

Versuch 21

Optisches Pumpen

Kevin Schmidt
kevin3.schmidt@tu-dortmund.de

Simone Mender
simone.mender@tu-dortmund.de

Durchführung: 20.04.2016

1. Abgabe: xx.04.2016

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Einleitung	3
3	Theorie	4
3.1	Drehimpuls und magnetisches Moment in der Elektronenhülle	4
3.2	Einfluss des Kernspins bei Alkali-Atomen	5
3.3	Optisches Pumpen	6
3.4	Präzisionsmessung der Zeeman-Aufspaltung	8
3.5	Quadratischer Zeemann-Effekt	10
3.6	Transistente Effekte	10
4	Versuchsaufbau	11
5	Durchführung	13
	Literatur	14

«««< HEAD

1 Einleitung

scharf definierte Energieniveaus der Elektronenhülle isolierter Atome
innere Niveaus voll aber äußere Besetzung Temperaturabhängig
2 Zustände mit unterschiedlicher Besetzungszahl und Energie
-> Boltzmann-Gleichung im thermischen Gleichgewicht
Bestimmung wie viele Zustände zu einer Energie gehören
+ optisches Pumpen -> nicht-thermische Verteilung
Strahlungsübergänge können induziert werden
Übergänge können mit hoher Präzision ausgemessen werden (Hyperfeinstruktur, Zeeman)

Ziel:
landescher g-Faktor
Spins der Elektronenhülle und des Kerns
von Rubidium-Isotope bestimmen
=====

2 Einleitung

scharf definierte Energieniveaus der Elektronenhülle isolierter Atome
innere Niveaus voll aber äußere Besetzung Temperaturabhängig
2 Zustände mit unterschiedlicher Besetzungszahl und Energie
-> Boltzmann-Gleichung im thermischen Gleichgewicht
Bestimmung wie viele Zustände zu einer Energie gehören
+ optisches Pumpen -> nicht-thermische Verteilung
Strahlungsübergänge können induziert werden
Übergänge können mit hoher Präzision ausgemessen werden (Hyperfeinstruktur, Zeeman)

Ziel:
landescher g-Faktor
Spins der Elektronenhülle und des Kerns
von Rubidium-Isotope bestimmen
»»»> c40044fcbae27fa508ec0d1cb0974b0c9018ab0a

3 Theorie

3.1 Drehimpuls und magnetisches Moment in der Elektronenhülle

Aus dem Gesamtdrehimpuls J der Elektronenhülle resultiert ein magnetisches Moment $\vec{\mu}_J$, welches über

$$|\vec{\mu}_J| = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (1)$$

bestimmt werden kann. Dabei ist μ_B das Bohrsche Magneton und g_J der Landé-Faktor. Da $\vec{\mu}_J$ sich aus dem magnetischen Moment des Bahndrehimpulses und des Spins zusammensetzt, gilt für schwache Magnetfelder

$$\vec{\mu}_J = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S. \quad (2)$$

Diese lassen sich über

$$|\vec{\mu}_L| = \mu_B \sqrt{L(L+1)} \quad \text{und} \quad (3)$$

$$|\vec{\mu}_S| = g_S \mu_B \sqrt{S(S+1)} \quad (4)$$

berechnen. Im zweiten Ausdruck steht das g_S für den Landé-Faktor des freien Elektrons und hat einen Wert von $g_S = 2,00232$.

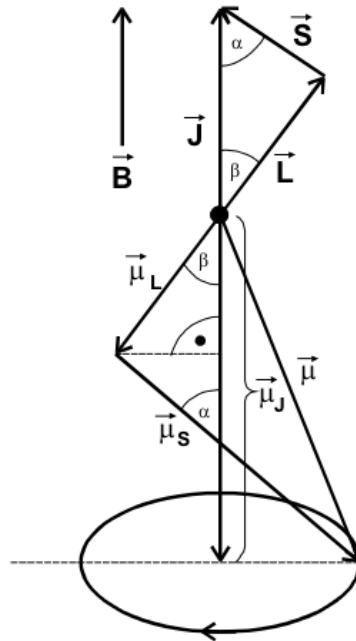


Abbildung 1: Zusammenhang Drehimpuls und magnetisches Moment der Valenzelektronen [4]

In Abbildung 1 wird verdeutlicht, dass das Gesamtmoment um die \vec{J} -Achse präzidiert, sodass sich eine parallele und eine senkrechte Komponente des magnetischen Moments

ergibt. Dabei ist zu beachten, dass die senkrechte Komponente sich zeitlich herausmittelt. Mit dem Ansatz

$$|\vec{\mu}_J| = |\vec{\mu}_L| \cos \beta + |\vec{\mu}_S| \cos \alpha \quad (5)$$

kann unter Zuhilfenahme der geometrischen Relationen, die in Abbildung 1 erkennbar sind und mit dem Kosinussatz der Ausdruck

$$g_J = \frac{3,0023J(J+1) + 1,0023[S(S+1) - L(L+1)]}{2J(J+1)} \quad (6)$$

zur Berechnung des Landé-Faktors des Gesamtdrehimpulses hergeleitet werden. Durch den Einfluss eines äußeren Magnetfeldes können die Energieniveaus verändert werden. Die Wechselwirkungsenergie beträgt dabei

$$U_{\text{mag}} = -\vec{\mu}_J \vec{B}. \quad (7)$$

Auch hier mittelt sich die senkrechte Komponente aufgrund der Präzision heraus. Zusätzlich können nur ganzzahlige Vielfache M_J angenommen werden. Aus diesem Grund ändert sich der Ausdruck der Wechselwirkungsenergie zu

$$U_{\text{mag}} = M_J g_J \mu_B B \quad \text{mit } -J, -J+1, \dots, J-1, J \quad (8)$$

Das Phänomen der Aufspaltung in $2J + 1$ Energieniveaus unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes wird als Zeeman-Effekt bezeichnet.

3.2 Einfluss des Kernspins bei Alkali-Atomen

Für die im Versuch zu untersuchenden Atome muss der Gesamtdrehimpuls angepasst werden, da die Atome einen Kernspin besitzen. Es tritt eine weitere Aufspaltung der Energieniveaus auf, die sogenannte Hyperfeinstruktur, welche auch die Aufspaltung durch den Zeeman-Effekt beeinflusst. Bei schwachen Magnetfeldern gilt

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}.$$

Auch das so entstehende magnetische Moment des Kerns ist gequantelt. Es ergeben sich entweder $2J + 1$ beziehungsweise $2I + 1$ Hyperfeinstrukturterme, falls $J < I$ oder $J > I$. Für diese Hyperfeinstrukturterme wird die Quantenzahl F eingeführt, die von $I + 1$ bis $|I - J|$ läuft. Im Falle eines Alkali-Atoms gilt $J = \frac{1}{2}$ und $I = \frac{3}{2}$, daraus folgt direkt, dass F zwei Werte annehmen kann und somit eine Aufspaltung in zwei Niveaus stattfindet. Mit einem externen Magnetfeld kann zusätzlich eine Aufspaltung in $2F + 1$ Niveaus erzeugt werden. Ein Beispiel dafür ist in Abbildung 2 zu sehen.

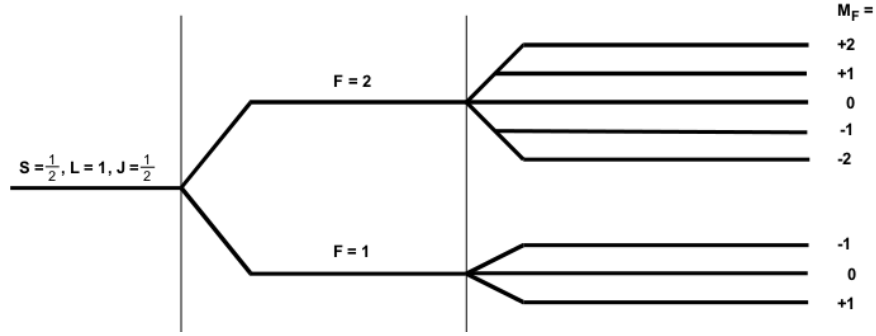


Abbildung 2: Beispiel für die Hyperfeinstrukturaufspaltung und die Zeeman-Aufspaltung eines Alkali-Atoms mit Kernspin [4]

Analog zur Berechnung des Landé-Faktors ohne Berücksichtigung des Kernspins kann mit dem Ansatz

$$|\mu_F| = \sqrt{F(F+1)} \quad (9)$$

ein Ausdruck für den Landé-Faktor mit Berücksichtigung des Kernspins gefunden werden. Dieser hat die Form

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}. \quad (10)$$

3.3 Optisches Pumpen

Mit der Methode des optischen Pumpens soll ein Niveau des Atoms vollständig leergepumpt werden. Zuerst wird die Zeeman-Aufspaltung des Atoms wieder ohne Kernspinn betrachtet. Da sowohl für den $^2S_{\frac{1}{2}}$ Zustand als auch für den $^2P_{\frac{1}{2}}$ Zustand $J = \frac{1}{2}$ gilt, werden beide Linien in zwei aufgespaltet. Diese Aufspaltung ist in Abbildung 3 schematisch dargestellt. Auch die Übergangsmöglichkeiten, welche aus den Auswahlregeln $\Delta M = 0, \pm 1$ resultieren, sind in der Abbildung eingetragen.

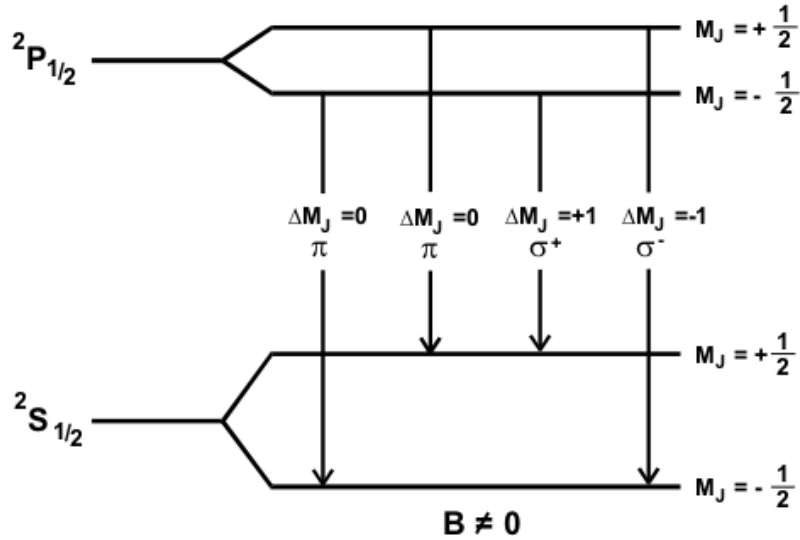


Abbildung 3: Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus ohne Kernspinn und Übergangsmöglichkeiten [4]

Diese können auch optisch auseinander gehalten werden, da sie unterschiedliche Polarisationen besitzen. Es wird unterschieden zwischen dem σ^+ -Übergang mit $\Delta M_J = +1$, der rechtszirkular-polarisiertem Licht entspricht und daher die Lichtquanten antiparallel zur Ausbreitungsrichtung sind und zwischen dem σ^- -Übergang mit $\Delta M_J = -1$, bei dem Spin und Ausbreitungsrichtung parallel verlaufen. Zusätzlich sind noch die π -Übergänge mit $\Delta M_J = 0$ vorhanden. Bei diesen wird linear polarisiertes Licht abgestrahlt und die Abstrahlungsintensität senkrecht zum B -Feld ist maximal. Bei den σ -Übergängen ist dies anders. Hier ist nur in B -Feldrichtung das Licht zirkular polarisiert, parallel zu dieser Richtung jedoch linear. In der Ausgangslage, nachdem die Niveaus aufgespalten wurden, befinden sich alle Atome im Grundzustand. Das $M_J = -\frac{1}{2}$ -Niveau ist dabei etwas mehr besetzt als das $M_J = +\frac{1}{2}$ -Niveau. Mit Hilfe eines Polarisationsfilters und einer $\lambda/4$ -Platte kann rechtszirkular-polarisiertes D_1 -Licht erzeugt werden. Aufgrund der Auswahlregel $\Delta M_J = +1$ ist nur ein Übergang vom $^2S_{\frac{1}{2}}, M_J = -\frac{1}{2}$ Niveau zum $^2P_{\frac{1}{2}}, M_J = +\frac{1}{2}$ Niveau möglich. Anschließend fällt der angeregte Zustand direkt wieder gleichmäßig aufgeteilt in einen der beiden Grundzustände zurück. Der Übergang in das $^2P_{\frac{1}{2}}, M_J = -\frac{1}{2}$ Niveau ist nicht möglich. Dabei wird jedoch fortlaufend das $^2S_{\frac{1}{2}}, M_J = -\frac{1}{2}$ Niveau weiter leer gepumpt, bis es schließlich vollständig leer ist und die Ausgangsbesetzung des Atoms vollständig Umgekehrt ist. Dieses Prinzip ist schematisch in Abbildung 4 dargestellt.

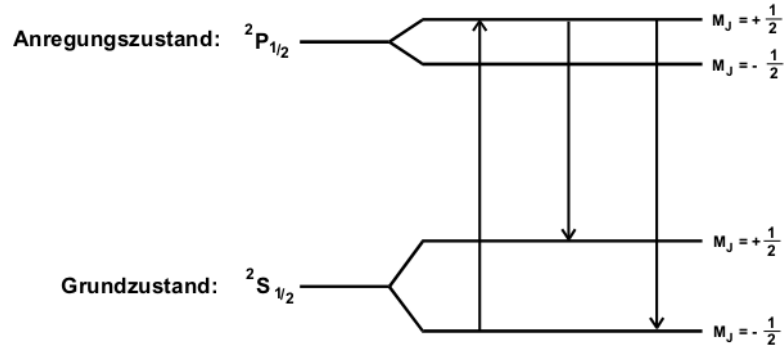


Abbildung 4: Übergänge unter Einfluss des rechtszirkular-polarisierten Lichts [4]

Wird das ganze in einer Dampfzelle durchgeführt, kann die Intensität des durch die Dampfzelle hindurchtretenden Lichtes als Maß für die Besetzung des $^2S_{1/2}$, $M_J = -\frac{1}{2}$ Niveaus benutzt werden. Die Transparenz nimmt während des Pumpvorgangs immer weiter zu, da die Wahrscheinlichkeit der Absorption des D_1 -Lichtes immer mehr abnimmt. In Abbildung 5 ist dargestellt, wie sich die Transparenz gegen die Zeit verändert.

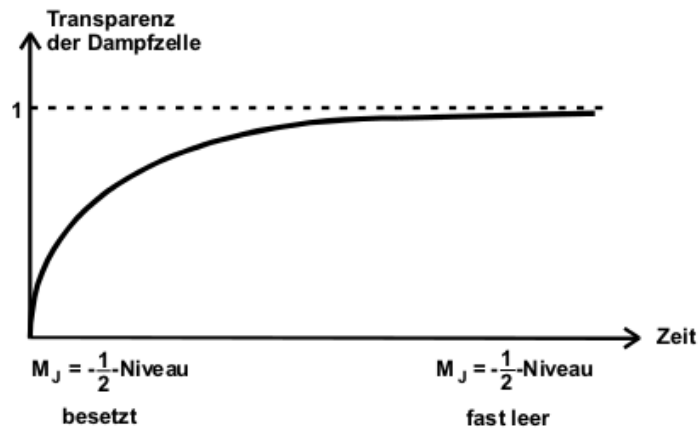


Abbildung 5: Transparenz in Abhängigkeit von der Zeit beim Einstrahlen von D_1 -Licht [4]

3.4 Präzisionsmessung der Zeeman-Aufspaltung

Um die Aufspaltung des Zeeman-Effektes zu untersuchen, wird eine Methode der Hochfrequenzspektroskopie verwendet. Zuerst ist von Relevanz, wie ein angeregtes Atom wieder in den Grundzustand übergeht. Dies kann über zwei Prozesse geschehen, nämlich über die spontanen oder die induzierte Emission. Der Unterschied zwischen den beiden ist, dass bei der induzierten Emission ein Photon von außen eingestrahlt werden muss, damit das Atom zurück in den Grundzustand fällt. Dabei muss die Energie des Photons genau dem Unterschied der beiden Niveaus entsprechen. Bei diesem Vorgang entstehen

zwei Photonen, deren Energie, Polarisierung und Ausbreitungsrichtung gleich ist. Welche der beiden Emissionen stattfindet hängt von der Energie der Photonen ab. Um die Übergänge ausmessen zu können muss überprüft werden, ob die spontane Emission die Messung beeinflusst. Dazu wird die Anzahl der Atome N_2 im höheren Zustand und die Anzahl der Atome N_1 im niedrigeren Zustand betrachtet. Es ist zu beachten, dass die Zahl der pro Zeiteinheit übergehenden Atome proportional zur Dichte $u(\nu)$ der Quanten ist. Zusätzlich wird der Einstein-Koeffizient B_{21} als Proportionalitätsfaktor benötigt. Im thermischen Gleichgewicht gilt, dass genauso viele Photonen ausgesendet wie auch absorbiert werden. Somit kann die Gleichung

$$N_2 A_{21} + N_2 B_{21} u(\nu) = N_1 B_{12} u(\nu) \quad (11)$$

aufgestellt werden. Dabei beschreibt der erste Summand die Anzahl der spontanen Emissionen, der zweite Teil die Anzahl der induzierten Emissionen und das Ergebnis die Anzahl aller Emissionen. Weil die Emissionen durch Temperaturstrahlung induziert werden, kann mit Hilfe der Planckschen Formel eine Übergangswahrscheinlichkeit vom Angeregten in den Grundzustand als

$$A_{21} = \frac{8\pi h}{c^3} B_{12} \nu^3 \quad (12)$$

bestimmt werden. Der Einsteinkoeffizient ist in diesem Fall konstant. Nun ist eine ν^3 -Abhängigkeit der Frequenz zu erkennen. Da im Versuch die Frequenz der Zeeman-Übergänge im 1 MHz Bereich, die Frequenz der spontanen Übergänge jedoch im 380 THz Bereich liegen, spielt die spontane Emission beim Ausmessen der Zeeman-Niveaus keine Rolle.

Zusätzlich kann mit der Apparatur des Magnetfelds der Erde bestimmt werden. Dazu wird die Transparenz der Dampfzelle ohne äußeres Magnetfeld, also auch ohne Zeeman-Aufspaltung, gemessen. Es ergibt sich der in Abbildung 6 dargestellte Verlauf der Kurve. Durch das Einstellen der Linien auf minimale Breite über die Spulenströme, kann das Erdmagnetfeld in allen Raumrichtungen abgelesen werden.

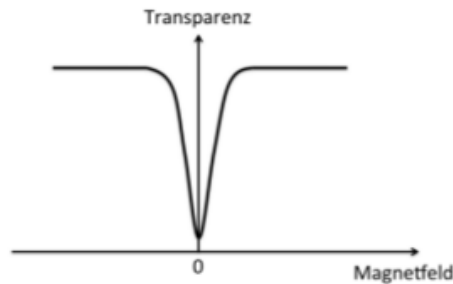


Abbildung 6: Transparenz der Dampfzelle ohne äußeres Magnetfeld [4]

Schließlich kann die für den Übergang zwischen den Zeeman-Niveaus benötigte Energie auch über die Transparenz der Dampfzelle bestimmt werden. Zuerst wird das untere Niveau komplett leer gepumpt und die Transparenz erreicht ihr Maximum. Anschließend

wird das B -Feld bis auf den Wert

$$B_m = \frac{4\pi m_0}{e_0 g_J} \nu \quad (13)$$

erhöht, wodurch die induzierte Emission ausgelöst wird. Eingestrahktes D_1 -Licht kann wieder absorbiert werden und somit nimmt die Transparenz im Resonanzfall wieder ab. In Abbildung 7 ist der Verlauf der Messkurve dargestellt.

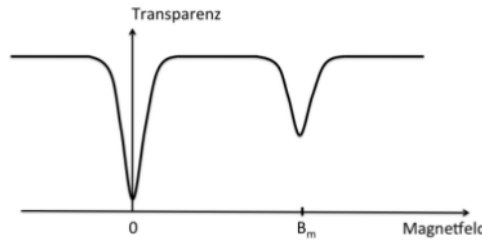


Abbildung 7: Transparenz der Dampfzelle im Resonanzfall [4]

Abschließend wird das Ganze für ein Atom mit Kernspin $I > 0$ betrachtet. Hier tritt eine höhere Aufspaltung der Energieniveaus auf, das Prinzip zur Ausmessung dieser Niveaus bleibt dennoch das Gleiche. Wieder müssen die Auswahlregeln beachtet werden. Aus diesem Grund kann auch in diesem Fall eine nicht-thermische Besetzung erzeugt werden, bei der die Dampfzelle transparent ist. Über den Resonanzfall kann anschließend die Energie des Niveaus bestimmt werden. Dies erfolgt analog zu dem, wie es für den einfachen Fall erklärt worden ist.

3.5 Quadratischer Zeemann-Effekt

Wenn die Feldstärke \vec{B} des Magnetfeldes groß wird, müssen bei der Berechnung der Übergangsenergie U_{HF} zwischen zwei Energieniveaus quadratische Terme berücksichtigt werden. Mit der Hyperfeinstrukturkaufspaltung ΔE_{Hy} zwischen den Energieniveaus F und $F+1$ berechnet sich die Übergangsenergie durch

$$U_{HF} = g_F \mu_B B + g_F^2 \mu_B^2 B^2 \frac{1 - 2M_F}{\Delta E_{Hy}}. \quad (14)$$

3.6 Transiente Effekte

Wenn nun das Hochfrequenzfeld nicht mehr dauerhaft eingestellt ist, sondern schnell an- und ausgeschaltet wird, verändert sich das Verhalten des Pumpsystems. Das Magnetfeld und das Hochfrequenzfeld werden beide auf die Larmorfrequenz

$$\omega_0 = 2\pi\nu_0 = \underbrace{g_f \frac{\mu_0}{h}}_{:=\gamma} B_0 \quad (15)$$

eingestellt, γ heißt gyromagnetisches Verhältnis.

Wenn die Amplitude des Hochfrequenzfeldes wesentlich kleiner ist, als die des statischen Feldes, präzediert der Vektor \vec{F} wie in Abbildung 8 um die Feldrichtung \vec{B} des statischen Feldes. Im Koordinatensystem des sich drehenden \vec{F} -Vektors setzt sich das effektive Magnetfeld \vec{B}_{eff} aus dem statischen Magnetfeld und dem Hochfrequenzfeld zusammen:

$$\vec{B}_{\text{eff}} = \vec{B} + \frac{\omega}{\gamma}. \quad (16)$$

In diesem Koordinatensystem präzediert \vec{F} mit der Lamor-Frequenz $\nu = \gamma \vec{B}_{\text{RF}}$, also mit einer Periode von $T = \frac{1}{\gamma B_{\text{RF}}}$. Daher gilt bei resonantem Hochfrequenzfeld die Relation

$$\frac{T_{87}}{T_{85}} = \frac{\gamma_{85}}{\gamma_{87}} \quad (17)$$

zwischen den Perioden der Isotope. (ich habe keine ahnung, warum das daraus folgt. im skript sind noch komische rechenschritte, aber ich denke nicht, dass die ins protokoll gehören.....)

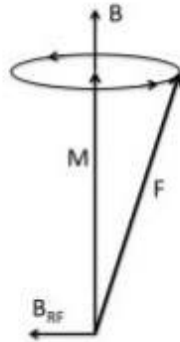


Abbildung 8: Vektor \vec{F} präzediert um die Feldrichtung \vec{B} [4]

4 Versuchsaufbau

In Abbildung 9 ist die benötigte Versuchsanordnung schematisch dargestellt. Das von einer Spektrallampe erzeugte Licht wird durch eine Sammellinse auf einen D_1 -Filter fokussiert. Der D_1 -Filter ist ein Interferenzfilter, der ein schmales Frequenzspektrum aus dem kontinuierlichen Spektrum herausselektiert. In diesem Versuchsaufbau ist die Frequenz so gewählt, dass nur die D_1 -Linie des Rubidium-Spektrums ($\lambda = 794,8 \text{ nm}$) durch den Filter gelassen wird.

Solch ein Filter ist in Abbildung 10a zu sehen und besteht aus einem Dielektrikum der Dicke d mit dem Brechungsindex n , welcher von einer reflektierenden Schicht umgeben ist. Diese Schicht ist für Licht halbdurchlässig und sorgt dafür, dass einfallendes Licht im Inneren des Filters mehrmals reflektiert wird. Wellenlängen, welche der Bedingung

$$j\lambda_j = 2 \cdot n \cdot d + \frac{\lambda}{2} \quad j = 2, 3, \dots \quad (18)$$

genügen, interferieren konstruktiv. Im idealen Fall von vielen Reflexionen wird Licht mit anderer Wellenlänge durch destruktive Interferenz ausgelöscht. Um Licht einer bestimmten Wellenlänge λ_k herauszufiltern, wird der Interferenzfilter mit Farbfiltern kombiniert, die andere Wellenlängen auslöschen sollen. Da die reflektierende Schicht nicht alle Strahlen reflektiert, sind nur endliche viele Reflexionen möglich. Daher werden in der Umgebung von λ_k nicht alle Wellenlängen ausgelöscht. Umso höher der Reflexionskoeffizient der Schicht, desto schmaler ist das selektierte Frequenzspektrum. (aus unserem Faraday-Effekt-Protokoll...)

Dann wird das Licht der gewünschten Spektrallinie durch einen Linearpolarisator linear polarisiert und dann durch ein $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert.

Ein $\lambda/4$ -Plättchen ist eine besondere Verzögerungsplatte. Eine Verzögerungsplatte besteht aus anisotropem Material, wodurch es zwei zueinander senkrechte Achsen gibt, in dessen Richtungen sich Licht mit den Geschwindigkeiten $v_{\text{langsam}} = \frac{c}{n_{\text{langsam}}}$ und $v_{\text{schnell}} = \frac{c}{n_{\text{schnell}}}$ ausbreitet. c ist dabei die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. In einer Verzögerungsplatte der Dicke d wird so der Phasenunterschied um

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot (n_{\text{langsam}} - n_{\text{schnell}})$$

verschoben. Da ein $\lambda/4$ -Plättchen aus linear polarisiertem Licht zirkular polarisiertes Licht erzeugen soll, muss die Dicke des $\lambda/4$ -Plättchens so gewählt werden, dass die Phasenverschiebung $\Delta\phi$ beim Durchlaufen des Lichtes durch die Platte genau $\pi/2$ beträgt. Die schematische Funktionsweise des $\lambda/4$ -Plättchens ist in Abbildung 10b zu sehen.

Das nun zirkular polarisierte Licht fällt jetzt auf eine Dampfzelle, dessen Temperatur sich mit einer Heizung steuern lässt, um den idealen Rubidium-Dampfdruck zu erzeugen. Durch eine Modulationsfeldspule (auch Sweep-Spule genannt; $R = 16,39 \text{ cm}$, $N = 11$) und eine Horizontalfeldspule ($R = 15,79 \text{ cm}$, $N = 154$) lassen sich zwei horizontale Magnetfelder um die Dampfzelle erzeugen. Zudem wird durch eine Vertikalfeldspule ($R = 11,735 \text{ cm}$, $N = 20$) ein vertikales Feld erzeugt. Alle drei Feldstärken lassen sich durch die Feldstromversorgung getrennt voneinander einstellen. Die Ströme lassen sich durch Potentiometer ziemlich genau variieren. Der Strom der Vertikal-Spulen wird pro Umdrehung des Potentiometers um $0,1 \text{ A}$ verändert und der maximale Spulenstrom beträgt für diese Spulen $I_{\text{max}} = 1 \text{ A}$. Der Strom der Horizontal-Spule wird pro Umdrehung des Potentiometers um $0,3 \text{ A}$ verändert und der maximale Spulenstrom beträgt $I_{\text{max}} = 3 \text{ A}$. Die Sweep-Spule lässt sich zudem durch einen Kontrollgerät langsam variieren. An diesem Gerät werden ein Startwert, eine Amplitude und die Durchlaufdauer eingestellt.

Wenn das Licht wieder aus der Dampfzelle tritt, wird durch eine Sammellinse auf einen Lichtdetektor abgebildet. In diesem Aufbau wird ein Si-Photoelement verwendet, dessen Signal durch einen Linearverstärker verstärkt und dann auf den Y-Eingang eines Oszilloskops gegeben wird. Durch diesen können Schwankungen der Lichtintensität gemessen werden.

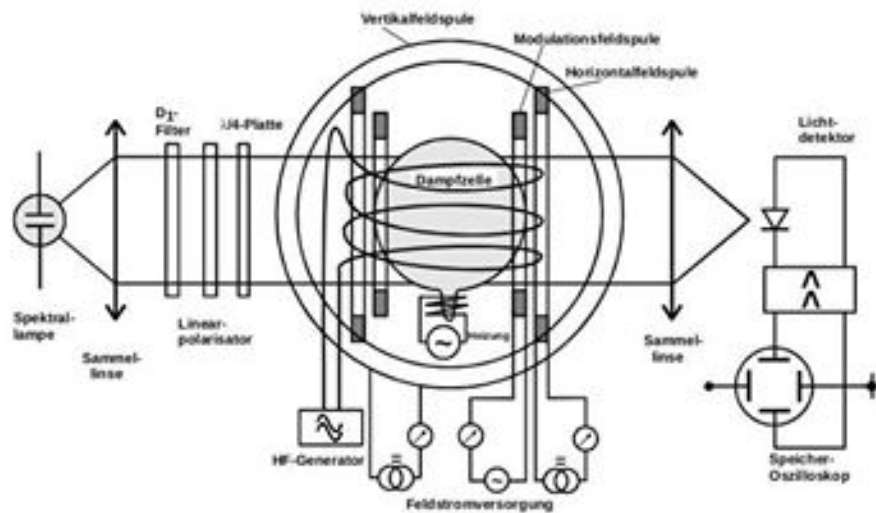


Abbildung 9: schematisch dargestellte Versuchsanordnung [4]

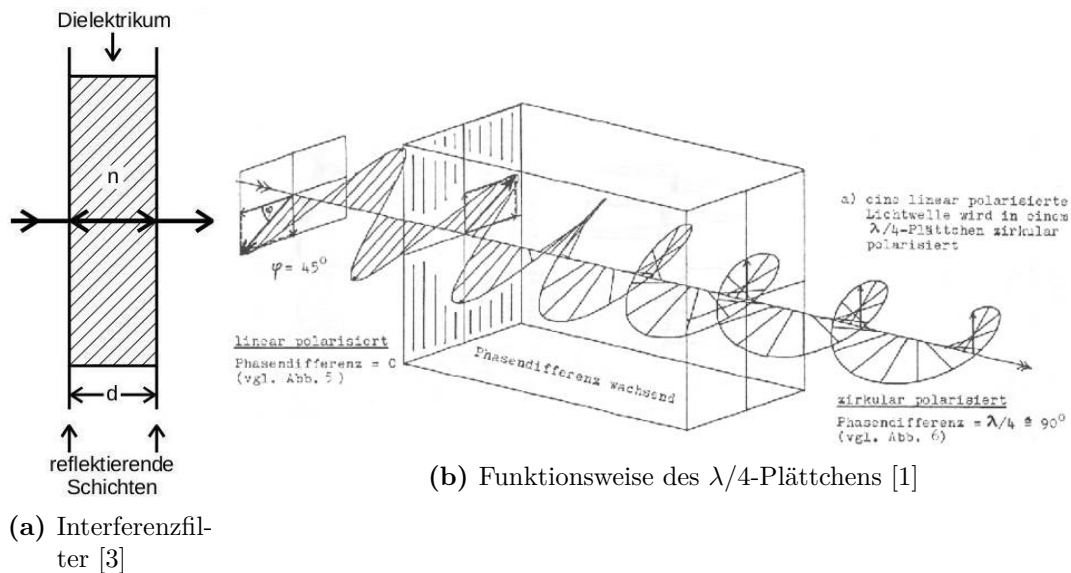


Abbildung 10: verwendete Instrumente

5 Durchführung

Als Erstes werden der Polarisationsfilter und das $\lambda/4$ -Plättchen aus dem Strahlengang genommen, damit zur Justierung mehr Licht auf den Detektor trifft. Dann wird mit den Linsen der Strahlengang so justiert, dass die Intensität am Lichtdetektor maximal ist. Nun werden die entfernten optischen Elemente wieder in den Strahlengang gestellt und

der Aufbau wird mit einer schwarzen Decke abgedeckt, sodass kein von außen einfallendes Licht auf den Lichtdetektor trifft.

Da die Feldstärken der Spulen in der gleichen Größenordnung liegen wie das Erdmagnetfeld¹, muss das Erdmagnetfeld kompensiert werden. Die horizontale Komponente wird durch eine parallele Ausrichtung der optischen Achse zur Nord-Süd-Richtung minimiert. Die vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes wird durch die Vertikalfeldspule minimiert. Dazu wird das Magnetfeld der Vertikalspule solange variiert, bis der auf dem Oszilloskop zu sehende Peak minimal ist.

Die eigentliche Messung besteht darin, die Frequenzen der Sweep-Spule von 100 kHz in 100 kHz-Schritten auf 1 MHz zu erhöhen und für jede Frequenz die Resonanzpositionen auszumessen. Die Stärke des gesamten Horizontalfeldes setzt sich aus dem Sweep-Feld und dem Horizontalfeld zusammen, da Frequenzen von 300 kHz zusätzlich zu der Sweep-Spule mit der Horizontalfeld-Spule ein weiteres horizontales Feld erzeugt werden muss, um den Bereich des oszillierenden Feldes auf die Resonanzen zu verschieben.

Literatur

- [1] URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Verz%C3%B6gerungsplatte> (besucht am 16.04.2016).
- [2] URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Erdmagnetfeldhttps://de.wikipedia.org/wiki/Erdmagnetfeld> (besucht am 16.04.2016).
- [3] TU Dortmund. *Faraday-Effekt*. URL: http://129.217.224.2/HOMEPAGE/Anleitung_FPBSc.html (besucht am 21.01.2016).
- [4] TU Dortmund. *Optisches Pumpen*. URL: http://129.217.224.2/HOMEPAGE/Anleitung_FPBSc.html (besucht am 13.04.2016).

¹Die horizontale Komponente beträgt in Deutschland etwa 20 μT und die vertikale etwa 44 μT . [2]