

Laserspektroskopie

Benjamin Seeber
seeberbenjamin@googlemail.com

Thierry Fredrich
Thierry.Fredrich@googlemail.com

31. August - 11. September 2009

Zusammenfassung

???

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Laser	3
1.1.1	Physikalisches Prinzip	3
1.1.2	Optischer Resonator	4
1.1.3	Frequenzmodulation	5
1.1.4	Halbleiterlaser	6
1.1.5	Littmann- Anordnung	7
1.2	Linienv Verbreiterung von Atomen	8
1.2.1	Natürliche Linienbreite	8
1.2.2	Doppler- Verbreiterung	9
1.2.3	Druckverbreiterung	9
1.3	Absorption von Licht	10
1.4	Polarisation von Licht	10
1.4.1	Jones- Vektoren	10
1.4.2	Jones- Operatoren	11
1.5	Energieaufspaltung	12
1.6	Rubidium	12
2	Experiment am Laser	13
2.1	Versuchsaufbau	13
2.2	Versuchsdurchführung	13
2.3	Auswertung	13
2.4	Ergebnis	13
3	Experiment am Resonator/ Frequenzmodulation	13
3.1	Versuchsaufbau	14
3.2	Versuchsdurchführung	14
3.3	Auswertung	14
3.4	Ergebnis	14
4	Spektroskopiemethoden	14
4.1	Dopplerverbreiterte Laserspektroskopie	14
4.1.1	Prinzip	14
4.1.2	Versuchsaufbau	15
4.1.3	Versuchsdurchführung	16
4.1.4	Auswertung	16
4.1.5	Ergebnis	16
4.2	Dopplerfreie Spektroskopie	16
4.2.1	Prinzip	16
4.2.2	Versuchsaufbau	18
4.2.3	Versuchsdurchführung	20
4.2.4	Auswertung	20
4.2.5	Ergebnis	20
4.3	FM-Spektroskopie	20
4.3.1	Prinzip	20
4.3.2	PrinzipII	20
4.3.3	Versuchsaufbau	21
4.3.4	Versuchsdurchführung	21

4.3.5	Auswertung	21
4.3.6	Ergebnis	21
5	Messung der Polarisation von Licht	21
6	Magneto- optische Effekte	21
A	Fragen zur Vorbereitung	22
A.1	Das Lasersystem	22
A.2	Der Resonator	22
A.3	Eigenschaften von Rubidium	22
A.4	Linienverbreiterungen und Absorptionsquerschnitt	23
A.5	FM- Spektroskopie	23
A.6	Jones- Vektoren	24
A.7	Jones- Matrizen	24
B	Optische Elemente	25
B.1	PBS	25

1 Einleitung

Worum geht es, weiss man besser später

1.1 Laser

Der Laser ist heutzutage ein unverzichtbares Hilfsmittel der experimentellen Physik. Seine Einsatzmöglichkeiten sind quasi unbegrenzt. Neben dem wichtigsten Beispiel, welches der Namensgeber für diesen Versuch war, sind die bekanntesten Einsatzgebiete die optische Fallen und (ultra-) kalte Atomen.

Trotz den zahlreichen Realisierungen ist das physikalische Prinzip eines jeden Lasers immer das Gleiche.

1.1.1 Physikalisches Prinzip

Ziel ist es eine starke Abweichung von der thermischen Besetzungsverteilung der Zustände in einem **aktiven Medium** zu erreichen. Man spricht von der Besetzungsinversion, d.h. Zustände mit höherer Energie sind entgegen der thermischen Besetzung bevölkerter als Zustände niedriger Energie (siehe Abb. 1).

Abbildung 1: Selektive Besetzungsinversion ($N_i > N_k$ trotz $E_i > E_k$) als Abweichung von der thermischen Besetzungsverteilung.(aus [?])

Um dies zu erreichen muss man natürlich, da es nicht der Wille der Natur ist, Energie in das System stecken. Dies geschieht mit einer **Energiepumpe**. Zu guter letzt brauchen wir noch einen **optischen Resonator**, der die vom aktiven Medium emittierte Fluoreszenz in wenigen Moden des Strahlungsfeldes speichert, so dass in diesen Moden die Photonenzahl groß wird und damit die induzierte Emission viel wahrscheinlicher als die spontane Emission wird. Der optische Resonator hat außerdem die Aufgabe, die durch induzierte Emission verstärkte Strahlung in das aktive Medium zurückzuführen, so dass aus dem Lichtverstärker ein Lichtoszillator wird. Man merke sich also: ein Laser braucht drei Dinge:

1. aktives Medium

2. Energiepumpe

3. optischer Resonator

1.1.2 Optischer Resonator

Um eine Konzentration der induzierten Emission auf wenige Moden zu erreichen, muß die Speicherfähigkeit des Resonators für diese Mode groß sein, d.h. seine Verluste müssen klein sein, während für alle anderen Moden die Verluste so groß sein sollten, dass für sie bei gegebener Pumpleistung die Schwelle zur Laseroszillation nicht erreicht wird.

Offene optische Resonatoren, die aus geeignet dimensionierten Anordnungen von Spiegeln bestehen, können die obigen Bedingungen in idealer Weise erfüllen. Für den hier realisierten Laser wären die Beugungsverlust bei Verwendung ebener Spiegel viel zu hoch. Deshalb verwendet man sphärische Spiegel. Kippt man einen ebenen Spiegel um den Winkel ε , so wird der reflektierte Strahl um 2ε verkippt, so daß schon bei kleinen Werten für ε der Strahl nach wenigen Resonatorumläufen das verstärkende Medium nicht mehr durchlaufen kann.

Bei einem sphärischen Spiegel führt eine Verkipfung um den gleichen Winkel ε insgesamt zu einem wesentlich kleineren Strahlverlust. Man spricht von einem **konfokalen Resonator** (wie er bei uns zum Einsatz kommt), wenn die Krümmungsradien (r_1, r_2) der beiden Spiegel gerade deren Abstand (d) entspricht.

$$r_1 = r_2 = d$$

Deshalb können wir die folgende Diskussion auf paraxiale Strahlen beschränken. Es können sich stehende Wellen im Resonator ausbilden, wenn

$$d = q \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{ODER} \quad v_r = q \cdot \frac{c}{2d} \quad \text{mit } q \in \mathbb{N} \quad (1)$$

gilt. Der **freie Spektralbereich** eines Resonator ist definiert als die Differenz zweier Resonanzfrequenz, was nach (1) gerade:

$$\delta v_r = \frac{c}{2d} \quad (2)$$

ist. Auf Grund von Reflexionsverlusten an den Spiegeln haben die Transmissionslinien eine endliche Halbwertsbreite δf . Die Finesse F eines Resonators ist ein Maß für die Anzahl der Umläufe eines Photons im Resonator. Sie hängt also direkt von der Reflektivität der Spiegel ab und berechnet sich über den Quotienten von freiem Spektralbereich und Halbwertsbreite:

$$F = \frac{\delta v_r}{\delta f} \quad (3)$$

1.1.3 Frequenzmodulation

Das Lichtfeld der Laserdiode mit der Kreisfrequenz ω_0 lässt sich durch

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t) \quad (4)$$

$$= \frac{E_0}{2} (e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t}) \quad (5)$$

beschreiben. Dabei ist die Kreisfrequenz proportional zum Laserdiodenstrom. Moduliert man den Strom periodisch mit der Modulationsfrequenz ω_M :

$$I(t) = I_0 + I_M \sin(\omega_M t) \quad (6)$$

so bewirkt dies eine Frequenz- bzw. Phasenmodulation des Lasers:

$$E(t) = \frac{E_0}{2} e^{i(\omega_0 t + \sin(\omega_M t))} + c.c. \quad (7)$$

Der Modulationsindex M ist eine dimensionslose Größe und hier proportional zu I_M . Die momentane Phase (das Integral über die Kreisfrequenz) ist

$$\psi(t) = \omega_0 t + M \sin(\omega_M t)$$

Wir untersuchen den Term $e^{iM \sin(\omega_M t)}$ etwas genauer. Es gilt:

$$e^{iM \sin(\omega_M t)} = e^{\frac{iMx}{2}} \cdot e^{-\frac{iMx}{2}} \quad (8)$$

$$= \sum_{r=0}^{\infty} \left(\frac{M}{2}\right)^r \frac{x^r}{r!} \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{M}{2}\right)^s \frac{x^{-s}}{s!} \quad (9)$$

$$= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(M) x^n \quad (10)$$

Die Koeffizienten J_n heißen n -te Besselfunktionen und haben folgende Gestalt:

Abbildung 2: Intensität der ersten 3 Besselfunktionen

$$J_n = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{s!(n+s)!} \left(\frac{M}{2}\right)^{n+2s} \quad (11)$$

In Abbildung 2 ist zur Veranschaulichung ihr Betragsquadrat geplottet. Für das E -Feld folgt also:

$$E(t) = \frac{E_0}{2} e^{i\omega_0 t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(M) e^{in\omega_M t} + c.c. \quad (12)$$

Das Lichtfeld setzt sich also aus Komponenten $\omega_0 \pm n\omega_M$ zusammen. Siehe dazu Abb. 3. Ist $M \ll 1$ (also eine kleine Amplitude der Modulation), so kann man die zweite

Abbildung 3: Schema des FM- Spektrums bei konstantem ω_M und wachsendem M

e - Funktion entwickeln und es gilt:

$$\begin{aligned} E(t) &= E_0 \cdot e^{i\omega_0 t} \cdot e^{iM \sin(\omega_M t)} + c.c. \\ &\approx E_0 \cdot e^{i\omega_0 t} \cdot (1 + iM \sin(\omega_M t)) + c.c. \\ &= E_0 \cdot e^{i\omega_0 t} \left(1 - \frac{M}{2} e^{-i\omega_M t} + \frac{M}{2} e^{+i\omega_M t}\right) + c.c. \\ &= E_0 \cdot \left(e^{i\omega_0 t} - \frac{M}{2} e^{-i(\omega_0 - \omega_M)t} + \frac{M}{2} e^{+i(\omega_0 + \omega_M)t}\right) + c.c. \end{aligned} \quad (13)$$

Man erhält also ein Frequenzspektrum mit einem starken Träger bei der Frequenz ω_T und zwei schwachen Seitenbändern bei den Frequenzen $\omega_T \pm \omega_M$. Wir schicken nun das Laserlicht dieses Frequenzspektrums durch den Resonator oder die Zelle. Der Resonator transmittiert nur die Frequenzen seiner atomaren Res

1.1.4 Halbleiterlaser

In dem hier durchgeführten Versuch werden wir einen Halbleiterlaser verwenden. Hier dient ein $p - n$ -Diode, die in Durchlaßrichtung von einem Strom I_D durchflossen wird, als aktives Medium (siehe Abb. 4). Im Übergangsgebiet zwischen dem n-Teil, in dem

Abbildung 4: Vereinfachter schematischer Aufbau eines Halbleiterlasers (aus [?])

Abbildung 5: Energieniveauschema (aus [?])

Elektronenüberschuß herrscht, und dem p- Teil, der einen Elektronenmangel und deshalb nicht besetzte Zustände (Löcher) hat, können die Elektronen aus einem energetisch höheren Zustand im Leitungsband in diese freien Zustände mit tieferer Energie fallen. Das bei der Elektronen- Loch- Rekombination emittierte Licht kann beim Durchgang durch die $p - n$ -Grenzschicht verstärkt werden. Wegen der großen Elektronendichte ist die Verstärkung pro Weglänge sehr groß, und es genügen Längen unter 1mm , um die Laserschwelle zu überschreiten.

Der Spektralbereich der spontanen Emission ist abhängig von der Differenz der Energiebänder der beteiligten Niveaus und kann daher mittel aller Parameter, die den Abstand der Bänder beeinflussen (siehe Halbleiterphysik) durchgestimmt werden.

1.1.5 Littmann- Anordnung

Bei der Wellenlängendurchstimmung durch den Diodenstrom kommt es aber zu Temperatur-, Druck-, Brechungsindex-, und ... Änderungen. Aufgrund diese sehr unangenehmen Rückkopplungseffekte ist es auf diese einfache Weise nicht möglich einen echten durch-

stimmbares Frequenzspektrum zu erhalten.

Was wäre nun ein echte Experimentator, wenn er sich von diesen Schwierigkeiten abhalten lassen würde? Statt dessen bedienen wir uns der "Littmann"-Anordnung. Statt der Endflächen der Laserdiode benutzen wir äußere Resonatorspiegel, deren Abstand man kontrolliert verändern kann. Wegen der dadurch bedingten größeren Resonatorlänge L wird der Modenabstand kleiner, und man braucht zusätzlich wellenlängen-selektierende Elemente im Resonator, um den Einmoden-Betrieb zu erreichen.

Als typischer Aufbau eines solchen Halbleiterlasers mit einem externen Resonator ist in Abb 6 die Littman- Anordnung gezeigt, bei welcher der Ausgangsstrahl aus der Halbleiterdiode LD durch eine Linse zu einem aufgeweiteten parallelen Strahlbündel geformt wird, das streifend auf ein Reflexionsgitter fällt. Ist der Einfallswinkel gleich dem Ausfallswinkel so erhält man für die Wellenlängenselektion folgende Formel:

$$2d \sin(\alpha) = \lambda \quad (14)$$

Abbildung 6: Durchstimmbarer Ein- Moden- Halbleiterlaser mit externem Resonator in einer Littmann- Anordnung (aus [?])

1.2 Linienverbreiterung von Atomen

1.2.1 Natürliche Linienbreite

Sie ist ein echter QM- Effekt. Wie wir heute wissen, ist die konjugierte Größe zur Energie die Zeit. Aus der Fundamentalen Unschärferelation folgt dann direkt:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad \implies \quad \Delta E / \hbar \geq \frac{1}{\Delta t} = \Delta \nu \quad (15)$$

und wir haben ein Maß für die Lieneinbreite gefunden. Warum sie natürlich heißt dürfte auch klar sein, denn die obigen Folgerungen haben direkten Bezug zur Quanteneigenschaft von Licht.

Bei einem Übergang $E_i \rightarrow E_k$ zwischen zwei angeregten Niveaus tragen beide Lebensdauern τ_i und τ_k zur natürlichen Linienbreite bei, da die entsprechenden Energieunschärfen beider Niveaus sich addieren. Man erhält dann

$$\begin{aligned}\Delta E &= \Delta E_i + \Delta E_k \\ \Rightarrow \Delta \nu_n &= \frac{1}{2\pi}(\nu_i + \nu_k)\end{aligned}\quad (16)$$

1.2.2 Doppler- Verbreiterung

Mit rein klassischen Mitteln ist es uns möglich die Doppler- Verbreiterung zu erklären. Bewegt sich ein angeregtes Atom mit o.B.d.A $\vec{v} = (0, 0, v_z)$, so wird die Emissionierte Frequenz ω_0 des vom Atom in Richtung des Wellenvektor $\vec{k} = (0, 0, k_z)$ emittierten Lichtes für einen ruhenden Beobachter infolge des Dopplereffektes verschoben zu:

$$\omega_e = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} \quad (17)$$

Auch die Absorptionsfrequenz ω_a eines Atoms, das sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegt, ändert sich entsprechend. In unserem Beispiel ergibt sich eine Absorptionsfrequenz von :

$$\omega_a = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v} = \omega_0 \left(1 + \frac{v_z}{c}\right) \quad (18)$$

Nutzt man jetzt die Hochtemperaturnäherung in welcher die Geschwindigkeitskomponenten maxwellsch verteilt sind, so kann man zeigen, dass Doppler-Halbwertsbreite gegeben ist durch die Formel

$$\Delta \omega_{Doppler} = (\omega_0/c) \sqrt{8k_B T \ln(2)/m} \quad (19)$$

Anzumerken gibt es hier, dass die Dopplerbreite $\Delta \omega_D$ linear mit der Frequenz ω_0 ansteigt, mit steigender Temperatur T proportional zu \sqrt{T} zunimmt und mit zunehmender Masse m wie $\frac{1}{\sqrt{m}}$ abnimmt.

Setzt man Zahlenwerten ein, so wird deutlich, dass die Dopplerverbreiterung im sichtbaren Gebiet die natürliche Linienbreite um etwa zwei Größenordnungen übertrifft.

In Abb. 7 ist ein Vergleich der beiden Kurvenprofile dargestellt, der zeigt, dass die Lorentzkurve der natürlichen Linienbreite nach aussen hin wesentlich langsamer abfällt als der "Schwanz" der Gauss-Kurve.

1.2.3 Druckverbreiterung

Nähert sich Atom A einem anderen Atom B so werden sie früher oder später miteinander in Wechselwirkung treten. Diese Wechselwirkung wiederum wird dafür sorgen, dass sich die Energieniveaus der Konstituenten verschieben.

Eine Allgemein Aussage über die Effekte ist hier nicht möglich, da die Verbreiterung durch diese Stoßprozesse sehr individuell ist. Abhängen wird das Ganze aber von dem Abstand der Teilchen und von der Geschaffenheit ihrer Energieniveaus selber.

Unterschieden wird noch, ob die Moleküle von der selben Sorten sind (Eigendruckverbreiterung) oder ob es sich um unterschiedliche Atome (Fremddruckverbreiterung) handelt.

Abbildung 7: Vergleich von Lorentzprofil und Gaußprofil mit gleicher Halbwertsbreite (aus [?])

1.3 Absorption von Licht

bitte noch was schreiben!!!!!!

1.4 Polarisation von Licht

1.4.1 Jones- Vektoren

Aus den Maxwell- Gleichung erhalten wir als Lösung ebene Wellen der Form

$$\mathbf{E} = \mathbf{A}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (20)$$

Für eine in z -Richtung laufende Welle lässt sich der komplexe Amplitudenvektor \mathbf{A}_0 schreiben als

$$\mathbf{A}_0 = \begin{Bmatrix} A_{0x} e^{i\phi_x} \\ A_{0y} e^{i\phi_y} \end{Bmatrix}$$

Für unpolarisiertes Licht sind die Phasen ϕ_x und ϕ_y nicht korreliert und schwanken statistisch. Für linear polarisiertes Licht mit dem \mathbf{E} - Vektor in x - Richtung ist $A_{0y} = 0$. Für linear polarisiertes Licht mit dem \mathbf{E} - Vektor in beliebige Richtung innerhalb der xy -Ebene gilt $\phi_x = \phi_y$, und das Verhältnis A_{0x}/A_{0y} gibt die Richtung von \mathbf{E} an. Für zirkular polarisiertes Licht ist $A_{0x} = A_{0y}$ und $\phi_x = \phi_y \pm \frac{\pi}{2}$.

Für linear polarisiertes Licht, dessen \mathbf{E} -Vektor 45° gegen die x - Achse geneigt ist, gilt $\phi_x = \phi_y = \phi$ und

$$\mathbf{A}_0 = \sqrt{A_{0x}^2 + A_{0y}^2} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{Bmatrix} 1 \\ 1 \end{Bmatrix} = \|\mathbf{A}_0\| \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{Bmatrix} 1 \\ 1 \end{Bmatrix}$$

und für rechts zirkular polarisiertes σ^- -Licht haben wir wegen $e^{i\pi/2} = -i$

$$\mathbf{A}_0 = \|\mathbf{A}_0\| \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{Bmatrix} 1 \\ -i \end{Bmatrix} \quad (21)$$

Man nennt diese Darstellung der Amplitude den **Jones- Vektor** und schreibt:

$$E = \begin{Bmatrix} E_x \\ E_y \end{Bmatrix} = \|\mathbf{E}\| \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \quad (22)$$

Abbildung 8: Jones Vektoren für in z -Richtung laufende Wellen (aus [?])

wobei a, b reelle oder komplexe Zahlen sind. Mithilfe der Jones- Vektoren lassen sich die Polarisationszustände des Lichtes übersichtlich schreiben (siehe Abb 8).

1.4.2 Jones- Operatoren

Diese Jones- Darstellung erweist sich als vorteilhaft, wenn man den Durchgang von Licht durch optische Elemente betrachtet, die den Polarisationszustand verändern wie z.B. Strahlteiler, Polarisatoren oder doppelbrechende Kristalle. Beschreibt man diese Elemente durch zweireihige Matrizen, so erhält man den Polarisationszustand der transmittierten Welle durch Multiplikation des Jones- Vektors der einfallenden Welle mit der Jones- Matrix des Elementes:

$$\begin{pmatrix} E_{xt} \\ E_{yt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{pmatrix}$$

In Abb. 9 sind die Jones- Matrizen für einige optische Elemente angegeben.

Abbildung 9: Jones Matrizen für Polarisatoren (aus [?])

Abbildung 10: Energieschema von Rubidium von [?]

1.5 Energieaufspaltung

oder Verweis auf Literatur???

1.6 Rubidium

Rubidium (Rb) ist ein Alkalimetall, d.h. es besitzt ein einzelnes Elektron in seiner Außenschale und hat somit ein wasserstoffähnliches Termschema. Es existieren zwei in der Natur vorkommende Isotope ^{85}Rb mit 72% und ^{87}Rb mit 28%.

^{85}Rb ist ein stabiles Isotop und ^{87}Rb zerfällt mit einer Halbwertszeit von $\sim 4 \cdot 10^{10}$ Jahren über β^- zu ^{87}Sr (Strontium). Wegen der äußerst langen Halbwertszeit müssen allerdings keine besonderen Schutzmaßnahmen ergriffen werden. In unserem Versuch werden wir die D_2 - Linie untersuchen.

Spektroskopische Notation

$$n^{2S+1}L_J \quad (23)$$

mit den üblichen Bezeichnungen:

n =Hauptquantenzahl

Abbildung 11: Versuchsaufbau zur Eichung der Photodiode

S =Elektronenspin

L =Bahndrehimpuls

J =Gesamtdrehimpuls

D_2 -Linie bedeutet der Übergang von $5^2S_{1/2} \longrightarrow 5^2P_{3/2}$. Um diesen zu treiben, muss man Laserlicht mit einer Wellenlänge von $780,2\text{nm}$ einstrahlen (siehe Abb. 10). Es tritt auch eine Isotopenverschiebung auf, d.h. die beiden Grundzustände $^{85}\text{Rb}5^2S_{1/2}$ und $^{87}\text{Rb}5^2S_{1/2}$ liegen nicht auf den gleichen Energieniveau.

2 Experiment am Laser

Um uns zunächst mit dem Laser vertraut zu machen, werden wir die Laserschwelle bestimmen und anschließend die Leistungs-Dioden-Kennlinie aufnehmen.

2.1 Versuchsaufbau

Der Aufbau ist sehr simpel und in Abb. 11 dargestellt.

2.2 Versuchsdurchführung

wählen 780.2 nm linie aus $\alpha = 45^\circ d = 0.56\mu\text{m}$ 1800Linie/mm

2.3 Auswertung

2.4 Ergebnis

3 Experiment am Resonator/ Frequenzmodulation

Für die spätere Spektroskopie sind die Eigenschaften des Resonator entscheidend. Deshalb beschäftigen wir uns hier kurz mit ihm. Wir beabsichtigen den freien Spektralbereich, die Länge des Resonator und dessen Finesse zu bestimmen. Haben wir dies geschafft, können wir die Piezo-Frequenz-Charakteristik der Laserdiode aufnehmen, sowie die Frequenzmodulation charakterisieren.

Abbildung 12: Versuchsaufbau für die Experimente am Resonator

3.1 Versuchsaufbau

Der Aufbau findet gemäß Abb 12 statt.

Wir drehen unseren Strahl und filtern ihn danach mit dem PBS um einen linear polarisierten Strahl in die gewünschte Richtung zu erhalten. Die beiden Spiegel benötigen wir um den Strahl in den Resonator einzukoppeln (mehr dazu im 3.2).

3.2 Versuchsdurchführung

Beamwalk??

3.3 Auswertung

3.4 Ergebnis

4 Spektroskopiemethoden

Jetzt kommen wir zu dem eigentlichen Höhepunkt. Es soll mit drei verschiedenen Spektroskopiemethoden Aufklärung an einer Rubidiumzelle betrieben werden.

4.1 Dopplerverbreiterte Laserspektroskopie

4.1.1 Prinzip

Der Hauptstrahl durchläuft die Rb- Zelle und wird dahinter mit einer Photodiode detektiert. Führt man nun die Frequenz durch, so wird sich bei der Resonanzfrequenz der Rb-Atome ein deutlicher Intensitätsverlust am der Photodiode zeigen.

Bevor der Strahl allerdings in die Zelle geleitet wird, wird mit einer $\lambda/2$ -Plättchen-PBS-Kombination ein schwacher Referenzstrahl abgezweigt. Diesen brauchen wir um den Intensitätsverlust auf Grund der Modulation des Laserdiodenstroms I_{LD} "wegzurechnen". Hierfür gibt es eine spezielle Mathe- Einheit.

Um die Absorptionssignale von der Intensitätsrampe zu trennen, zieht man das Referenzsignal vom Spektroskopiesignal ab. Man normiert quasi das Ausgangssignal auf das Eingangssignal!

Abbildung 13: Versuchsaufbau für die dopplerverbreiterte Spektroskopie

4.1.2 Versuchsaufbau

Der Aufbau findet gemäß Abb 13 statt. Beim Einsetzen der Zelle in den vorjustierten Laserstrahl ist darauf zu achten, dass der Strahl die Zelle leicht schief durchläuft. Das verhindert unnötige Reflexionen beim Ein- und Austreten.

Das Spektroskopiesignal wird auf den "PD1"-Eingang der Mathe-Einheit gegeben. "Mon1" ist ein Monitorausgang, über den man sich das Signal am Oszilloskop ansehen kann. Dieses erscheint invertiert, weil die Schaltung einen invertierenden Verstärker beinhaltet.

Das Referenzsignal wird auf den "PD2"-Eingang gegeben. Über den Monitorausgang "Mon2" kann man sich das ebenfalls invertierte Signal ansehen und mit dem zusätzlichen Drehpotentiometer "Gain" die Verstärkung einstellen. Um nun die beiden Signale aufeinander abzustimmen, überlagert man die beiden Monitorsignale auf dem Oszilloskop und passt das Referenzsignal über das $\frac{1}{2}$ -Plättchen vor dem Strahlteiler und über den "Gain"-Drehpotentiometer an. Das Differenzsignal, das durch eine weitere Invertierung wieder das richtige Vorzeichen hat, kann nun über den Ausgang "Out" an das Oszilloskop angeschlossen und nochmal optimiert werden.

Das Gerät hat einen weiteren Eingang "PD3" mit einem Monitorausgang "Mon3". Das Differenzsignal wird durch das an "PD3" anliegende Signal geteilt und dann an "OUT" ausgegeben. Wenn man diesen "PD3"-Eingang nicht benutzt, muss der Schalter auf eine über "Gain" regelbare Spannungsquelle "1 – 5 Volt" umgestellt werden, damit das angeschlossene Signal nicht durch Null geteilt wird. Mit dem Drehpotentiometer "Off-

Abbildung 14: Mathe- Einheit

set” kann das Endsignal vertikal verschoben werden, indem man ihm eine zusätzliche Spannung von $0 \cdots 10V$ aufaddiert.

4.1.3 Versuchsdurchführung

feed forward, fingerkamerad,...

4.1.4 Auswertung

4.1.5 Ergebnis

4.2 Dopplerfreie Spektroskopie

Die Linienbreite der atomaren Resonanzlinien wird bei Zimmertemperatur durch den Doppler- Effekt dominiert. Man würde gerne Atome mit der Geschwindigkeit $v = 0$ spektroskopieren. Das ist mit der Technik der **Sättigungsspektroskopie** auch möglich. Dadurch können wir die Hyperfeinstruktur messen. Der Trick hierbei ist, einen Sättigungsstrahl und einen entgegenlaufenden Abfragestrahl zu verwenden.

4.2.1 Prinzip

Betrachten wir der Einfachheit halber erst einmal ein Zwei- Niveau- System mit einem Grundzustand $|G\rangle$ und einem angeregten Zustand $|A\rangle$.

Die Atome in der Gaszelle unterliegen der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung. Uns interessiert nur die Geschwindigkeit in Richtung des Laserstrahles, die eine Gauß- kurve darstellt. Strahlt man damit Laserlicht in die Zelle, dessen Frequenz ω_L etwas kleiner ist als die atomare Resonanzfrequenz ω_0 , so wird dieser Strahl nur von den Atomen absorbiert, die ihm mit der richtigen Geschwindigkeit $-v_x$ entgegenfliegen. Es gilt: $\omega_L = \omega_0 - kv_x$.

Abbildung 15: Schaltplan der Mathe- Einheit

Abbildung 16: Sättigungs- und Abfragestrahl

Abbildung 17: Absorptionslinie mit Lambdip

Ein zurücklaufender (gespiegelter) Strahl wird von den Atomen dieser Geschwindigkeitsklasse nicht beeinflusst, sondern von den Atomen der Geschwindigkeitsklasse $+v_x$ absorbiert. Strahlt man jedoch in der Resonanzfrequenz ω_0 in die Rb-Zelle ein, so werden die Atome mit Geschwindigkeitskomponente $v_x = 0$ angeregt. Der reflektierte Abfragestrahl durchläuft das Medium dann mit geringerer Absorption.

Man bekommt somit schmale dopplerfreie Resonanzlinien im dopplerverbreiterten Untergrund. Diese tragen den Namen **Lambdips**. Leider ist das nicht das Ende vom Lied, denn wir haben schließlich kein reines Zwei-Niveau-System vorliegen. Nehmen wir an, dass wir 2 Übergänge vom Grundzustand $|G\rangle$ in die Anregungszustände $|A_1\rangle$ und $|A_2\rangle$, deren Frequenzabstand $\omega_2 - \omega_1$ kleiner als die Dopplerbreite ist, vorliegen haben.

Dann treten neben den Lambdips zusätzliche Resonanzen auf, sogenannte **Crossover-Resonanzen**. Betrachten wir die Frequenz $\omega = \frac{\omega_2 + \omega_1}{2}$, bei der der Sättigungsstrahl Atome mit einer Geschwindigkeitskomponente $-v_x$ auf das untere Niveau anregen kann und der Abfragestrahl dieselben Atome (die in seinem System die Geschwindigkeit $+v_x$ haben) auf das obere Niveau anregen kann. Es gilt dann:

$$\omega_1 - kv_x = \omega_2 + kv_x \implies kv_x = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} \quad (24)$$

Der Sättigungsstrahl erzeugt eine Abnahme der Besetzungsdichte im gemeinsamen unteren Niveau. Dadurch wird das Medium für den Abfragestrahl transparent. Das zu erwartende Sättigungsspektrum ist an Hand eines einfachen Beispiels in Abb. ?? skizziert.

4.2.2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist ähnlich der dopplerverbreiterten Spektroskopie. Es wird lediglich die Photodiode hinter der Rb-Zelle mit einem Spiegel vertauscht und die Photodiode gegenüber angebracht (siehe Abb. 19).

Abbildung 18: Entstehung der Lambdips und Crossover- Resonanzen für einen Grundzustand und zwei angeregte Zustände $|A_1\rangle$ und $|A_2\rangle$. Die ruhenden Atome sehen die Resonanzfrequenz und es kommt zu Lambdips. Die Geschwindigkeitsklasse des Abfragestrahls für den Übergang $|G\rangle \rightarrow |A_1\rangle$ wechselwirkt mit derjenigen des Sättigungsstrahls für den Übergang $|G\rangle \rightarrow |A_2\rangle$, wodurch es zu Crossover- Resonanzen kommt

Abbildung 19: Versuchsaufbau für die dopplerfreie Spektroskopie

4.2.3 Versuchsdurchführung

4.2.4 Auswertung

4.2.5 Ergebnis

4.3 FM-Spektroskopie

Bei sehr kleinen Absorptionen ist die Methode der Absorptionsmessung, nicht genau genug. Daher sind verschiedene Verfahren entwickelt worden, die oft eine Steigerung der Nachweisempfindlichkeit um viele Größenordnungen erlauben. Im folgenden soll eine davon, nämlich die FM-Spektroskopie vorgestellt werden.

Mit ihr ist es möglich die Ableitung der Resonanzlinien, die beim Peak einen Nulldurchgang haben, sichtbar zu machen und damit die Empfindlichkeit zu steigern.

4.3.1 Prinzip

Der Laserfrequenz wird eine Hochfrequenz aufmoduliert. Das gemessene Signal wird mit dem Signal des VCOs, dem eine zusätzliche Phasenverschiebung addiert wird, gemischt und durch einen Tiefpass geleitet, der die hochfrequenten Terme herausfiltert.

4.3.2 PrinzipII

Moduliert man die Laserfrequenz ω_0 mit einer Hochfrequenz ω_M , so ergibt sich für das vom Laser emittierte Lichtfeld (siehe 1.1.3):

4.3.3 Versuchsaufbau

4.3.4 Versuchsdurchführung

4.3.5 Auswertung

4.3.6 Ergebnis

5 Messung der Polarisierung von Licht

6 Magneto- optische Effekte

$\langle \textit{hallo} | \textit{servus} \rangle$

A Fragen zur Vorbereitung

A.1 Das Lasersystem

- Was ist ein Modensprung?

Von einem Modensprung spricht man, wenn sich die Anzahl der Knoten der stehenden Welle in Resonator ändert.

- Was versteht man unter einem Piezo?

Ein Piezo ist ein elektrisches Bauteil, welches seine Abmessung beim anlegen einer Spannung verändert. Diese Abhängigkeit ist sehr empfindlich und eignet sich deshalb hervorragend um kleine Verschiebungen zu realisieren.

- Wie funktioniert ein PID- Regler?

Der PID- Regler benutzt 3 unabhängige Parameter: den Proportionalwert, den Integral- und den Ableitungswert. Der Proportionalwert bestimmt die Reaktion auf die aktuelle Abweichung, der Integralwert bestimmt die Antwort auf die Summe aller bisherigen Fehler und der Ableitungswert schließlich wird der Änderungsrate des Fehlers von "Ist"- Wert gerecht.

Das gewichtete Mittel dieser 3 wird verwendet, um den Prozess mittels einer Steuerung auf dem "Soll"- Wert zu halten.

- Warum benutzt man ein Prismenpaar?

Um das ellipsenförmige Strahlprofil der Laserdiode symmetrisch zu machen.

A.2 Der Resonator

- Wieso braucht man zwei Spiegel, um in den Resonator einzukoppeln?

Um den Laser mit der Methode des **Beamwalks** justieren zu können.

- Warum sollte bei einem Resonator die Finesse möglichst groß sein?

Um eine möglichst große Auflösung zu erhalten.

- Warum werden die Scans mit einem Dreieck- und nicht mit einem sinusförmigen Signal durchgeführt?

Weil die Abhängigkeit auch linear ist?

- Welche Scan- Möglichkeiten gibt es, um die Cavity- Peaks zu sehen?

A.3 Eigenschaften von Rubidium

- Welche Auswirkungen hat die Existenz der beiden Isotope auf das Absorptionsspektrum?

Es wird verschmiert.

- Warum ist der optische Übergang von $5^2P_{3/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ nicht erlaubt?

Bei diesem Übergang ist der Drehimpuls erhalten!!! Falls ein optischer Übergang statt finden soll, muss das wegfliegende Photon aber ebenfalls Drehimpuls mit sich tragen, da es sich um ein Spin 1 Teilchen handelt. Die Auswahlregel eines optische Überganges ($\Delta l = \pm 1$) ist verletzt.

A.4 Linienverbreiterungen und Absorptionsquerschnitt

- Welche Arten von Linienbreiten gibt es bei optischen Übergängen zwischen Energieniveaus? Welche dominiert bei Rubidium- Dampf bei Zimmertemperatur?

Natürliche Linienbreite, Doppler- Verbreiterung, Stoßverbreiterung, Sättigungsverbreiterung, Flugzeitlinienbreite.

Beim Rubidium- Dampf dominiert die Doppler- Verbreiterung.

- Leite die Halbwertsbreite der dopplerverbreiterten Linien aus der Maxwell- Boltzmann- Verteilung ab!

Die Maxwell-Boltzmann- Verteilung ist gegeben durch:

$$n_i(v_z)dv_z = \frac{N_i}{v_w \cdot \sqrt{\pi}} e^{-(v_z/v_w)^2} dv_z \quad (25)$$

wobei $v_w = \sqrt{2k_B T/m}$ und $N_i = \int_{-\infty}^{+\infty} n_i(v_z)dv_z$ sind.

Wir verwenden jetzt die Beziehung (18) und ersetzen

$$v_z = c\left(\frac{\omega}{\omega_0} - 1\right) \quad \text{und} \quad dv_z = (c/\omega_0)d\omega \quad (26)$$

$$\Rightarrow n_i(\omega)d\omega = \frac{c \cdot N_i}{\omega_0 \cdot v_w \cdot \sqrt{\pi}} e^{-[c(\omega - \omega_0)/(\omega_0 \cdot v_w)]^2} \quad (27)$$

Die Halbwertsbreite ist die Stelle für die gilt:

$$P(\omega_1) = P(\omega_2) = \frac{1}{2}P(\omega_0) \quad (28)$$

Noch die Definition von v_w einsetzen und es folgt sofort Gleichung (19)

$$\Delta\omega_{Doppler} = (\omega_0/c) \sqrt{8k_B T \cdot \ln(2)/m}$$

- Welche Dopplerbreite erwartet man für eine Linie bei Zimmertemperatur ($\lambda = 780.2nm$, mittlere Atommasse: $m(Rb) = 85.4678u$)?

Das elementare Zahlen einsetzen für auf einen Wert in Einheiten der Kreisfrequenz von $3.24GHz$.

- Berechne die Teilchendichte n in der Rb- Zelle!

$$n = \frac{N}{V} pV = nRTV \text{ noch nicht bekannt messen!!!} \quad (29)$$

- Wie groß ist der Absorptionsquerschnitt für Rubidium nach der Näherungsformel?
- Welcher Teil der Intensität wird also absorbiert?

A.5 FM- Spektroskopie

- Man ändert die Phase ϕ um 180° . Wie ändert sich dabei das Signal U_{End} ?
- Welche Zeitverzögerung (in ns) entspricht bei einer Modulationsfrequenz von $\omega_M = 50MHz$ bzw. $\omega_M = 100MHz$ einer Änderung der Phase von 90° bzw. 180° ?

A.6 Jones- Vektoren

- Wie sehen Jones- Vektoren für horizontales und vertikales lineares Licht aus?

$$\text{Lineare Polarisation in } x\text{-Richtung: } \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (30)$$

$$\text{Lineare Polarisation in } y\text{-Richtung: } \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (31)$$

- Wie sehen Jones- Vektoren für lineares Licht unter einem Winkel γ aus?

$$\text{Lineare Polarisation in } x\text{-Richtung: } \begin{pmatrix} \cos(\gamma) \\ \sin(\gamma) \end{pmatrix} \quad (32)$$

- Wie sehen Jones- Vektoren für zirkulares Licht aus?

$$\text{Rechtszirkulares Licht: } \sigma^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad (33)$$

$$\text{Linkszirkulares Licht: } \sigma^- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (34)$$

- Welche anderen Phasenunterschiede ausser $\pi/2$ führen zu zirkularem Licht?

Sowohl die positiven ganzzahligen Vielfachen von $\pi/2$ als auch die Negativen.

- Mit welchen 3 Größen kann man den Polarisationszustand eindeutig bestimmen?
Welche Form hat dieser im allgemeinen?

Wir benötigen einen Vektor auf den komplexen Einheitskreis (2 Größen) und eine beliebige komplexe Phase. Im allgemeinen ist diese Phase sicher nicht 0 und auch kein ganzzahliges Vielfaches von $\pi/2$. Deshalb ist das Licht unpolarisiert.

A.7 Jones- Matrizen

- Überlegen sie sich dies und verifizieren sie dabei

$$\mathbf{T}_{\frac{\lambda}{2}}(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos(2\alpha) & \sin(2\alpha) \\ \sin(2\alpha) & -\cos(2\alpha) \end{pmatrix}$$

- Wie transformiert sich lineares Licht unter einem Winkel γ zur x -Achse durch ein solches $\frac{\lambda}{2}$ - Plättchen?
- Wie sieht die Jones- Matrix für ein $\frac{\lambda}{4}$ - Plättchen unter einem Winkel von 0° aus?
Überlegen Sie sich dies analog zu 3.8.
- Verifizieren Sie, dass ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen unter einem Winkel von α durch folgende Matrix beschrieben wird:

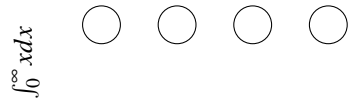
$$\mathbf{T}_{\frac{\lambda}{4}}(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 - i\cos(2\alpha) & -i\sin(2\alpha) \\ -i\sin(2\alpha) & 1 + i\cos(2\alpha) \end{pmatrix}$$

- Wie lauten die Basisvektoren für horizontales und vertikales lineares Licht und wie transformieren sie sich durch ein $\frac{\lambda}{4}$ - Plättchen unter 45° ?

B Optische Elemente

B.1 PBS

spielen



Abbildungsverzeichnis

1	Besetzungsinversion (aus [?])	3
2	Intensität der ersten 3 Besselfunktionen	5
3	FM- Spektrum	6
4	Halbleiterlaser	7
5	Energieniveauschema (aus [?])	7
6	Littman- Anordnung(aus [?])	8
7	Gaus-und Lorentzkurve (aus [?])	10
8	Jones- Vektoren (aus [?])	11
9	Jones Matrizen für Polarisatoren (aus [?])	11
10	Rudidium von [?]	12
11	Photodiodeneichung	13
12	Versuchsaufbau für die Experimente am Resonator	14
13	dopplerverbreiterte Spektroskopie	15
14	Mathe- Einheit	16
15	Schaltplan der Mathe- Einheit	17
16	Sättigungs- und Abfragestrahl	17
17	Absorptionslinie mit Lambdip	18
18	Crossoverresonanz	19
19	Dopperfreie Spektroskopie	20