgangsleistung des Lasers liegt zwischen 250 mW und 310 mW im verwendeten Frequenzbereich. Diese Ausgangsleistung reicht für die Messungen. Die üblichen Überprüfungen / Nachjustierungen für die aktive Stabilisierung und der Etalons sind Bestandteil der Inbetriebnahme. Die Laserparameter sind nach der Justierung (TSR-Netzgeräte an⁷):

- Schwankung der Ausgangsleistung: ca. 0,8% oder besser über 40 Sekunden⁸.
- Laserbreite: ca. 200 kHz RMS⁹ über 50 ms (bestimmt aus dem Effektivwert des Fehlersignals der Laserstabilisierung).

Der Laser ist in der Nähe der Netzgeräte des TSRs aufgebaut. Die Spannungsversorgung des Lasers und auch anderer verwendeter Geräte hängen an der selben Hauptverteilung wie die Spannungsversorgung des TSR. Bei den Messungen wird ein negativer Einfluß von den Netzgeräten des TSR auf die Linienbreite des Lasers gefunden. Die Größe des Fehlersignals der Stabilisierung betrug während die Netzgeräte an waren ca. 5 mV_{RMS} bzw. ca. 50 mV_{pp} über 50 ms¹⁰. Nach dem Abschalten der Netzgeräte änderte sich dies zu ca. 3,5 mV_{RMS} und ca. 25 mV_{pp}. Die Linienbreite des Lasers reduzierte sich um 30% und die Größe der Spitze-Spitze Schwankungen halbierten sich. Da das im Experiment verwendete λ -Meter geliehen ist, und dieser Einfluß des TSR auf die Messungen erst spät festgestellt wurde, wurden die meisten Messungen gemacht als der TSR an war.

Auch auf die Spektroskopie haben die Netzgeräte des TSR einen direkten oder indirekten Einfluß. Dies konnte bei einer Messung beobachtet werden als die TSR-Netzgeräte während dieser Messung ausgeschaltet wurden. Dies ist in Abb. 3.10 dargestellt. Links, während der TSR an ist, ist das Signal-zu-Rausch Verhältnis deutlich kleiner als rechts, wenn der TSR aus ist. Zwischen den beiden Spektren wurde sonst nichts geändert. Die Linienposition bleibt davon unbeeinflusst.

Die verwendeten Modulationsamplituden A (vgl. Gl. 2.13) des Lasers sind in Tabelle 3.1 zu finden. Die Modulationsfrequenz ω beträgt ca. 16,5 kHz.

Messungen	1f-Methode [MHz]	3f-Methode [MHz]
Von i zu o	1,6	3,3
Von o zu a	1,6	5,5

Tabelle 3.1: Modulationsamplitude bei der 1f- bzw. 3f-Methode.

Der durchgestimmte Bereich des Lasers beträgt für die Messungen ca. 150 MHz für die Messung von der i-Komponente zur o-Komponente und ca. 80 MHz bzw. ca. 100 MHz bei

⁷Es konnte festgestellt werden, daß die TSR-Netzgeräte einen Einfluß auf den Laser haben.

⁸Bestimmt mit FieldMaster GS von Coherent.

⁹RMS=Root Means Square.

¹⁰mV_{RMS} ist der Effektivwert und mV_{pp} ist der Abstand vom Minimum zum Maximum des Signals.

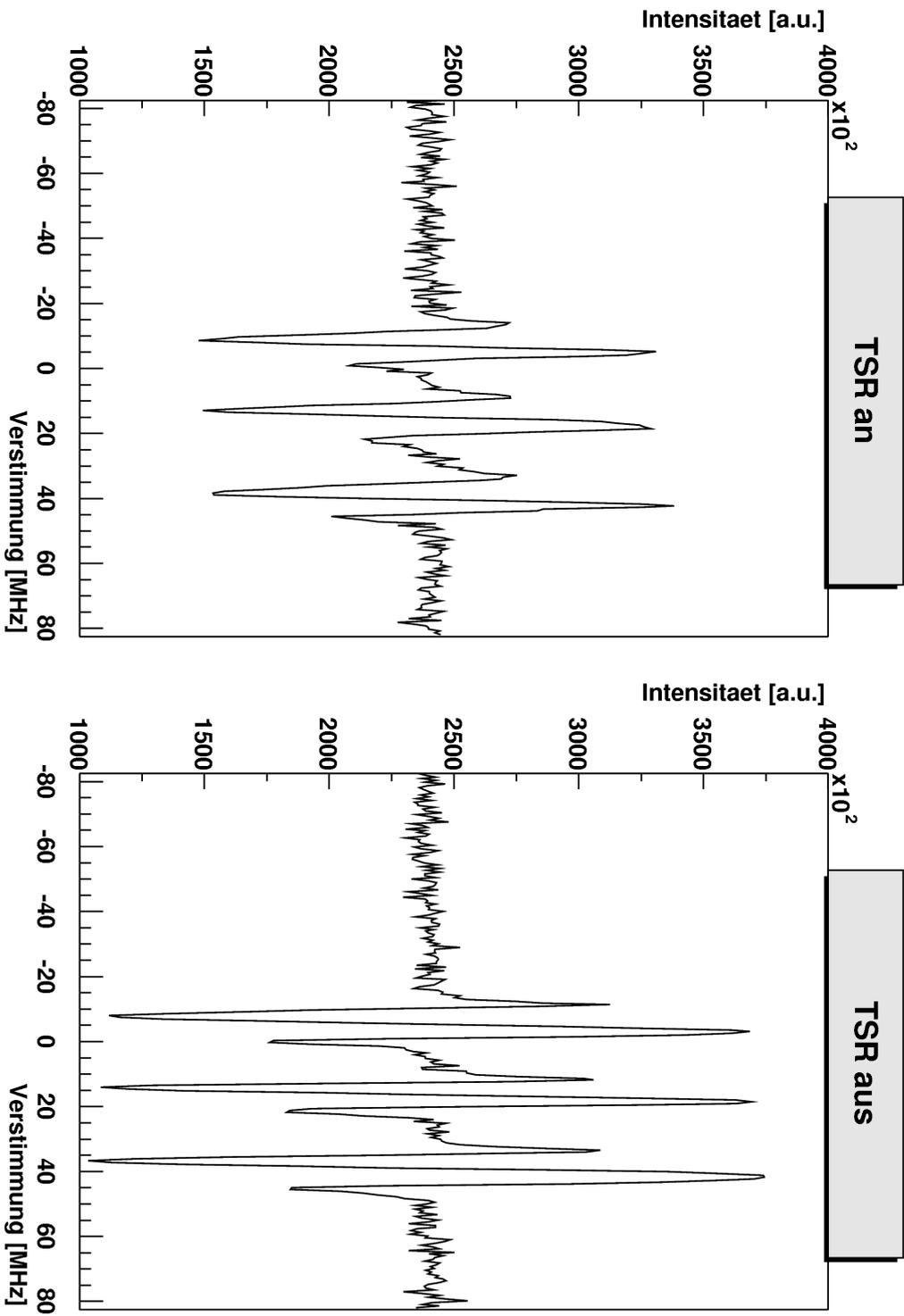


Abbildung 3.10: Einfluß der Netzgeräte des TSRs auf die Spektroskopie.

der Messung von der o- zur a-Komponente mit 1f-Methode bzw. 3f-Methode / Amplitudenmodulationmethode.

3.3.2 AOMs

Das Licht wird zuerst in den 200 MHz-AOM geschickt. Hier wird die Frequenz um 420 MHz nach oben verschoben (RF-Frequenz des RF-Generators ist 210 MHz). Die am 600 MHz-AOM angelegte RF-Frequenz wurde bei den ersten Messungen aus dem berechneten Spektrum bestimmt (s. Kapitel 1) und solange verändert bis die gewünschten Komponenten in den aufgenommenen Spektren gleichzeitig erscheinen ($\Delta\nu_{rel}$ in Gl. 3.1 sollte so klein sein wie möglich und im Optimalfall 0 Hz betragen). Bei der 1f-Methode wurden folgende RF-Frequenzen gewählt:

- Von der i- zur o-Komponente: 651,0565 MHz
- Von der o- zur a-Komponente: 631,5545 MHz

Aus den Ergebnissen der Messungen mit der 1f-Methode konnten folgende RF-Frequenzen für die Messungen mit der Amplitudenmodulationmethode und 3f-Methode bestimmt werden.

- Von der i- zur o-Komponente: 651,03605 MHz
- Von der o- zur a-Komponente: 631,547 MHz

Die Effizienz der AOMs für die Streuung in die +1. Ordnung liegt bei diesem Versuchsaufbau bei ca. 70% oder besser beim 200 MHz-AOM und bei 45% oder besser beim 600 MHz-AOM. Das Strahlprofil wird durch den 600 MHz-AOM verformt (s. Abb. 3.11). In Abschnitt 2.2 wurde gezeigt, daß die aktive Apertur bei Hochleistungs-AOMs sehr klein wird. Der Laserstrahl sollte im Optimalfall kleiner als die aktive Apertur¹¹ im Durchmesser sein. Dies ist hier nicht gegeben, wodurch das Laserstrahlprofil stark verändert wird. Das Laserstrahlprofil ist elliptisch mit einer Exzentrizität von ca. 0,7 und kann durch eine zweidimensionale Gaussfunktion beschrieben werden (s. Abb. 3.11 mitte)¹². In Abb. 3.11 ist der Strahl vor der Spektroskopie dargestellt. Diese Aufnahme wurde mit Hilfe einer CCD-Kamera gemacht. Die bei der Amplitudenmodulation verwendeten 80 MHz-AOMs haben hier eine Effizienz von ca. 40% oder besser. Mit dem RF-Schalter werden die AOMs mit einer Frequenz von ca. 46 kHz geschaltet. Die obere Grenze der Schaltfrequenz ist durch einen verwendeten Lock-In Verstärker bestimmt, der max. 50 kHz als Referenzfrequenz erlaubt.

3.3.3 Jodspektroskopie

Die Temperatur des Kühlfingers der Jodzelle beträgt während den Messungen $(6 \pm 0,5)^\circ\text{C}$, da dies der Temperatur entspricht bei der die i-Komponente vermessen wurde (vgl. [GBD⁺94]). Bei der 1f-Methode werden zwei Jodzellen verwendet, daher beträgt die max. Temperaturdifferenz der beiden Zellen 1°C .

Die Leistungen der Laserstrahlen sind für die 1f-Methode in Tabelle 3.2 aufgelistet¹³. Die

¹¹Bei dem hier verwendeten 600 MHz-AOM beträgt diese 0,1 mm.

¹²Um diese Verzerrung zu vermeiden wäre es sinnvoll gewesen den Strahlengang zu berechnen, damit man sicherstellen kann, daß der Strahlquerschnitt klein genug ist.

¹³Genauigkeit der Leistungsmessung beträgt ca. 6%.

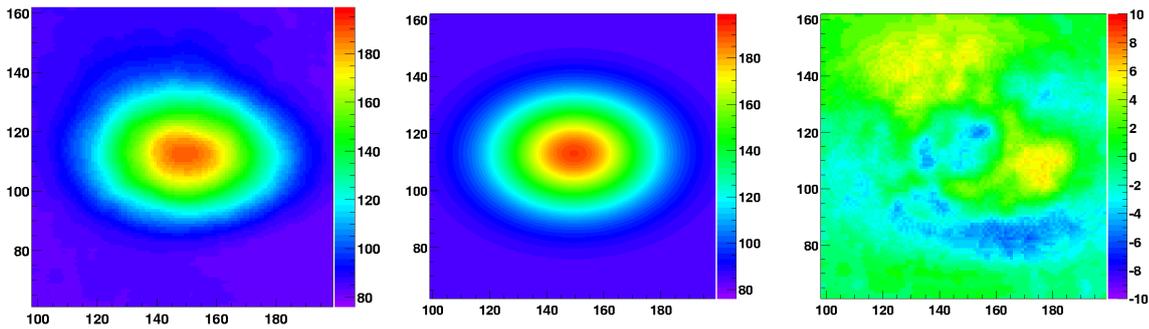


Abbildung 3.11: CCD-Aufnahmen vom Strahlprofil nach Durchgang des 200 MHz- und 600 MHz-AOM(links,Falschfarben). Zweidimensionaler Gaußfit (mitte) und Residuen (rechts).

Querschnittsfläche¹⁴ der Strahlen in der unverschobenen Spektroskopie beträgt ca. $0,5 \text{ mm}^2$. In der verschobenen Spektroskopie beträgt diese ca. $0,3 \text{ mm}^2$.

Messungen	Sättigungsstrahl [mW]		Teststrahl [μW]	
	US	VS	US	VS
Von i zu o	13	7	470	130
Von o zu a	13	7	470	130

Tabelle 3.2: Leistungen der Laserstrahlen bei der 1f-Methode.

Die Leistungen der Laserstrahlen sind für die 3f-Methode in Tabelle 3.3 aufgelistet¹⁵. Die Querschnittsfläche der Strahlen in der unverschobenen Spektroskopie beträgt ca. 1 mm^2 . In der verschobenen Spektroskopie beträgt diese ca. $0,8 \text{ mm}^2$.

Messungen	Sättigungsstrahl [mW]		Teststrahl [μW]	
	US	VS	US	VS
Von i zu o	13	12	280	220
Von o zu a	40	18	220	210

Tabelle 3.3: Leistungen der Laserstrahlen bei der 3f-Methode.

Die Leistungen der Laserstrahlen sind für die Amplitudenmodulation-Methode in Tabelle 3.4 aufgelistet. Die Querschnittsfläche der Strahlen ist dieselbe wie bei der 3f-Methode.

3.3.4 Einstellungen des LabView-Programms

Das LabView-Programm dient zur Steuerung der Messung und der Datenaufnahme. Die Integrationszeit beträgt bei allen Messungen 0,1 Sekunden pro Messpunkt. Die Integrationszeit ist so gewählt worden, damit das Linienprofil nicht durch einen drifteten Laser verändert

¹⁴Fläche innerhalb die Strahlintensität um $1/e^2$ abfällt im Vergleich zum Strahlzentrum.

¹⁵Von der Leistung des Sättigungsstrahls muß man noch ca. 10% abziehen, da die Leistungen vor dem PST gemessen wurde, der den Sättigungsstrahl in die Jodzelle lenkt.

Messungen	Sättigungsstrahl [mW]		Teststrahl [μ W]	
	US	VS	US	VS
Von i zu o	11	8,5	50	50
Von o zu a	14	14	160	140

Tabelle 3.4: Leistungen der Laserstrahlen bei der Amplitudenmodulationmethode.

wird. Die Anzahl der Messpunkte ist so gewählt, das der Abstand zwischen zwei Messpunkten ungefähr 0,5 MHz beträgt. Bei jedem Messpunkt wird die am Laser anliegende Scanspannung, die jeweilige Pulszahl der beiden SF-Wandler, die innerhalb der Integrationszeit gezählt wurde, und die Spannung an den beiden Photodioden, die die Leistungsstabilität des Lasers messen, aufgezeichnet. Ist der Laser über den vorgegebenen Frequenzbereich durchgestimmt worden, dieser Vorgang wird als Laserscan bezeichnet, dann wird die Temperatur der Jodzelle(n) gespeichert. Eine Messung besteht aus 10 hintereinanderliegenden Laserscans.

3.3.5 Datenauswertung

Jeder Linie wird mit Hilfe der in Abschnitt 2.3.3 angegebenen Gleichungen gefittet, wobei hier ein konstanter Untergrund hinzuaddiert wird. Werden in einem Spektrum mehr als eine Linie gefittet, so wird die Summe der Linien an die Messpunkte gefittet. Statt einem konstantem Untergrund wurde probeweise auch ein linearer Untergrund angenommen. Es konnte aber kein Unterschied im Ergebnis festgestellt werden. Aus den Fitparametern der 10 Laserscans in einer Messung wird unter anderem der mittlere Abstand zwischen den gewünschten Linien der beiden Spektroskopien ermittelt, der die Differenz zwischen der Frequenzverschiebung der AOMs und dem Frequenzabstand der beiden Linien entspricht. Diese Aufgaben werden von einem Computerprogramm erfüllt, das in C++ geschrieben ist und die ROOT-Bibliothek¹⁶ verwendet. In den Abbildungen 3.12, 3.13 und 3.14 sind Messpunkte eines Scans und Fitfunktion für die i-Komponente und ihre Nachbarlinien dargestellt. Die Abzisse ist die am Farbstofflaser anliegende Scanspannung und die Ordinate ist die Anzahl der Pulse, die während der Integrationszeit gezählt wurden. Die Fitfunktionen können den Verlauf im allgemeinen ausreichend wiedergeben.

3.3.6 Bestimmung der Frequenz aus der Scanspannung

Die Umrechnung der Scanspannung in eine Frequenz wird mit Hilfe der Messungen gemacht bei denen die Linien in einem Spektrum um einen bekannten Frequenzbereich verschoben sind. Diese Frequenzverschiebung wird mit dem 600 MHz-AOM verwirklicht. Die Verschiebung beträgt im allgemeinen 10 MHz nach oben bzw. nach unten von der RF-Frequenz, die verwendet wird um die entsprechenden Linien in den beiden Spektren gleichzeitig zu erzeugen. Die Linie in der unverschobenen Spektroskopie dient hier als Frequenzmarke. Der Abstand der Linie in der verschobenen Spektroskopie zu dieser Frequenzmarke wird bestimmt für den Fall, daß sie 20 MHz nach oben bzw. nach unten verschoben ist¹⁷. Die Sum-

¹⁶ROOT: <http://root.cern.ch>

¹⁷Das Licht geht zweimal durch den 600 MHz-AOM, daher $2 \cdot 10 \text{ MHz} = 20 \text{ MHz}$

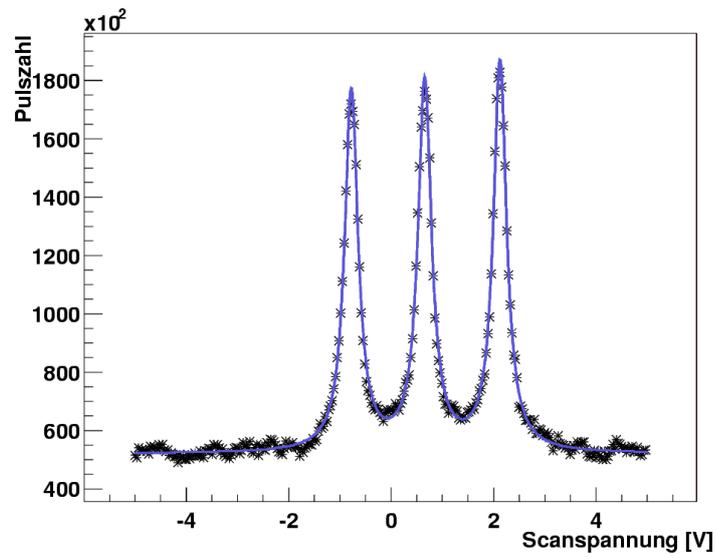


Abbildung 3.12: Fitfunktion (durchgezogene Linie) und Messpunkte (*) eines Scans bei der Amplitudenmodulationmethode.

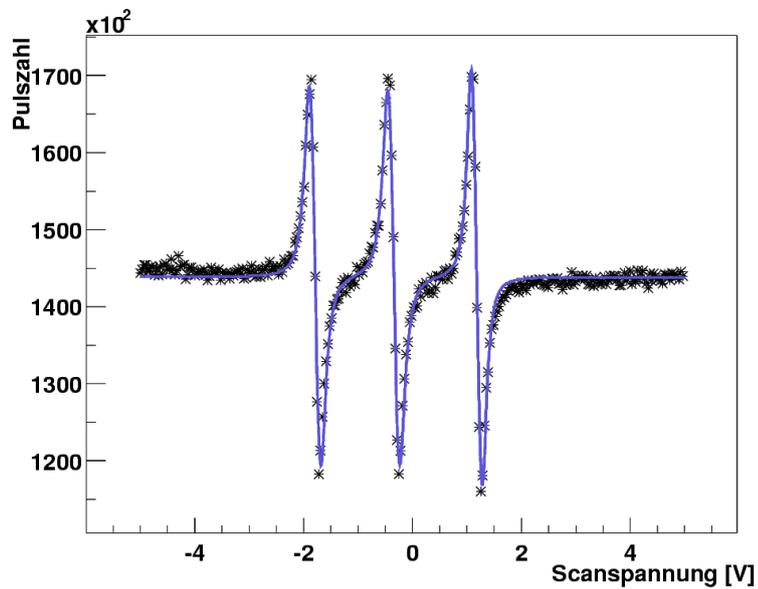


Abbildung 3.13: Fitfunktion (durchgezogene Linie) und Messpunkte (*) eines Scans bei der 1f-Methode.

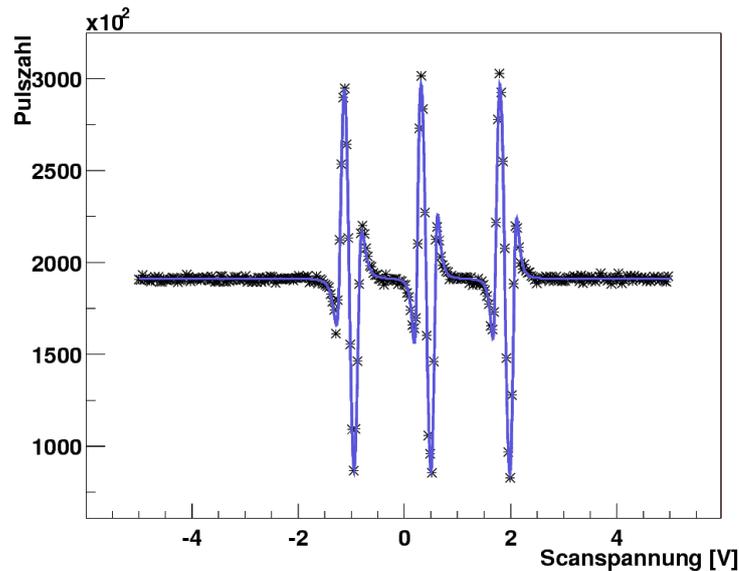


Abbildung 3.14: Fitfunktion (durchgezogene Linie) und Messpunkte (*) eines Scans bei der 3f-Methode.

me dieser beiden Abstände, die in Spannung vorliegen, entspricht 40 MHz, so daß damit die Scanspannung in eine Frequenz umgerechnet werden kann.

Diese Art der Bestimmung des Proportionalitätsfaktor zwischen Scanspannung und Frequenz beruht auf der Annahme, daß nichtlineare Variationen zwischen Scanspannung und Frequenz sich durch eine Mittelung aufheben und somit der Proportionalitätsfaktor verwendet werden kann um den mittleren Frequenzabstand zwischen den Linien zu bestimmen. Da die Annahme ausreichend ist für dieses Experiment, sieht man zwei Punkten: Erstens, die symmetrische Verschiebung um 20 MHz nach oben bzw. unten zu der Frequenzmarke ist auch in den Abständen, die in Spannung vorliegen, gut erkennbar und zweitens, durch den Drift des Lasers erscheinen die Linien immer bei unterschiedlichen Scanspannungen, aber der relative mittlere Abstand bleibt erhalten.

Da in diesem Experiment versucht wurde $\Delta\nu_{rel}$ zu minimieren, ist auch der Einfluß des Fehlers durch den Proportionalitätsfaktor klein, dazu ein Zahlenbeispiel direkt aus dem Experiment. Der mittlere Abstand der Linien in den beiden Spektroskopien in Bezug auf die Scanspannung beträgt $0,00206 \pm 0,00017$ V. Der dazu gehörige Proportionalitätsfaktor hat den Wert $16,708 \pm 0,034$ MHz/V. Man erhält als Wert für $\Delta\nu_{rel} = 0,034 \pm 0,003$ MHz. Die Größe des Fehlers wird also durch den Fehler des mittleren Abstands bestimmt. Bei Messungen bei denen der mittlere Abstand größer ist, geht der Fehler des Proportionalitätsfaktors stärker ein (vgl. dazu Auswertungen mit erster Methode in Anhang B).

Da es praktischer ist, die Messung des Abstandes der Linien gleichzeitig mit der Messung für die Umrechnung durchzuführen, werden in anderen Experimenten gleichzeitig während der Durchstimmung des Lasers die Transmission eines Fabry-Perot Interferometers (FPI) gemessen. Der durchgestimmte Frequenzbereich muß etwas mehr als der freie Spektralbereich des Interferometers sein, so daß zwei Transmissionsmaxima auftreten. Ist der freie Spektralbereich des Interferometers bekannt so kann daraus der Proportionalitätsfaktor bestimmt

werden. Dieses Verfahren wird in [Gri94] verwendet.

Sind mehrerer Linien in einem Spektrum vorhanden, wie z. B. hier bei der i -Komponente, so kann direkt aus den Abständen dieser Linien der Proportionalitätsfaktor bestimmt werden, wenn die Frequenzabstände aus einer anderen Messung bekannt sind (vgl. Anhang B).

Ist ein zweiter Laser vorhanden, der im selben Frequenzbereich arbeitet und eine feste Frequenz besitzt, so kann dessen Licht mit dem Licht des ersten Lasers gemischt werden und daraus kann die Frequenzdifferenz zwischen den Lasern bestimmt werden. Beim Durchstimmen des ersten Lasers würde sich die Frequenzdifferenz ändern, woraus man dann direkt den Frequenzabstand zwischen verschiedenen Linien im Spektrum bestimmen könnte. Der Umweg über eine Umrechnung der Scanspannung in Frequenz wäre nicht mehr nötig. Auch die bei den anderen Verfahren vorausgesetzte Linearität zwischen Scanspannung und Frequenz wäre nicht mehr wichtig bei einem solchem Aufbau.

3.4 Testmessungen

Es wurden neben den Messungen der Frequenzdifferenzen auch Messungen durchgeführt, bei denen dieselbe Komponente direkt miteinander verglichen wurden. Bei diesen Messungen sollte man erwarten, daß -wenn in beiden Spektroskopien dieselben Bedingungen (Temperatur und Leistungen der Strahlen) herrschen- keine Frequenzdifferenz beobachtet wird. Es wurden jedoch Frequenzdifferenzen gemessen, die nicht durch die bekannten und berücksichtigten Fehlern erklärt werden konnten. Diese Frequenzdifferenzen werden im folgenden als Verschiebungsfehler bezeichnet.

In den folgenden Abschnitten wird die erste Beobachtung des Verschiebungsfehler und die Versuche dargestellt, diesen Fehler zu verstehen.

3.4.1 Erste Beobachtung des Verschiebungsfehlers

In der ersten Messkampagne wurde die 1f-Methode für alle Messungen verwendet. Bei dieser Messkampagne wurde außer den Frequenzdifferenzen noch die Druckverschiebung gemessen. Es wurden außerdem Untersuchungen zur Sättigungsverbreiterung und Druckverbreiterung angestellt, um ein besseres Verständnis der Laserspektroskopie zu erhalten. Wie schon in Abschnitt 3.2.1 gezeigt, wurden hier zwei identische Aufbauten verwendet, die jeweils ihre eigene Jodzelle hatte. Für die Untersuchungen der Druckverschiebung wurde der 600 MHz-AOM durch einen 200 MHz-AOM ersetzt, der vom gleichem Typ war wie der schon eingebaute. Das Licht wurde in die -1 Ordnung gebrochen, so daß die beiden AOMs sich aufheben, wenn die RF-Generatoren dieselbe Frequenz erzeugen. Dies wurde gemacht, damit man die Linien noch immer gegeneinander verschoben werden konnten um den Umrechnungsfaktor zwischen Scanspannung und Frequenz zu bestimmen.

Überraschenderweise wurde bei allen Messungen eine Frequenzdifferenz zwischen identischen Linien festgestellt, obwohl beide RF-Generatoren auf dieselbe Frequenz eingestellt waren und dieselben Bedingungen für beide Spektroskopien herrschten. Die Frequenz der Linie in der unverschobenen Spektroskopie war gegenüber der Frequenz der Linie in der verschobenen Spektroskopie erhöht. Die beobachteten Frequenzdifferenzen schwankten von

30 kHz bis 90 kHz, wobei der Fehler ungefähr 20 kHz betrug. Es konnten keine Unterschiede im Verhalten der einzelnen Komponenten festgestellt werden.

3.4.2 Konsequenzen

Es wurden die möglichen Verursacher gesucht, die die beobachteten Abweichungen erklären könnten.

- **RF-Generatoren:** Die RF-Generatoren wurden mit einem Frequenzzähler überprüft. Die Integrationszeit betrug 10 Sekunden. Bei diesen Messungen wich die vom Frequenzzähler ermittelte Frequenz um weniger als 1 kHz von der am RF-Generator eingestellten Frequenz ab. Dies gilt für die beiden verwendeten RF-Generatoren. Dieser Unterschied ist zu klein um die Verschiebung zu erklären.
- **Elektronik:** Bei den Messungen mit der 1f-Methode wurde immer derselbe Signalweg (Lock-In Verstärker, Spannung-Frequenz Wandler) für die jeweilige Spektroskopie verwendet. Da die beiden verwendeten Lock-In Verstärker nicht baugleich sind, wurde bei den nachfolgenden Messungen (3f-Methode, Amplitudenmodulationmethode) der Signalweg für die beiden Spektroskopien systematisch vertauscht, so daß mit beiden Signalwegen gleich viele Messungen für die jeweilige Spektroskopie gemacht wurden. Hiermit sollten sich Effekte, die durch die Elektronik entstehen, rausmitteln.
- **Jodzellen:** Es wurden Messmethoden gesucht bei denen man nur noch einen Teststrahl braucht statt zwei, damit beide Spektroskopien in derselben Jodzelle stattfinden können. Diese Methoden sind die 3f-Methode und die Amplitudenmodulationmethode. Durch die Verwendung von nur einer Jodzelle können viele Unsicherheiten beseitigt werden, wie Temperaturunterschiede in den Jodzellen (und damit mögliche Druckverschiebungen) und unterschiedliche Spektren der Jodzellen durch Verunreinigungen (vgl. [Glä82]). In [Gme31] wird gezeigt, daß der Dampfdruck vom festem Jod auch von der Zusammensetzung der umgebenden Atmosphäre abhängt und damit zu größeren Druckverschiebung führen würden. Solche Verunreinigungen sollten hier eigentlich nicht auftreten, da alle Jodzellen von der PTB kalibriert wurden.

Trotz dieser Änderungen wurden auch bei der 3f-Methode bzw. der Amplitudenmodulationmethode noch immer Frequenzdifferenzen von der Größenordnung 30 bis 60 kHz beobachtet, wenn identische Linien unter gleichen Bedingungen direkt miteinander verglichen wurden. Da die Ursache für diese Frequenzdifferenzen nicht geklärt werden konnte, werden die Endergebnisse der gemessenen Frequenzabstände in Kapitel 4 mit einem zusätzlichen Fehler, dem sogenannten Verschiebungsfehler, von ± 64 kHz versehen, der sich als Mittelwert aus allen beobachteten Frequenzdifferenzen ergibt. Trotz diesem Fehler wird die gegenwärtige Genauigkeit des Relativitätsexperiment nicht dadurch bestimmt (s. Kapitel 5).

Eine Zurückführung für dieser Verschiebungen auf den Einfluß gekrümmte Phasenfronten (vgl. dazu Abschnitt 2.1.2) ist schwer, da die Linien im Spektrum keine Asymmetrie zeigen. Beim genauen Betrachten gibt es zwar bei einigen Spektren eine leichte Asymmetrie, bei anderen aber wiederum nicht, so daß diese Beobachtung nicht eindeutig ist und wohl durch die Streuung der Messpunkte erklärt werden kann. Wenn man das Strahlprofil,

wie in Abschnitt 3.3.2 angedeutet, berechnet und dann davon ausgeht, daß man damit nur mit gaussförmigen Strahlen arbeitet, könnte allerdings durch einen geeigneten Aufbau laut [BHKH76] eine mögliche Verschiebung durch gekrümmte Phasenfronten minimiert werden.

Eine Klärung der wirklichen Messgenauigkeit mit den hier verwendeten Messprinzipien könnte durch Messungen bekannter Frequenzabständen herbeigeführt werden. Der Übergang P(62) 17-1 bei 576 nm im Jodspektrum wäre hierfür geeignet, da diese Wellenlänge im Arbeitsbereich des Farbstofflasers liegt, wenn Rhodamin 6G als Farbstoff verwendet wird, und die Frequenzabstände der Hyperfeinstrukturkomponenten mit hinreichender Genauigkeit in [BEH⁺79] und [BR84] angegeben sind.

3.4.3 Verbesserung des Messprinzips

Die Überlegungen über die Herkunft des Verschiebungsfehler haben auch eine Schwäche im verwendeten Messprinzip deutlich werden lassen. Dies wird im folgenden diskutiert.

Man misst den Frequenzabstand der Linien x (Frequenz ν_x) und z (Frequenz ν_z) mit Hilfe der dazwischen liegenden Linie y (Frequenz ν_y). Zuerst wird der Abstand der Linien x und y vermessen. Es wird angenommen, daß die Linie y in der verschobenen Spektroskopie um $\Delta\nu_v$ gegenüber ihrer wirklichen Frequenz verschoben ist, etwa durch gekrümmte Phasenfronten. Der gemessene Abstand $\Delta\nu_{xy}$ ist somit

$$\Delta\nu_{xy} = (\nu_y + \Delta\nu_v) - \nu_x = \Delta\nu_{xy_0} + \Delta\nu_v, \quad (3.2)$$

wobei $\Delta\nu_{xy_0}$ der wirkliche Frequenzabstand zwischen x und y ist. Danach wird der Abstand zwischen y und z vermessen. Nun ist y nicht mehr in der verschobenen Spektroskopie, sondern die Linie z, die nun auch um $\Delta\nu_v$ gegenüber ihrer wirklichen Frequenz verschoben ist. Man mißt den Abstand $\Delta\nu_{yz}$ zu

$$\Delta\nu_{yz} = (\nu_z + \Delta\nu_v) - \nu_y = \Delta\nu_{yz_0} + \Delta\nu_v, \quad (3.3)$$

wobei $\Delta\nu_{yz_0}$ der wirkliche Frequenzabstand zwischen y und z ist. Der gemessene Abstand zwischen x und z wäre dann

$$\Delta\nu_{xz} = \Delta\nu_{xy} + \Delta\nu_{yz} = \Delta\nu_{xy_0} + \Delta\nu_{yz_0} + 2\Delta\nu_v \quad (3.4)$$

$$= \Delta\nu_{xz_0} + 2\Delta\nu_v \quad (3.5)$$

mit $\Delta\nu_{xz_0}$ als wirklichen Frequenzabstand zwischen x und z. Der Frequenzabstand würde bei dieser Vorgehensweise um $2\Delta\nu_v$ falsch bestimmt werden.

Dieser Fehler des verwendeten Messprinzips könnte vermieden werden, indem man bei der Abstandsmessung von y zu z die Linie y in der verschobenen Spektroskopie belässt. Im vorliegenden Experiment würde das bedeuten, daß die AOMs die Frequenz nicht erhöhen sondern erniedrigen. Man würde damit folgenden Abstand messen

$$\Delta\nu_{yz} = \nu_z - (\nu_y + \Delta\nu_v) = \Delta\nu_{yz_0} - \Delta\nu_v. \quad (3.6)$$

Der Abstand zwischen x und z wäre damit

$$\Delta\nu_{xz} = \Delta\nu_{xy} + \Delta\nu_{yz} = \Delta\nu_{xy_0} + \Delta\nu_{yz_0} + \Delta\nu_v - \Delta\nu_v \quad (3.7)$$

$$= \Delta\nu_{xz_0}. \quad (3.8)$$

Man würde also den wirklichen Abstand zwischen x und z messen. Diese Überlegungen sind auch in [BCD79] gemacht worden.

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

4.1 1f-Methode

Dies ist die erste Messung des Frequenzabstands von der i- zur o-Komponente. Bei der Vermessung des Frequenzabstands von der i- zur o-Komponente wurden 7 Messungen mit je 10 Scans gemacht. Es waren 8 Messungen geplant, damit vier Messungen mit einer Phaseneinstellung der Lock-In Verstärker und vier mit 180° gedrehter Phaseneinstellung vorhanden sind. Eine Messung war aber nicht zu gebrauchen¹. Es konnte auch keinen Einfluß der beiden Phaseneinstellungen vom Lock-In Verstärker auf das Ergebnis festgestellt werden. In Abb. 4.1 ist ein Scan dargestellt.

In der folgenden Tabelle sind die berücksichtigten Fehler aufgelistet.

Art	Fehler [MHz]
Verschiebung durch Temperaturdifferenz der Zellen ²	0,014
Leistung ³	0,007
Eichfehler Jodzellen ⁴	0,006
Fitfehler + Umrechnung ⁵	0,011
Gesamt	0,020

Kleine Fehler wie z. B. der Fehler der Radiofrequenz des RF-Generators (kleiner 1 kHz) werden nicht berücksichtigt, da diese am Ende nicht ins Gewicht fallen. Andere Effekte wie Dopplerverschiebung zweiter Ordnung oder Photonenrückstoß sind erstens klein gegenüber den anderen Fehlern und außerdem sollten sich diese Effekte bei einer Differenzmessung aufheben. Der in Abschnitt 3.4 diskutierte Verschiebungsfehler wird erst im Endergebnis berücksichtigt (s. Abschnitt 4.4). Die Frequenzdifferenz von der i- zur o-Komponente beträgt damit

$$v_{io}^1 = (1722,114 \pm 0,020)\text{MHz.}$$

¹Die Frequenz des RF-Generator war wahrscheinlich falsch eingestellt. Dies wurde erst bei der Auswertung deutlich.

²Abgeschätzt aus Messungen mit verschiedenen Temperaturen. Dies ist für jede einzelne Komponente gemacht worden. Alle zeigten ein ähnliches Verhalten, so daß bei allen der gleiche Fehler angenommen wird.

³Abhängigkeit der Linienposition von der Intensität des Sättigungsstrahls.

⁴Angabe Kalibrierschein der Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig und Berlin.

⁵Fehler des Mittelwerts aller Abstände und der Umrechnung von Scanspannung zu Frequenz.

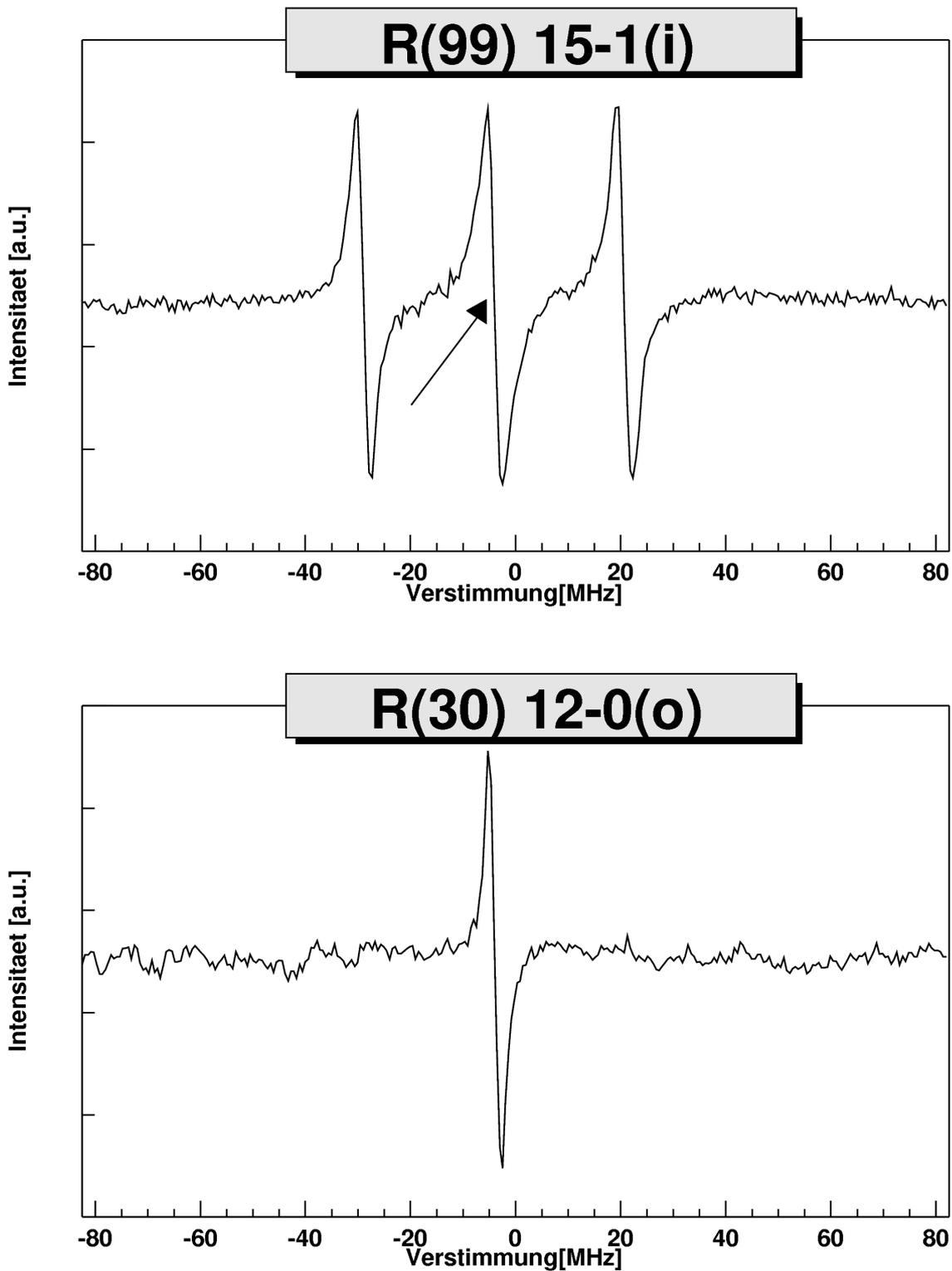


Abbildung 4.1: Ein Scan des Spektrums, der mit der 1f-Methode gewonnen wurde. Oben i-Komponente mit Pfeil gekennzeichnet, unten o-Komponente.

Der Frequenzabstand der o- zur a-Komponente wurde mit 8 Messungen mit je 10 Scans bestimmt. In Abb. 4.2 ist ein Scan dargestellt.

In der folgenden Tabelle sind die berücksichtigten Fehler aufgelistet.

Art	Fehler [MHz]
Verschiebung durch Temperaturdifferenz der Zellen	0,014
Leistung	0,007
Eichfehler Jodzellen	0,006
Fitfehler + Umrechnung	0,014
Gesamt	0,022

Die Frequenzdifferenz beträgt von der o- zu a-Komponente

$$v_{oa}^1 = (1683,094 \pm 0,022)\text{MHz.}$$

Der Frequenzabstand zwischen der i- und der a-Komponente ist somit

$$\boxed{v_{ia}^1 = (3405,208 \pm 0,030)\text{MHz.}} \quad (4.1)$$

4.2 Amplitudenmodulationsmethode

Dies ist die zweite Messung des Frequenzabstands von i- zur o-Komponente. Es wurden 16 Messungen mit je 10 Scans gemacht. Die Anzahl der Messungen mit gleicher Elektronik ist gleich (s. Abschnitt 3.4.2). In Abb. 4.3 ist ein Scan dargestellt.

In der folgenden Tabelle sind die berücksichtigten Fehler aufgelistet. Ein Fehler durch eine mögliche Druckverschiebung braucht hier nicht berücksichtigt werden, da beide Spektroskopien in derselben Jodzelle stattfinden und die Linien ein gleiches Verhalten auf Druckänderungen zeigten. Da nur eine Jodzelle verwendet wird, brauch der Eichfehler der Jodzelle nicht mehr berücksichtigt werden.

Art	Fehler [MHz]
Leistung	0,007
Fitfehler + Umrechnung	0,006
Gesamt	0,009

Die Frequenzdifferenz beträgt von der i- zur o-Komponente

$$v_{io}^a = (1722,101 \pm 0,009)\text{MHz.}$$

Der Frequenzabstand der o- zur a-Komponente wurde mit derselben Anzahl und Vorgehensweise gemacht wie die Messung von i- zur o-Komponente. In Abb. 4.4 ist ein Scan dargestellt.

In der folgenden Tabelle sind die berücksichtigten Fehler aufgelistet.

Art	Fehler [MHz]
Leistung	0,007
Fitfehler + Umrechnung	0,003
Gesamt	0,008

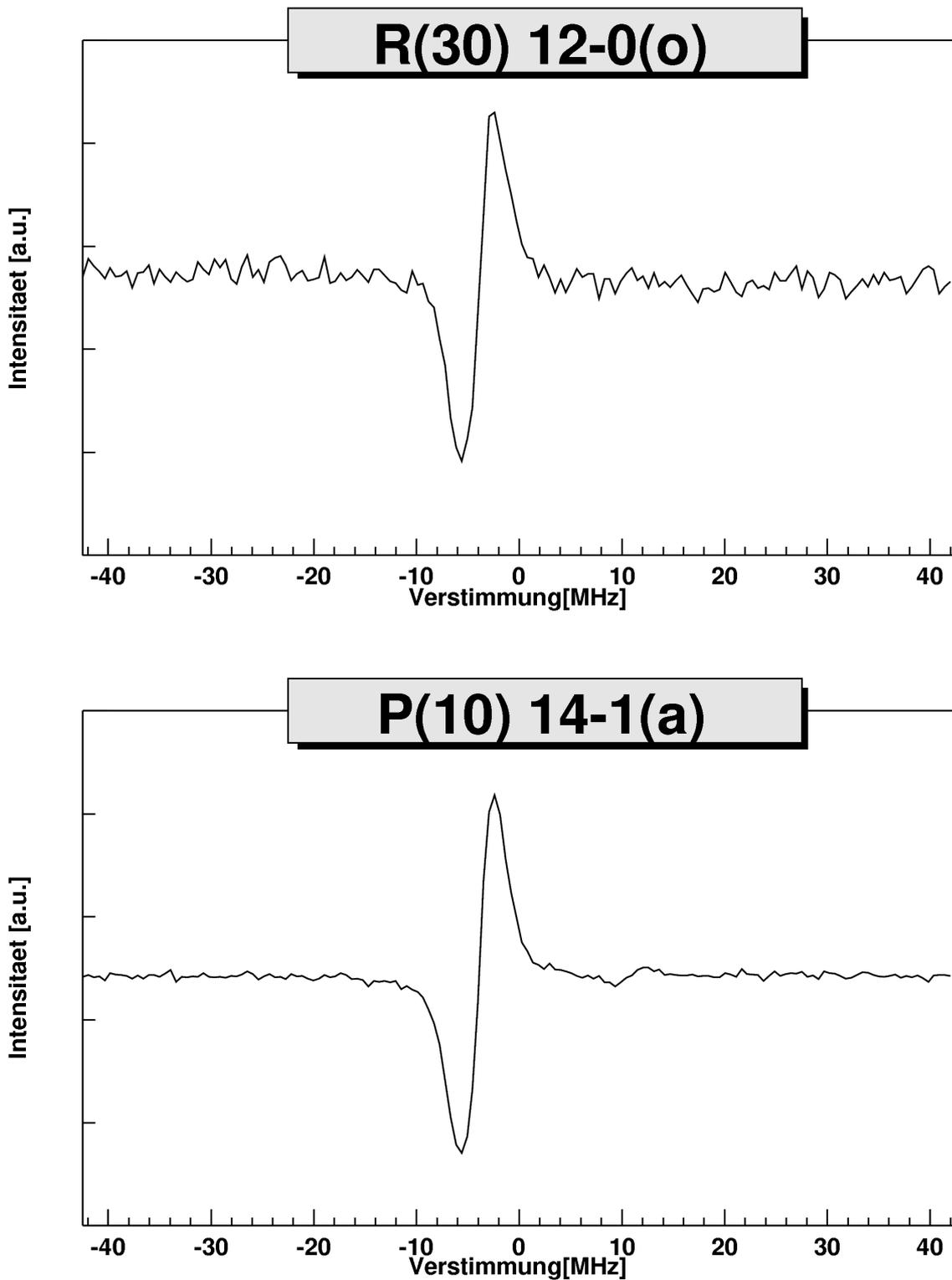


Abbildung 4.2: Ein Scan des Spektrums, der mit der 1f-Methode gewonnen wurde. Oben o-Komponente, unten a-Komponente.

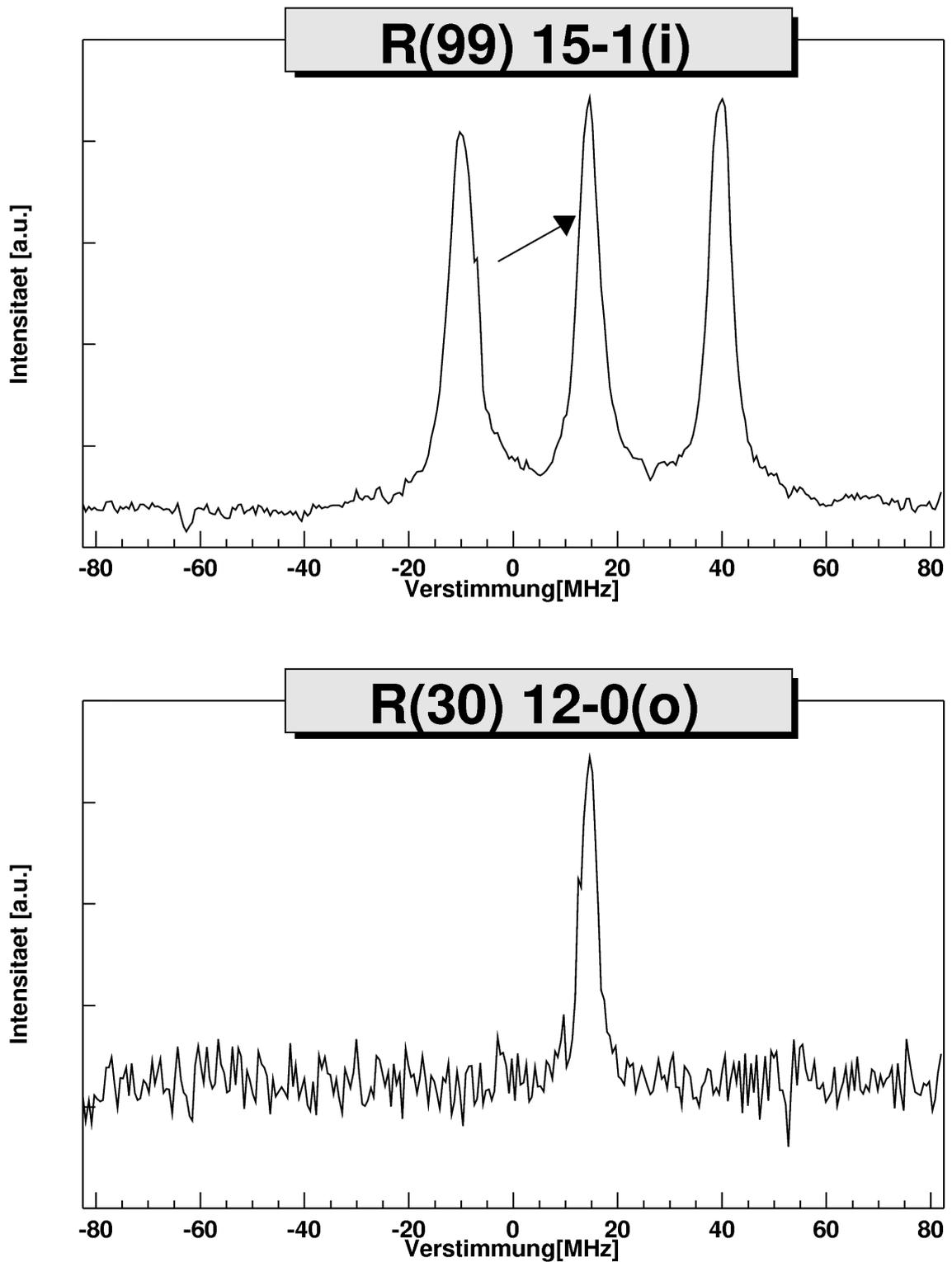


Abbildung 4.3: Ein Scan des Spektrums, der mit der Amplitudenmodulationmethode gewonnen wurde. Oben i-Komponente mit Pfeil gekennzeichnet, unten o-Komponente.

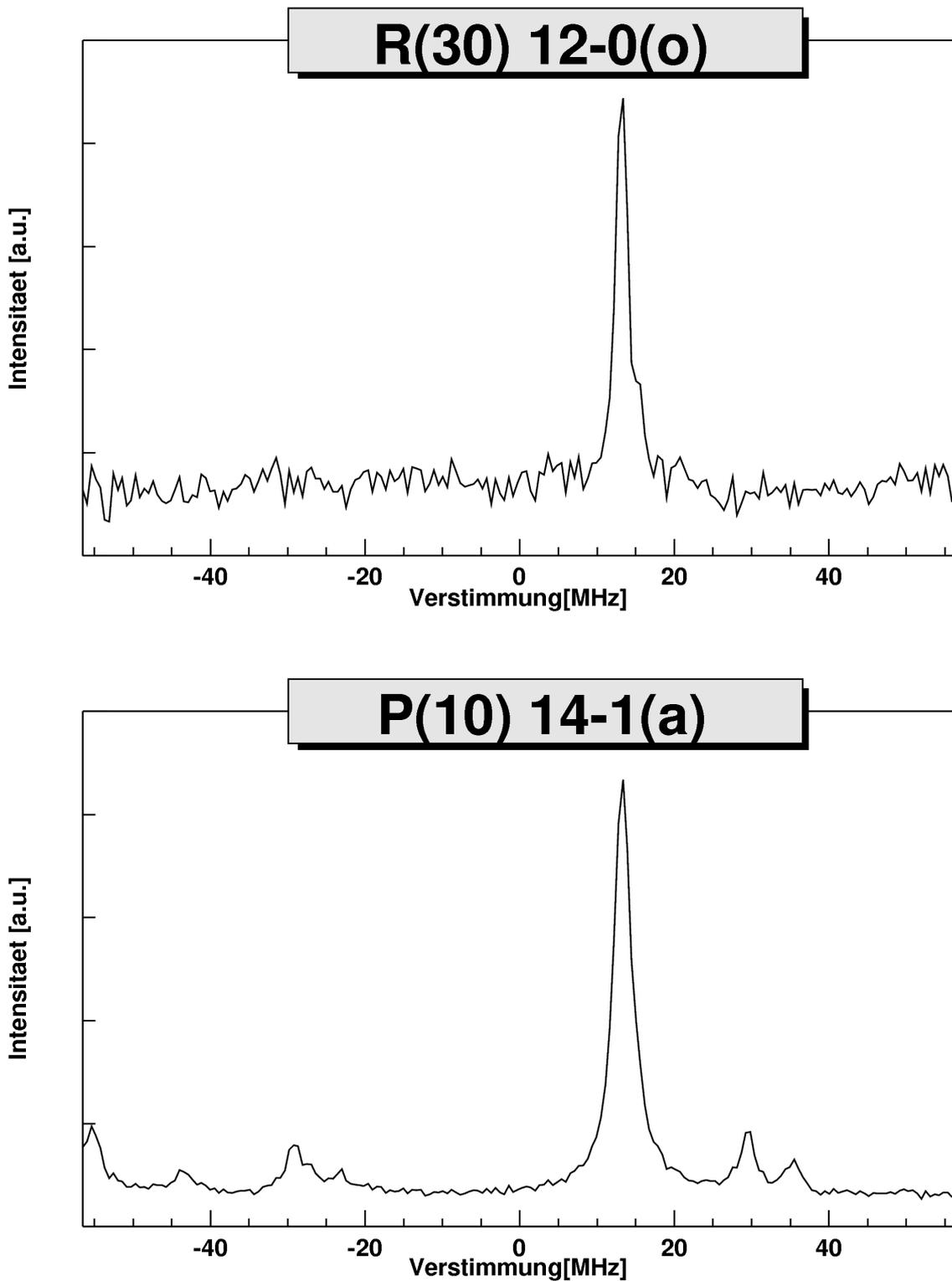


Abbildung 4.4: Ein Scan des Spektrums, der mit der Amplitudenmodulationmethode gewonnen wurde. Oben o-Komponente, unten a-Komponente.

Die Frequenzdifferenz beträgt von der o- zur a-Komponente

$$v_{oa}^a = (1683,163 \pm 0,008)\text{MHz.}$$

Der Frequenzabstand zwischen der i- und der a-Komponente ist somit

$$\boxed{v_{ia}^a = (3405,264 \pm 0,012)\text{MHz.}} \quad (4.2)$$

4.3 3f-Methode

Dies ist die dritte Messung des Frequenzabstands von i- zur o-Komponente. Bei der Vermessung des Frequenzabstands von der i- zur o-Komponente wurden 16 Messungen mit je 10 Scans gemacht. Die Anzahl der Messungen mit gleicher Elektronik ist gleich (vgl. 3.4.2). In Abb. 4.5 ist ein Scan dargestellt.

In der folgenden Tabelle sind die berücksichtigten Fehler aufgelistet.

Art	Fehler [MHz]
Leistung	0,007
Fitfehler + Umrechnung	0,003
Gesamt	0,008

Die Frequenzdifferenz beträgt von der i- zur o-Komponente

$$v_{io}^3 = (1722,106 \pm 0,008)\text{MHz.}$$

Der Frequenzabstand der o- zur a-Komponente wurde mit derselben Anzahl und Vorgehensweise gemacht wie die Messung von i- zur o-Komponente. In Abb. 4.6 ist ein Scan dargestellt.

In der folgenden Tabelle sind die berücksichtigten Fehler aufgelistet.

Art	Fehler [MHz]
Leistung	0,007
Fitfehler + Umrechnung	0,005
Fehler	0,009

Die Frequenzdifferenz beträgt von der o- zur a-Komponente

$$v_{oa}^3 = (1683,167 \pm 0,009)\text{MHz.}$$

Der Frequenzabstand zwischen der i- und der a-Komponente ist somit

$$\boxed{v_{ia}^3 = (3405,273 \pm 0,012)\text{MHz.}} \quad (4.3)$$

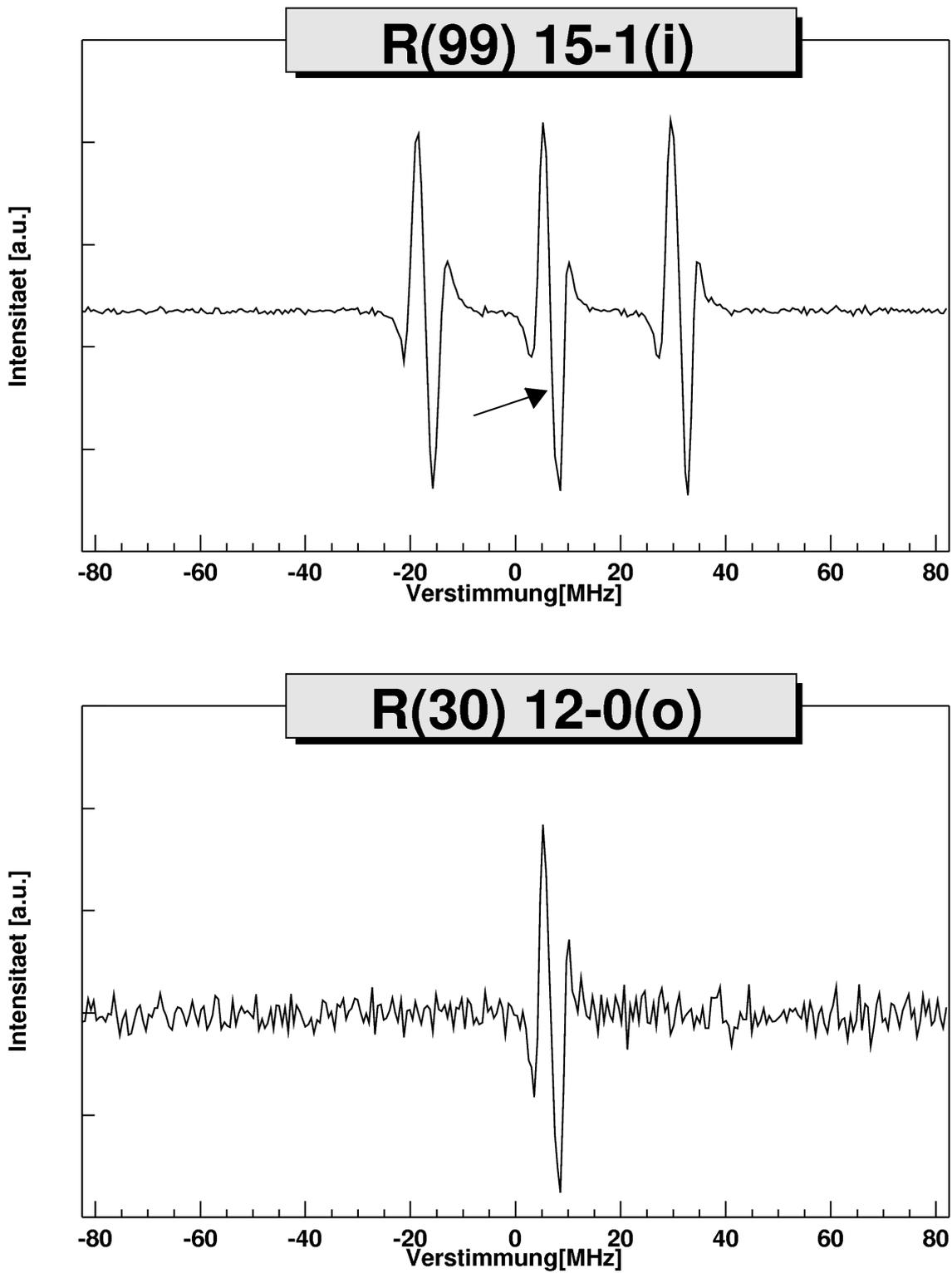


Abbildung 4.5: Ein Scan des Spektrums, der mit der 3f-Methode gewonnen wurde. Oben i-Komponente mit Pfeil gekennzeichnet, unten o-Komponente.

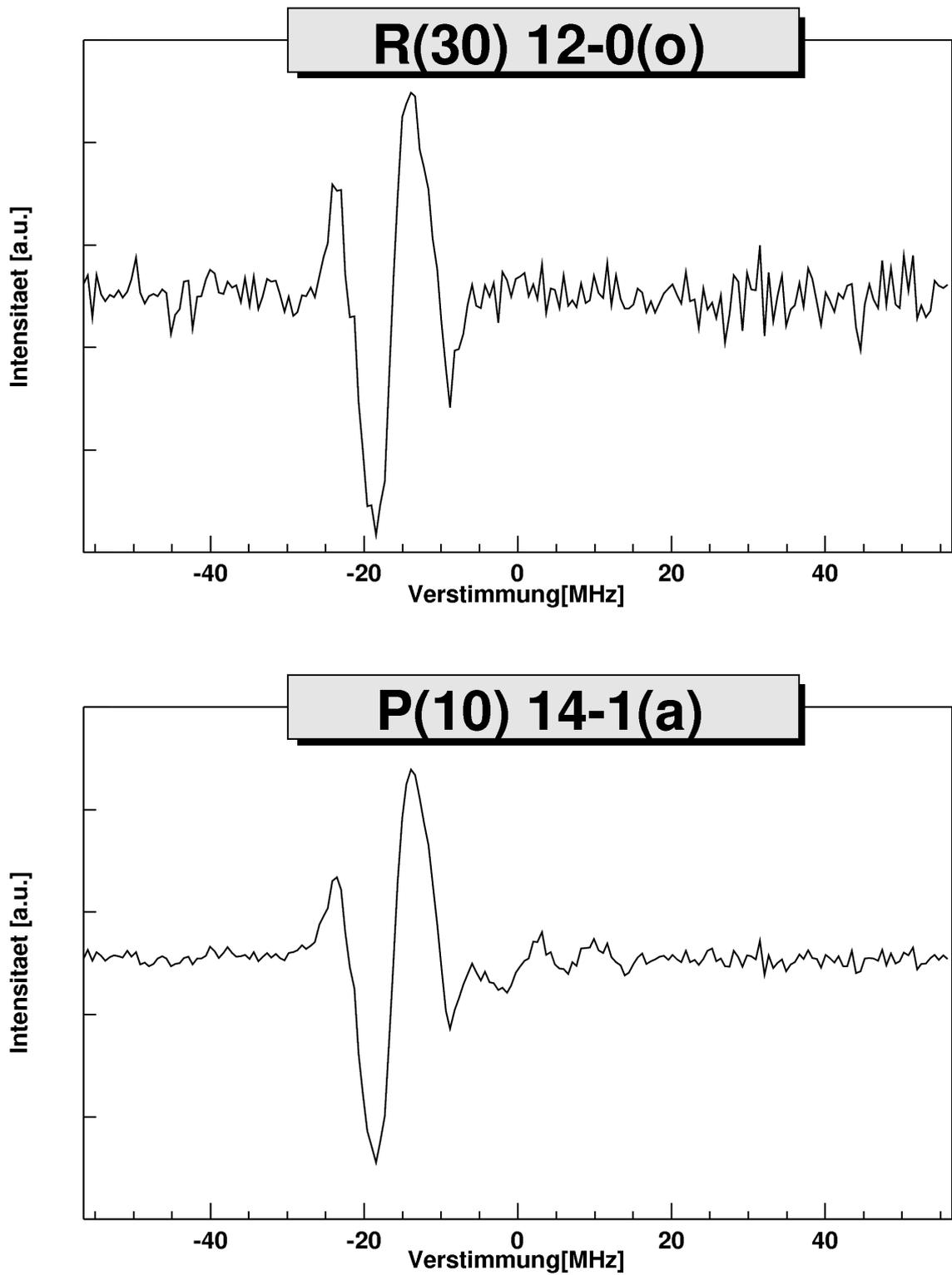


Abbildung 4.6: Ein Scan des Spektrums, der mit der 3f-Methode gewonnen wurde. Oben o-Komponente, unten a-Komponente.

4.4 Endwert

Alle gemessenen Frequenzdifferenzen zwischen der i- und o-Komponente bzw. o- und a-Komponente sind in der Tabelle 4.1 zusammengefasst. Der gewichtete mittlere Abstand

Messungen	Methode		
	1f-Methode [MHz]	AMM ⁶ [MHz]	3f-Methode [MHz]
Von i zu o	1722,114 ± 0,020	1722,101 ± 0,009	1722,106 ± 0,008
Von o zu a	1683,094 ± 0,022	1683,163 ± 0,008	1683,167 ± 0,009

Tabelle 4.1: Übersicht über die gemessenen Frequenzdifferenzen.

von der i- zur o-Komponente aus allen drei Methoden ist

$$\overline{\nu_{io}} = (1722,105 \pm 0,006)\text{MHz}. \quad (4.4)$$

Unter Berücksichtigung des Verschiebungsfehlers von 0,064 MHz (vgl. Abschnitt 3.4), der damit die dominierende Fehlerquelle ist, gilt

$$\overline{\nu_{io}} = (1722,105 \pm 0,006 \pm 0,064)\text{MHz}. \quad (4.5)$$

Der gewichtete mittlere Abstand von der o- zur a-Komponente aus allen drei Methoden wird analog bestimmt.

$$\overline{\nu_{oa}} = (1683,160 \pm 0,006 \pm 0,064)\text{MHz}. \quad (4.6)$$

Aus $\overline{\nu_{io}}$ und $\overline{\nu_{oa}}$ wird der mittlere Abstand von der i- zur a-Komponente bestimmt. Bei den Verschiebungsfehlern wird angenommen, daß sie nicht unabhängig voneinander sind.

$$\boxed{\overline{\nu_{ia}} = (3405,265 \pm 0,008 \pm 2 \cdot 0,064)\text{MHz} = (3405,27 \pm 0,13)\text{MHz}.} \quad (4.7)$$

Die Absolutfrequenz der a-Komponente kann mit Hilfe der Absolutfrequenz der i-Komponente (vgl. Kapitel 1) bestimmt werden. Als Resultat erhält man somit

$$\boxed{\nu_a = (512671028,04 \pm 0,15)\text{MHz}.} \quad (4.8)$$

Die bislang genaueste Frequenzangabe für die a-Komponente des P(10)14-1 Übergangs betrug [Kat00] (vgl. Anhang C)

$$(512671029 \pm 3) \text{ MHz}.$$

4.4.1 Diskussion

Der Frequenzabstand von der i- zur o-Komponente stimmt bei allen Messungen innerhalb der Fehler überein (vgl. Tabelle 4.1). Bei der Bestimmung des Abstandes von der o- zur a-Komponente ist die Abweichung zwischen dem Ergebnis der 1f-Methode und den anderen

⁶AMM=Amplitudenmodulationmethode

Ergebnissen deutlich größer; die Abweichung beträgt 69 kHz im Vergleich zur Amplitudenmodulationmethode bzw. 73 kHz im Vergleich zur 3f-Methode. Die Übereinstimmung der Ergebnisse von der 3f- und Amplitudenmodulationmethode ist andererseits erfreulich, da die Bedingungen, unter denen die Frequenzabstände bestimmte wurden, bei beiden Methoden stark unterschiedlich waren (vgl. Tabelle 3.1 und 3.3). Die befruchtete Abhängigkeit der Linienposition von der Modulationsamplitude, wie auf Seite 20 diskutiert, wird nicht beobachtet, was auf ein symmetrisches Linienprofil hindeutet. Der Gesamtfehler des Endergebnis wird durch den Verschiebungsfehler bestimmt. Eine Beseitigung dieser Fehlerquelle würde die Genauigkeit dieser Messungen um einen Faktor vier bis zehn verbessern. In Abschnitt 3.4.3 wurde ein Verfahren vorgestellt, wie eventuell dieser Fehler vermieden werden kann.

Wenn man die Spektren der 1f-Methode, 3f-Methode und der Amplitudenmodulationmethode für die a-Komponente vergleicht (Abb. 4.2, Abb. 4.6 und Abb. 4.4), fällt auf, daß rechts der a-Komponente bei der Amplitudenmodulationmethode zwei schwache Resonanzen statt nur eine schwache Resonanz⁷ erscheint. Auch bei anderen schwachen Resonanzen wurde dies beobachtet, wenn die Amplitudenmodulationmethode verwendet wurde. Ein wichtiger Unterschied zwischen der 1f- bzw. 3f-Methode und der Amplitudenmodulationmethode besteht darin, daß sich bei der Amplitudenmodulationmethode die Frequenzen der Strahlen unterscheiden. Ob darin der Grund für das Auftreten der zusätzlichen Resonanzen liegt ist unklar.

In den Spektren ist außerdem zu erkennen, daß die o-Komponente deutlich schwächer ist als die anderen verwendeten Komponenten, z. B. etwa eine Größenordnung schwächer als die i-Komponente. Dies erschwerte die Frequenzmessung, da nur eine begrenzte Integrationszeit möglich war durch den nur kurzzeitstabilisierten Laser. Dies könnte vermieden werden indem man den Laser auf eine Linie im Jod langzeitstabilisiert und so das Driften des Lasers verhindert. Das Durchstimmen der verschobenen Spektroskopie könnte durch den 600 MHz-AOM geschehen. Mit dieser Anordnung wären lange Integrationszeiten möglich, so daß auch kleine Signale ein gutes Signal-zu-Rausch Verhältnis hätten. Auch die Umrechnung der Scanpsannung in eine Frequenz wäre dann unnötig, da dies sich aus der Frequenz, die am AOM anliegt, ergeben würde.

⁷Diese Resonanz könnte vielleicht eine sogenannte Crossover-Resonanz sein, die auftritt wenn zwei Übergänge mit der Übergangsfrequenz ν_1 und ν_2 sich entweder ein gemeinsames oberes oder unteres Niveau teilen. Eine Crossover-Resonanz tritt bei der Frequenz $\nu = (\nu_1 + \nu_2)/2$ auf. Der Abstand der beiden Übergänge sollte hierfür kleiner als die Dopplerverbreiterung sein (s. [Dem93]). Da dies ein Dreineiveau System ist, könnte vielleicht damit erklärt werden warum nur diese Resonanz aufspaltet und nicht die a-Komponente. Ein Problem mit dieser Interpretation tritt allerdings auf, wenn man sich Abb. 3.1 anschaut. Rechts von der a-Komponente tritt keine weitere Resonanz auf innerhalb der restlichen 300 MHz.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Mit Hilfe von nichtlinearer dopplerfreier Spektroskopie in Form der gesättigten Absorptionsspektroskopie und der präzisen Frequenzverschiebung durch AOMs wurde die Frequenzdifferenz zwischen der i-Komponente des Übergangs R(99)15-1 und der a-Komponente des Übergangs P(10)14-1 im molekularen Jodspektrum bestimmt. Der Frequenzabstand $\overline{\nu_{ia}}$ ist

$$\overline{\nu_{ia}} = (3405,27 \pm 0,13)\text{MHz.}$$

Die Absolutfrequenz ν_a der a-Komponente ist damit unter Verwendung der Absolutfrequenz für die i-Komponente (s. Gl. 1.5)

$$\nu_a = (512671028,04 \pm 0,15)\text{MHz.}$$

Die Bestimmung der Absolutfrequenz der a-Komponente des Übergangs P(10)14-1 führte zu einer weiteren Verbesserung des Experiments zur Prüfung der Speziellen Relativitätstheorie am TSR (s. [Saa02]). Die Übereinstimmung zwischen der Voraussage der Speziellen Relativitätstheorie und dem Experiment beträgt jetzt -321 ± 811 kHz, wobei nicht der Fehler der a-Komponente die Genauigkeit begrenzt, sondern im wesentlichen die verwendete Ruhfrequenz des verwendeten Übergangs im ${}^7\text{Li}^+$ -Ion, die einen Fehler von 400 kHz besitzt (s. [RSP⁺94]).

Anhang A

Jod in der Spektroskopie

Das $^{127}\text{I}_2$ -Molekül wird gerne als Frequenzreferenz in der gesättigten Absorptionsspektroskopie verwendet. Dies hat folgende Gründe:

- Jod¹ hat einen moderaten Dampfdruck in einem leicht zugänglichen Temperaturbereich (typische Temperatur bei Laserspektroskopie -15°C bis 15°C) und daher eine geringe Druckverschiebung der Linien. Aus [BG15] ist folgende Formel für den Dampfdruck des Jods. p ist der Druck in Torr und T ist die Temperatur in Kelvin. In Abb. A.1 ist der Verlauf gegen die Temperatur in Grad Clesius dargestellt.

$$\log(p) = 9,7522 - \frac{2863,54}{T - 19} \quad (\text{A.1})$$

- Jod hat ein starkes Absorptionsspektrum im sichtbaren Bereich (500 nm - 700 nm).
- Das Absorptionsspektrum von Jod besteht aus ca. 60000 Linien im sichtbaren Bereich. Jede dieser Linien spaltet in 15 oder 21 weitere Linien auf durch die Hyperfeinstruktur² (vgl. [Leh78]). Man hat daher eine reiche Auswahl an potentiellen Referenzlinien.
- Magnetfelder haben nur einen geringen Einfluß auf das Jodspektrum[GGKSC91][GNS96], so daß diese üblicherweise nicht berücksichtigt werden müssen.

Von der CIPM werden daher im Bereich von 500 nm - 650 nm nur Übergänge aus dem Jodspektrum für eine Laserstabilisierung empfohlen[CIPM97]. In Tabelle A.1 sind diese aufgelistet.

¹Jod= $^{127}\text{I}_2$ -Molekül

²Das ^{127}I -Atom hat den Kernspin 5/2

Übergang	Wellenlänge [nm]	rel. Standardabweichung
43-0, P(13), a_3 oder (s)	514,6734664	$2,5 \cdot 10^{-10}$
32-0, R(56), a_{10}	532,24503614	$7,0 \cdot 10^{-11}$
26-0, R(12), a_9	543,5163331	$2,5 \cdot 10^{-10}$
9-2, R(47), a_7	611,9707700	$3,0 \cdot 10^{-10}$
11-5, R(127), a_{13} oder (i)	632,99139822	$2,5 \cdot 10^{-11}$
8-5, P(10), a_9	640,2834687	$4,5 \cdot 10^{-10}$

Tabelle A.1: Von der CIPM empfohlene Übergänge im $^{127}\text{I}_2$ -Spektrum für eine Laserstabilisierung.

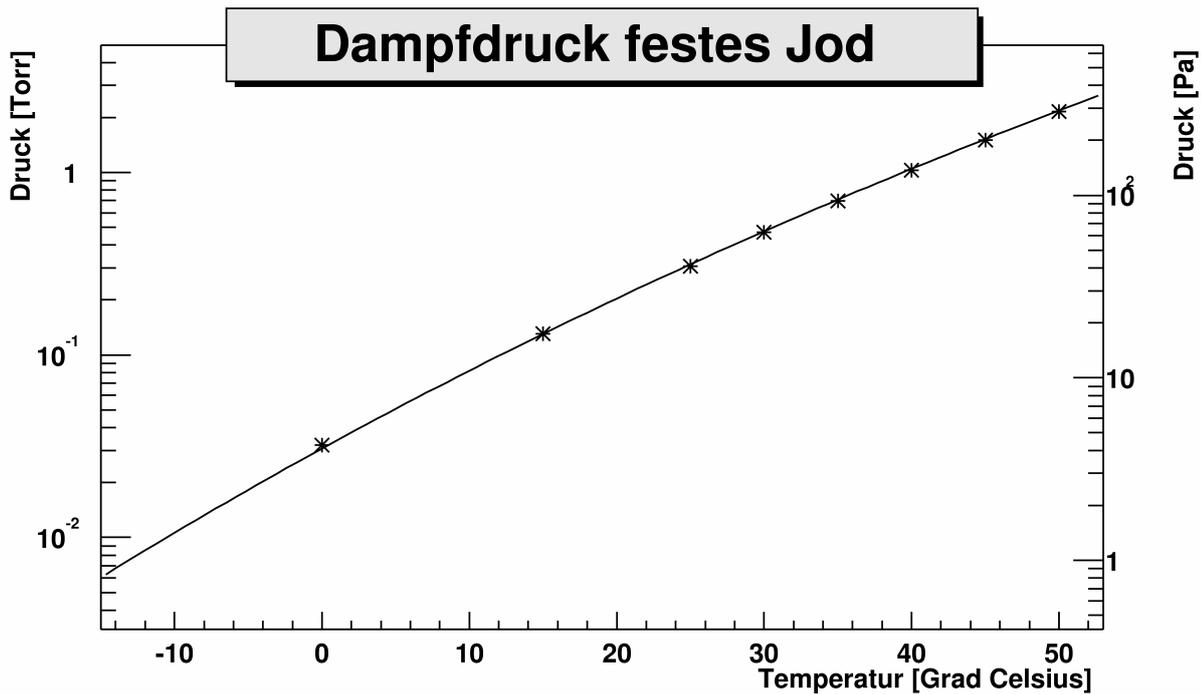


Abbildung A.1: Dampfdruck des festen Jods. Messpunkte (*) aus [Gme31] und berechneter Verlauf nach Gl. A.1.

Anhang B

Frequenzabstand von der h- und j-Komponente zur i-Komponente

Aus den gewonnenen Daten werden die Frequenzabstände der h- und j-Komponente zur i-Komponente im Übergang R(99)15-1 bestimmt (vgl. Abb. 3.1). Mit Hilfe dieser Abstände kann man in Zukunft direkt die Scanspannung in eine Frequenz umrechnen (vgl. Abschnitt 3.3.6). Es werden zwei unterschiedliche Methoden verwendet um den Abstand zu bestimmen.

Bei der ersten Methode wird der Abstand der Linien aller zugänglichen Messungen gemittelt. Mit Hilfe des gemittelten Umrechnungsfaktor zwischen Scanspannung und Frequenz wird daraus der Frequenzabstand bestimmt. Bei dieser Methode erhält man große Fehler, da der Fehler des Umrechnungsfaktors stark eingeht.

Die zweite Methode benutzt die Messungen bei der die Linie in der verschobenen Spektroskopie möglichst nah an einer der beiden Linien in der unverschobenen Spektroskopie geschoben wird. In Abb. B.1 ist dies dargestellt. Die beiden Linien x und y sind in der unverschobenen Spektroskopie. Die Linie z in der verschobenen Spektroskopie dient als Frequenzmarke. Die Größe z_x bedeutet, daß die Messungen verwendet werden bei der z möglichst nahe an x ist. Bei z_y ist dies entsprechend definiert. Der Abstand zwischen z_x und z_y beträgt 20 MHz, dies folgt aus den Einstellungen der RF-Generatoren. Der Frequenzabstand $\Delta\nu_{xy}$

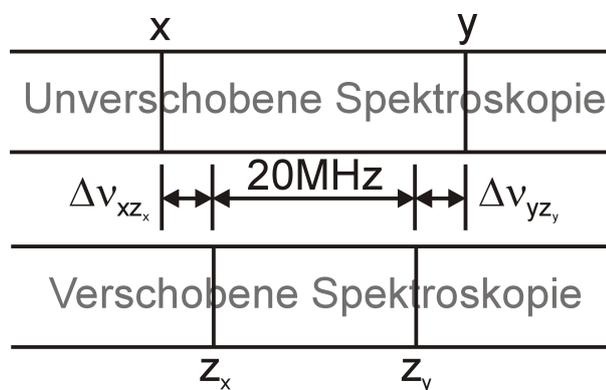


Abbildung B.1: Bestimmung des Frequenzabstands mit der zweiten Methode.

von x und y ist damit:

$$\Delta\nu_{xy} = \Delta\nu_{yz_y} + 20 \text{ MHz} - \Delta\nu_{xz_x} \quad (\text{B.1})$$

$$\Delta\nu_{xz_x} = \nu_x - \nu_{z_x} \quad (\text{B.2})$$

$$\Delta\nu_{yz_y} = \nu_y - \nu_{z_y} \quad (\text{B.3})$$

B.1 Abstand j zu i

Es wurden die Daten aller drei Meßmethode verwendet. Es wurden folgende Werte bestimmt.

$\Delta\nu_{ji}$ [MHz]	Methode	Meßmethode
$-23,80 \pm 0,13$	1	1f-Methode
$-23,809 \pm 0,060$	1	3f-Methode
$-23,777 \pm 0,067$	1	Amp.Mod.-Methode
$-23,767 \pm 0,068$	2	1f-Methode
$-23,777 \pm 0,034$	2	3f-Methode
$-23,770 \pm 0,035$	2	Amp.Mod.-Methode

Es wird der gewichtete Mittelwert $\Delta\bar{\nu}_{ji}$ gebildet mit den Werten, die mit der zweiten Methode gewonnen wurden, da hier die Fehler kleiner sind.

$$\Delta\bar{\nu}_{ji} = (-23,773 \pm 0,023)\text{MHz}. \quad (\text{B.4})$$

B.2 Abstand i zu h

Es wurden die Daten aller drei Meßmethode verwendet. Es wurden folgende Werte bestimmt.

$\Delta\nu_{ih}$ [MHz]	Methode	Meßmethode
$24,60 \pm 0,13$	1	1f-Methode
$24,511 \pm 0,061$	1	3f-Methode
$24,499 \pm 0,068$	1	Amp.Mod.-Methode
$24,616 \pm 0,082$	2	1f-Methode
$24,579 \pm 0,019$	2	3f-Methode
$24,497 \pm 0,050$	2	Amp.Mod.-Methode

Es wird der gewichtete Mittelwert $\Delta\bar{\nu}_{ih}$ gebildet mit den Werten, die mit der zweiten Methode gewonnen wurden, da hier die Fehler kleiner sind.

$$\Delta\bar{\nu}_{ih} = (24,571 \pm 0,017)\text{MHz}. \quad (\text{B.5})$$

Die Streuung der Werte ist größer als bei der Bestimmung des anderen Frequenzabstands und durch den kleinen Fehler bei der 3f-Methode bestimmt dieser die Mittelwertbildung und dessen Fehler.

Die hier angegebenen Fehler stammen aus den Fits und den Umrechnungen der Scan-spannung in Frequenz. Der Verschiebungsfehler brauch hier nicht berücksichtigt zu werden, da alle Linien, von denen man den Frequenzabstand bestimmten möchte, in derselben Spektroskopie erzeugt wurden (vgl. Abschnitt 3.4.3). Ein Verschiebungsfehler hebt sich daher bei einer Differenzbildung auf.

Anhang C

Dopplerfreier Spektralatlas vom molekularen Jod

Es gibt einen dopplerfreien Spektralatlas vom molekularem Jod [Kat00]. Die Übergangsfrequenz der a-Komponente beträgt laut Atlas

$$(512671029 \pm 3) \text{ MHz}$$

und stimmt innerhalb der Fehler mit dem hier bestimmten Wert überein. Der hier verwendete Frequenzbereich ist in Abb. C.1 dargestellt. Die verwendeten Linien sind vergrößert dargestellt. Man erkennt die i-Komponente mit beiden Nachbarlinien und die a-Komponente. Die o-Komponente ist zu schwach um sich vom Untergrund hervorzuheben.

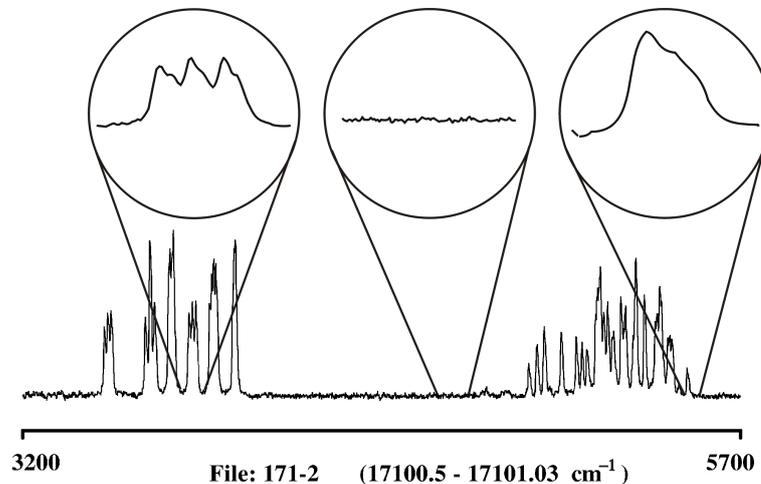


Abbildung C.1: Darstellung der verwendeten Übergänge mit Hervorhebung der benutzten Komponenten (abgeändert aus [Kat00]).

Literaturverzeichnis

- [Adl67] ADLER, Robert: Interaction between light and sound. In: *IEEE Spectrum* 4 (1967), May, S. 42–54
- [Arn65] ARNDT, Rolf: Analytical Line Shapes for Lorentzian Signals Broadened by Modulation. In: *Journal of Applied Physics* 36 (1965), August, Nr. 8, S. 2522–2524. – Die angegebene Gleichung 13 ist falsch. Sie muß lauten
- $$S_1(x) = -\frac{1}{m} \left[\frac{(x+i)}{[(1-ix)^2 + m^2]^{\frac{1}{2}}} + \text{c.c.} \right].$$
- [BCD79] BORDÉ, C. J. ; CAMY, G. ; DECOMPS, B.: Measurement of the recoil shift of saturation resonances of $^{127}\text{I}_2$ at 5145Å: A test of accuracy for high-resolution saturation spectroscopy. In: *Physical Review A* 20 (1979), Nr. 1, S. 254–268
- [BCDD81] BORDÉ, Ch. J. ; CAMY, G. ; DECOMPS, B. ; DESCOUBES, J.-P.: High precision saturation spectroscopy of $^{127}\text{I}_2$ with argon lasers at 5145Å and 5017Å. In: *J. Physique* 42 (1981), S. 1393–1411
- [BEH⁺79] BAIRD, K. M. ; EVENSON, K. M. ; HANES, G. R. ; JENNINGS, D. A. ; PETERSEN, F. R.: Extension of Absolute Frequency Measurements to the Visible: Frequency of ten Hyperfine Components of Iodine. In: *Opt. Lett.* 4 (1979), S. 263–264
- [BG15] BAXTER ; GROS: In: *J. Am. Chem. Soc.* 37 (1915), S. 1061
- [BHH77] BAYER-HELMS, F. ; HELMCKE, J.: Modulation Broadening of Spectral Profiles. In: *PTB-Bericht* (1977), Mai, S. 85–109. – A_3 in Gleichung 8 ist falsch angegeben. Die richtige Form wurde von J. Helmcke zugeschickt und ist in Abschnitt 2.3.3 zu finden.
- [BHKH76] BORDÉ, C. J. ; HALL, J. L. ; KUNSAZ, C. V. ; HUMMER, D. G.: Saturated absorption line shape: Calculation of the transit-time broadening by a perturbation approach. In: *Physical Review A* 14 (1976), Nr. 1, S. 236–263
- [Bla74] BLAIR, D. P.: Frequency offset of a stabilized laser due to modulation distortion. In: *Applied Physics Letters* 25 (1974), July, Nr. 1, S. 71–73

- [BR84] BARWOOD, G. P. ; ROWLEY, W. R. C.: Characteristics of a $^{127}\text{I}_2$ -Stabilized Dye Laser at 576nm. In: *Metrologia* 20 (1984), S. 19–23
- [CIPM97] Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) (Veranst.): *Report of the 86th meeting of the Comité International des Poids et Mesures (CIPM)*. 1997
- [Dem93] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Laserspektroskopie*. 3. Springer-Verlag, 1993
- [GBD+94] GRIESER, R. ; BÖNSCH, G. ; DICKOPF, S. ; HUBER, G. ; KLEIN, R. ; MERZ, P. ; NOCOLAUS, A. ; SCHNATZ, H.: Precision measurement of two iodine lines at 585nm and 549nm. In: *Zeitschrift für Physik A* 348 (1994), S. 147–150
- [GGKSC91] GONCHAROV, A. N. ; GATEVA-KOSTEVA, S. V. ; SKVORTSOV, M. N. ; CHEBOTAYEV, V. P.: Direct Observation of the Anomalous Zeeman Effect at the $X \rightarrow B$ Transition of Molecular Iodine by the Method of Nonlinear Laser Spectroscopy. In: *Applied Physics B* 52 (1991), S. 311–314
- [GIL83] GOTTLIEB, Milton ; IRELAND, Clive L. M. ; LEY, John M.: *Electro-Optic and Acousto-Optic Scanning and Deflection*. Marcel Dekker, INC., 1983 (Optical Engineering)
- [Glä82] GLÄSER, Michael: Frequency shifts at Low Iodine Pressure of $^{127}\text{I}_2$ -Stabilized He-Ne Lasers at 633nm Wavelength. In: *Metrologia* 18 (1982), S. 53–58
- [Gme31] GMELIN (Hrsg.): *Gmelins Handbuch Der Anorganischen Chemie*. Bd. 8: *Jod*. Verlag Chemie GmbH, 1931
- [GNS96] GONCHAROV, A. N. ; NEVSKY, A. Y. ; SKVORTSOV, M. N.: Second-order Zeeman effect of the $X - B$ transition in molecular iodine. In: *Applied Physics B* 62 (1996), S. 427–430
- [GRHD73] G. R. HANES, K. M. B. ; DEREMIGIS, J.: Stability, Reproducibility, and Absolute Wavelength of a 633-nm He-Ne Laser Stabilized to an Iodine Hyperfine Component. In: *Applied Optics* 12 (1973), July, Nr. 7, S. 1600–1605
- [Gri94] GRIESER, Ralf: *Test der lokalen Lorentz-Invarianz am Heidelberger Testspeicherring*, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, Dissertation, 1994
- [HB76] HALL, J. L. ; BORDÉ, C. J.: Shift and broadening of saturated absorption resonances due to curvature of the lasers wave fronts. In: *Applied Physics Letters* 29 (1976), December, Nr. 12, S. 788–790
- [HH72] HAROCHE, Serge ; HARTMANN, Francis: Theory of Saturated-Absorption Line Shapes. In: *Physical Review A* 6 (1972), October, Nr. 4, S. 1280–1300
- [Hin96] HINSCH, Hermann: *Elektronik*. Springer-Verlag, 1996
- [HIR95] HU, J. ; IKONEN, E. ; RISKI, K.: On the n th harmonic locking of the iodine stabilized He-Ne laser. In: *Optics Communications* 120 (1995), October, S. 65–70

- [HW99] HÄNSCH, T. W. ; WALTHER, H.: Laser spectroscopy and quantum optics. In: *Reviews of Modern Physics* 71 (1999), Nr. 2, S. S242–S252
- [Kat00] KATÔ, Hajime (Hrsg.): *Doppler-Free High Resolution Spectral Atlas of Iodine Molecule 15000 to 19000 cm⁻¹*. Japan Society for the Promotion of Science, 2000
- [Kit99] KITTEL, Ch.: *Einführung in die Festkörperphysik*. 12. Oldenbourg, 1999
- [Kle91] KLEIN, Roman M.: *Präzisionsspektroskopie an gekühlten Li⁺-Ionen im Schwereionenspeicherring als experimenteller Test der speziellen Relativitätstheorie*, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, Dissertation, 1991
- [Kor88] KORPEL, Adrian: *ACOUSTO-OPTICS*. Marcel Dekker, INC., 1988 (Optical Engineering)
- [KWH75] KRAMER, G. ; WEISS, C. O. ; HELMCKE, J.: Laser Frequency Stabilization by Means of Saturation Dispersion. In: *Z. Naturforsch.* 30a (1975), S. 1128–1132
- [Leh78] LEHMANN, J. C.: Iodine, a Test Molecule in Modern Spectroscopy. In: *Contemp. Phys.* 19 (1978), Nr. 5, S. 449–468
- [MS76] MAEDA, Hisatoshi ; SHIMODA, Koichi: Theory of the inverted Lamb dip with a Gaussian beam. In: *Journal of Applied Physics* 47 (1976), March, Nr. 3, S. 1069–1071
- [MSKJ73] MATTICK, A. T. ; SANCHEZ, A. ; KURNIT, N. A. ; JAVAN, A.: Velocity dependence of collision-broadening cross section observed in an infrared transition of NH₃ gas at room temperature. In: *Appl. Phys. Lett.* 23 (1973), December, Nr. 12, S. 675–678
- [NHR⁺00] NIERING, M. ; HOLZWARTH, R. ; REICHERT, J. ; P. POKASOV ; UDEM, Th. ; WEITZ, M. ; HÄNSCH, T. W.: Measurement of the Hydrogen 1S-2S Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock. In: *Physical Review Letters* 84 (2000), Nr. 24, S. 5496–5499
- [RBRC83] ROY, D. N. G. ; BERTINETTO, F. ; REBAGLIA, B. I. ; CRESTO, P. C.: Effects of iodine saturation dispersion on the ¹²⁷I₂ stabilized He-Ne laser. In: *J. Appl. Phys.* 54 (1983), February, S. 531–534
- [RSP⁺94] RIIS, E. ; SINCLAIR, A. G. ; POULSEN, O. ; DRAKE, G. W. F. ; ROWLEY, W. R. C. ; LEVICK, A. P.: Lamb shifts and hyperfine structure in ⁶Li⁺ and ⁷Li⁺: Theory and experiment. In: *Physical Review A* 49 (1994), January, Nr. 1, S. 207–219
- [Saa02] SAATHOFF, G.: *Experimental Test of the Relativistic Time Dilation by Laser Spectroscopy of Fast Ions*, Universität Heidelberg, Dissertation, 2002. – In dieser Arbeit werden Frequenzwerte angegeben, die auf einer vorläufigen Auswertung

dieser Arbeit beruhen. Die Unterschiede zwischen den dort verwendeten Werte mit den hier angegebenen Werte liegen deutlich innerhalb der Fehlergrenzen, so daß es keine Bedeutung hat.

- [Shi76] SHIMODA, K. (Hrsg.): *Topics in Applied Physics*. Bd. 13: *High-Resolution Laser Spectroscopy*. Springer, 1976
- [Spi80] SPIEWECK, Frank: Frequency Stabilization of Ar^+ Lasers at 582THz Using Expanded Beams in External $^{127}I_2$ Cells. In: *IEEE Transactions on Instruments and Measurements* IM-29 (1980), December, Nr. 4, S. 361–363
- [Spi82] SPIEWECK, F.: Method to Investigate the Symmetry of Saturated Absorption Signals by Means of Laser Frequency Locking Techniques. In: *Appl. Phys. B* 29 (1982), S. 223–226
- [Ste84] STENHOLM, Stig: *Foundations of Laser Spectroscopy*. John Wiley & Sons, 1984
- [VSL77] V. S. LETOKHOV, V. P. C.: *Springer Series in Optical Sciences*. Bd. 4: *Nonlinear Laser Spectroscopy*. Springer, 1977

Danksagung

Diese Diplomarbeit wäre so nicht zustande gekommen, wenn folgende Personen meine Arbeit nicht unterstützt hätten.

Prof. Dr. Dirk Schwalm: Er ermöglichte mir überhaupt diese Diplomarbeit in seiner Arbeitsgruppe.

Gerald Gwinner: Er hat kein Diplom, sondern lauter amerikanische Abschlüsse (Master, PhD und was weiß ich), aber trotzdem ist er sehr kompetent. Er war immer hilfsbereit und war in gewisserweise der Boss (er war jedenfalls dazu verpflichtet mir zu zeigen wie ich aus der sogenannten Laserhütten rauskomme, wenn es mal brennen sollte).

Guido Saathoff: Er hat ein Diplom und jetzt auch seinen Dokortitel (Glückwunsch). Er zeigte mir wie eine Spektroskopie funktioniert und wie man mit dem Farbstofflaser umgeht, der manchmal sich sehr störrisch verhalten kann.

Sergej Karpuk und Raquel Muñoz-Horta: Beide arbeiteten hauptsächlich beim Relativitätsexperiment von G. Saathoff mit, aber unterstützt mich auch beim meiner Arbeit.

Ich möchte mich bei Helga Krieger bedanken, die meinen Einstieg am Institut erleichterte und immer bereit war mir zu helfen. Auch Priv. Doz. Dr. Matthias Weidemüller danke ich hiermit für die Übernahme der Zweitkorrektur dieser Arbeit.

Und als letztes möchte ich mich bei den zwei Personen bedanken ohne die mein Studium bzw. diese Arbeit überhaupt nicht möglich gewesen wäre, nämlich

Mama
Papa.