

# **Versuch 21**

## **Optisches Pumpen**

Jonah Nitschke  
lejonah@web.de

Sebastian Pape  
sepa@gmx.de

Durchführung: 13.12.2017  
Abgabe: 17. Dezember 2017

# 1 Theorie

In dem folgenden Versuch soll mithilfe eines präzisen Verfahrens die Zeeman-Aufspaltung von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  untersucht werden. Dafür wird das Verfahren des optischen Pumpens verwendet. Die Elektronenhülle eines isolierten Atoms besitzt diskrete Energieniveaus, wobei nach dem die Niveaus der innersten Schalen vollständig mit Elektronen besetzt sind (gemäß dem Pauli-Ausschlussprinzips). Für die äußeren Schalen ist bekannt, dass die Niveaus mit einer höheren Energie schwächer besetzt sind, wobei die zwei Niveaus mit Energien  $W_1$  und  $W_2$  ( $W_1 < W_2$ ) und Besetzungszahlen  $N_1$  und  $N_2$  gemäß der folgenden Relation miteinander verknüpft sind.

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\exp(-W_2/kt)}{\exp(-W_1/kt)} \quad (1)$$

Durch das Verfahren des optischen Pumpens kann nun eine Inversion erzeugt werden, bei der  $N_1 < N_2$  gilt. Durch hinterher induzierte Strahlungsübergänge kann die Energie der emittierten Quanten präzise ausgemessen werden. In dem folgenden Versuch sollen somit durch Untersuchung der Zeeman-Aufspaltung verschiedene Größen der Rubidium-Isotope bestimmt werden.

## 1.1 Magnetische Momente

Sowohl der Bahndrehimpuls  $\vec{L}$  als auch der Spin  $\vec{S}$  besitzen beide ein magnetisches Moment, welches Abhängig vom Betrag der Größe sowie der g-Faktor und dem Bohrschen Magneton ist. Da die beiden Größen zu einem Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  kann dementsprechend auch ein magnetisches Moment  $\vec{\mu}_J$  definiert werden.

$$|\vec{\mu}_L| = \mu_B \sqrt{L(L+1)} \quad (2)$$

$$|\vec{\mu}_S| = g_S \mu_B \sqrt{S(S+1)} \quad (3)$$

$$\Rightarrow \vec{\mu}_J = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S \quad (4)$$

$$|\vec{\mu}_J| = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (5)$$

$\vec{\mu}_J$  führt dabei eine Präzessionsbewegung um die  $\vec{J}$ -Richtung aus, wodurch der senkrechte Anteil im zeitlichen Mittel verschwindet und als magnetisches Moment nur der parallele Anteil eine Rolle spielt. Durch vektorielle Betrachtung von  $\vec{L}$ ,  $\vec{S}$  und  $\vec{J}$  lässt sich nun auch eine Formel für  $g_J$  bestimmen:

$$g_J \approx \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (6)$$

Unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes ändern sich aufgrund der Wechselwirkung mit dem magnetischen Moment die Energieniveaus. Da  $\vec{m}_J$  ebenfalls eine Präzessionsbewegung um  $\vec{B}$  ausführt, hat nur die zu  $\vec{B}$  parallele Komponente einen Einfluss auf die Energieniveaus. Aufgrund der Richtungsquantelung können die Energieniveaus nur ganzzahlige Vielfache von  $g_J \mu_B B$  annehmen, verknüpft durch die Orientierungsquantenzahl  $M_J$ .

$$U_{\text{mag}} = M_J g_J \mu_B B, \quad M_J \in [-J, \dots, J] \quad (7)$$

Die Energieniveaus spalten somit in  $2J + 1$  Unterniveaus auf.

## 1.2 Einfluss des Kernspins

Beide Rubidium-Isotope besitzen einen Kernspin ungleich Null, weshalb eine weitere Aufspaltung beachtet werden muss, die Hyperfeinstruktur. Sie entsteht durch die Kopplung von Gesamtdrehimpuls und Kernspin:

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I} \quad (8)$$

Die Quantenzahl  $F$  läuft somit von  $I + J$  bis  $|I - J|$  und spaltet in  $2J + 1$  oder  $2I + 1$ , je nachdem ob  $J < I$  oder  $J > I$  ist. Wird hier nun zusätzliches ein nicht zu hohes, äußeres Magnetfeld angelegt, dann spalten alle Hyperfeinstrukturniveaus erneut in  $2F + 1$  Unterniveaus auf, charakterisiert durch die Quantenzahl  $M_F$  (siehe Abbildung 1). Die einzelnen Zeeman-Niveaus sind äquidistant mit folgender Energiedifferenz:

$$U_{\text{HF}} = g_F \mu_B B \quad (9)$$

Durch eine ähnliche Vektoren Betrachtung wie in kapitel 1.1 lässt sich nun unter Betrachtung von  $|\mu_F| = \sqrt{F(F + 1)} g_F \mu_B$  der entsprechende Landé-Faktor bestimmen:

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

## 1.3 Optisches Pumpen

Wie in der Einleitung beschrieben, muss für die Vermessung der Zeeman-Niveaus erst eine Inversion der Niveaus erzeugt werden. Im folgenden wird zur Erklärung des Prinzips die vereinfachende Annahme getroffen, dass das zu betrachtende Alkali-Atom keinen Kern mit Drehimpuls besitzt. Betrachtet man den Grundzustand  $^2S_{1/2}$  sowie die beiden ersten angeregten Zustände  $^2P_{1/2}$  und  $^2P_{-1/2}$ , so ergibt sich das D1-D2-Dublett (siehe Abbildung 2).

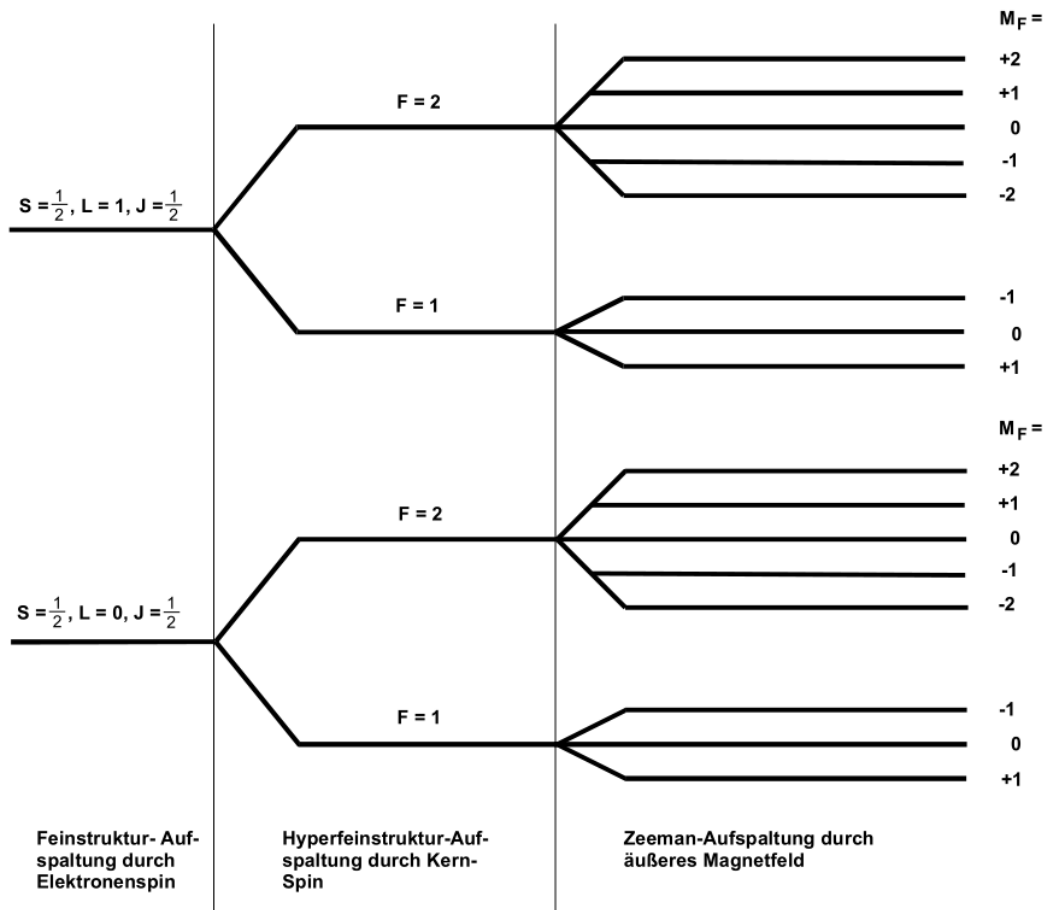


Abbildung 1: Hyperfeinstruktur und Zeeman-Aufspaltung bei einem Alkali-Atom mit Kernspin  $I = \frac{3}{2}$ . [1]

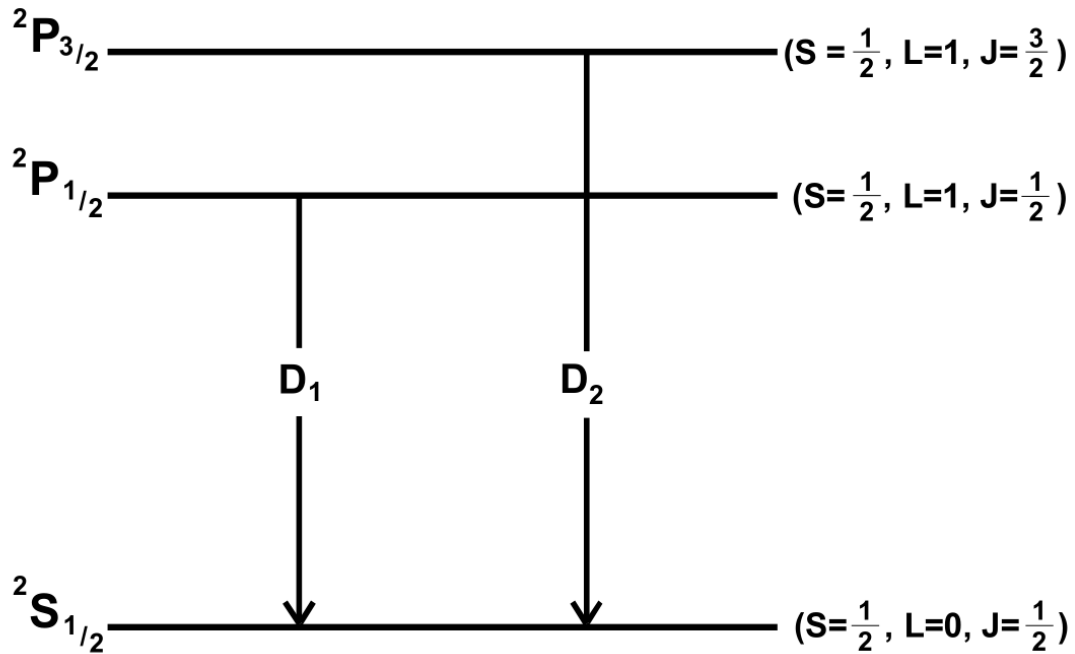


Abbildung 2: Übergänge eines Alkali-Spektrums, bei denen D1- und D2-Licht emittiert werden. [1]

Bei allen Zuständen ist  $J = \frac{1}{2}$ , somit kann  $M_J$  nur die Werte  $+\frac{1}{2}$  oder  $-\frac{1}{2}$  annehmen. Jedes Niveau spaltet somit in zwei Zeeman-Unterniveaus auf (siehe Abbildung 3).

Gemäß der Auswahlregeln für Strahlungsübergänge lassen sich 3 Übergänge unterscheiden, die durch ihre Energie und ihren Polarisationszustand charakterisiert werden (siehe Abbildung 3).

- a)  $\sigma^+, \Delta M_J = +1$ :  
Das Licht ist rechtszirkular polarisiert, somit steht der Spin antiparallel zur Ausbreitungsrichtung.
- b)  $\sigma^-, \Delta M_J = -1$ :  
Das Licht ist linkszirkular polarisiert, somit steht der Spin parallel zur Ausbreitungsrichtung.
- c)  $\pi, \Delta M_J = 0$ :  
Das Licht ist linear polarisiert, parallel zu dem angelegten  $\vec{B}$ -Feld.

Aufgrund des Dipolcharakters erscheinen die  $\sigma$ -Übergänge in allen zu  $\vec{B}$  senkrechten Richtungen linear polarisiert.

Befindet sich in der Dampfkammer nun ein Gas aus den vorher angesprochenen Alkali-Atome, so kann mithilfe des optischen Pumpens eine Inversion der  $M_J$  Niveaus des  $^2S_{1/2}$

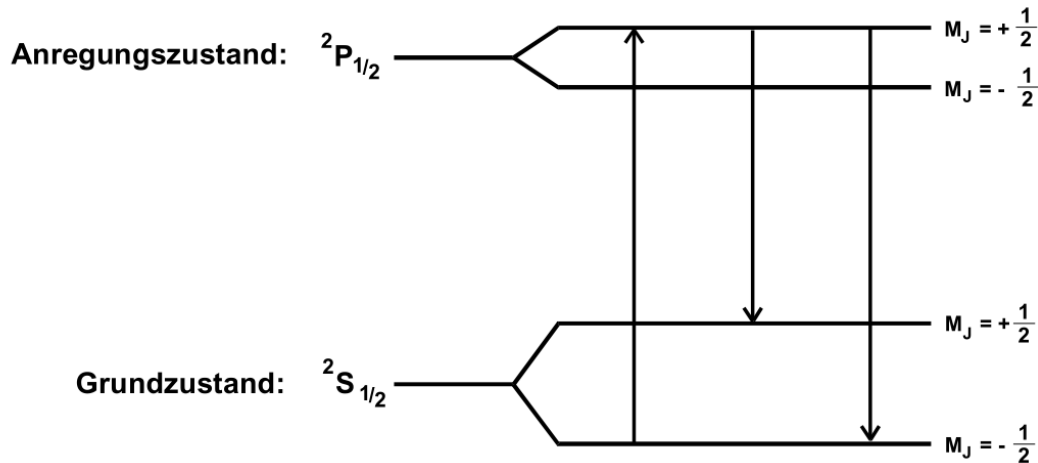


Abbildung 3: Zeeman-Aufspaltung bei einem Alkali-Atom ohne Kernspin, sowie die verschiedenen Übergänge. [1]

Zustandes erzeugt werden. Das  $M_J = +\frac{1}{2}$  Niveau ist anfangs schwächer besetzt als das  $M_J = -\frac{1}{2}$  Niveau. Durch Einstrahlen von D1-Licht werden nun  $\Delta M_J = +1$  Übergänge angeregt. Somit ist lediglich der Übergang von  $^2S_{1/2}, M_J = -\frac{1}{2}$  zu  $^2P_{1/2}, M_J = +\frac{1}{2}$  möglich. Durch spontane Emission geht der angeregte Zustand nach ca.  $10^{-8}$  s wieder in den Grundzustand über, wobei allerdings beide Niveaus des Grundzustandes bevölkert werden. Aufgrund der Auswahlregel kann jedoch kein Übergang von  $^2S_{1/2}, M_J = +\frac{1}{2}$  zu  $^2P_{1/2}, M_J = +\frac{1}{2}$  stattfinden, wodurch sich dieses Niveau anreichert, während das  $M_J = -\frac{1}{2}$  Niveau langsam entleert wird. Somit lässt sich zumindest in der Theorie eine komplette Inversion der beiden Zustände erzeugen. In der Realität ist es jedoch so, dass durch Zusammenstöße der Gasatome untereinander die Elektronenspins umklappen können, so dass ein Übergang im Grundzustand vom  $M_J = +\frac{1}{2}$  Niveau zum  $M_J = -\frac{1}{2}$  entsteht. Dies lässt sich durch ein zusätzliches Puffergas in der Dampfkammer verhindern, wobei meistens ein Edelgas gewählt wird.

Der Vorgang kann durch Beobachten der Intensität des am Ende der Dampfkammer austretenden D1-Lichtes überprüft werden. Dafür wird ein Lichtdetektor hinter der Zelle montiert (siehe Kapitel 2.1, Abbildung 7). Durch die Entleerung des  $M_J = -\frac{1}{2}$  Niveaus wird mit der Zeit immer weniger Licht von dem Gas absorbiert, weswegen die Transparenz der Kammer immer weiter zunimmt und sich asymptotisch der vollkommenen Transparenz annähert (siehe Abbildung 4)

## 1.4 Präzisionsmessung der Zeeman-Aufspaltung

Im Allgemeinen kann bei dem Rückgang eines angeregten Atoms in den Grundzustand zwischen zwei verschiedenen Prozessen unterschieden werden (siehe Abbildung 5 a) + b) ). Bei der spontanen Emission emittiert ein angeregtes Atom ohne äußere Einflüsse

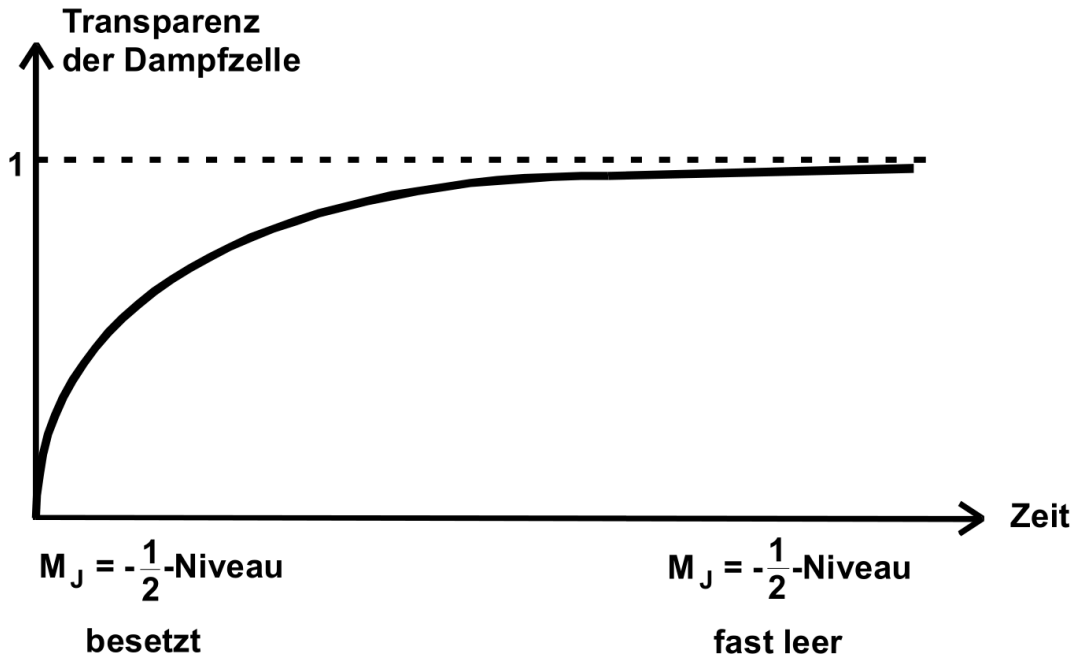


Abbildung 4: Transparenz der Dampfzelle im Verlauf des optischen Pumpens bei rechtszirkular-polarisiertem Licht. [1]

ein Photon und geht so in den Grundzustand über. Bei der induzierten Emission wird von außen ein Lichtquant eingestrahlt, welches als Energie genau die Energiedifferenz der beiden Niveaus besitzen muss. Dadurch treten hinterher zwei Photonen aus, die genau die selbe Energie, Ausbreitungsrichtung und Polarisation besitzen.

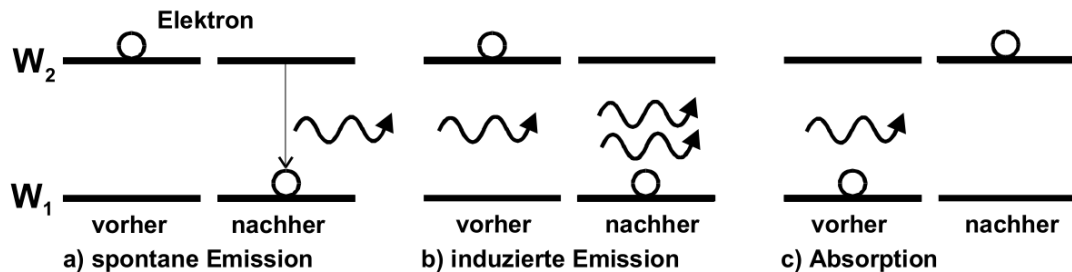


Abbildung 5: Verschiedene Übergangsmöglichkeiten zwischen zwei verschiedenen Energie-Niveaus. [1]

Beide Prozesse laufen nebeneinander ab, wobei der dominierende Prozess von der Energie des emittierten Photons abhängt bzw. von der Frequenz, wie im folgenden nun hergeleitet wird.

$$h\nu = W_2 - W_1 \quad (11)$$

Im folgenden wird ein Gas mit  $N_1$  Atomen im Zustand  $W_1$  und  $N_2$  Atomen im energetisch höheren Zustand  $W_2$  betrachtet, welches sich bei der Temperatur  $T$  im thermischen Gleichgewicht befindet, betrachtet. Die Anzahl der spontanen Emissionen pro Zeiteinheit lässt sich dann wie folgt berechnen, wobei  $A_{21}$  die Übergangswahrscheinlichkeit von Niveau  $W_2$  in  $W_1$  darstellt:

$$n_{\text{spn}} = N_2 A_{21}. \quad (12)$$

Die Anzahl induzierter Emissionen pro Zeiteinheit ist mit  $N_2$  über den Einstein-Koeffizienten  $B_{21}$  sowie der Quantendichte  $u(\nu)$  verbunden:

$$n_{\text{ind}} = N_2 B_{21} u(\nu). \quad (13)$$

Durch eine ähnliche Relation lässt sich auch die Anzahl absorbierter Quanten pro Zeiteinheit bestimmen:

$$n_{\text{abs}} = N_1 B_{12} u(\nu). \quad (14)$$

Da im thermischen Gleichgewicht die mittlere Besetzungszahl aller Zustände gleich bleiben muss, muss die Anzahl emittierter Quanten in Summation gleich der Anzahl absorbierter Quanten sein. Unter der Annahme, dass beide Niveaus nicht entartet sind ( $g_1 = g_2$ ), gilt  $B_{12} = B_{21}$ . Somit lässt sich nun  $A_{21}$  bestimmen, so dass sich folgende Abhängigkeit ergibt:

$$A_{21} = \frac{8\pi h}{c^3} B_{12} \nu^3. \quad (15)$$

$B_{21}$  kann aufgrund seiner ausschließlichen Abhängigkeit von der Gestalt der Wellenfunktionen als konstant betrachtet werden. Somit wird in Formel (15) aufgrund der  $\nu^3$  Abhängigkeit deutlich, dass spontane Emission nur bei hohen Frequenzen der dominierende Prozess ist. Um dies deutlich zu machen, kann die Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission bei Rubidium betrachtet werden. Für das Verhältniss der Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen angeregtem Zustand und Grundzustand ( $\nu \approx 380$  THz) sowie dem Übergang zwischen zwei Zeeman-Niveaus ( $\nu \approx 1$  MHz) ergibt sich  $A_{21}(380 \text{ THz})/A_{21}(1 \text{ MHz}) = 5.4 \cdot 10^{25}$ . Somit ist die induzierte Emission im Bereich der Zeeman-Aufspaltung der dominierende Prozess.

Mit den obigen Überlegungen lassen sich nun die Abstände zwischen den Zeeman-Niveaus unter Verwendung der induzierten Emission präzise vermessen. Liegt zu Beginn noch kein Magnetfeld an, so ist das optische Pumpen nicht möglich und die Transparenz der Dampfkammer sollte ungefähr bei 0 liegen. Im Allgemeinen ist diese jedoch aufgrund des Magnetfeldes der Erde nicht der Fall, wodurch sich dieses Anhand der Abweichung



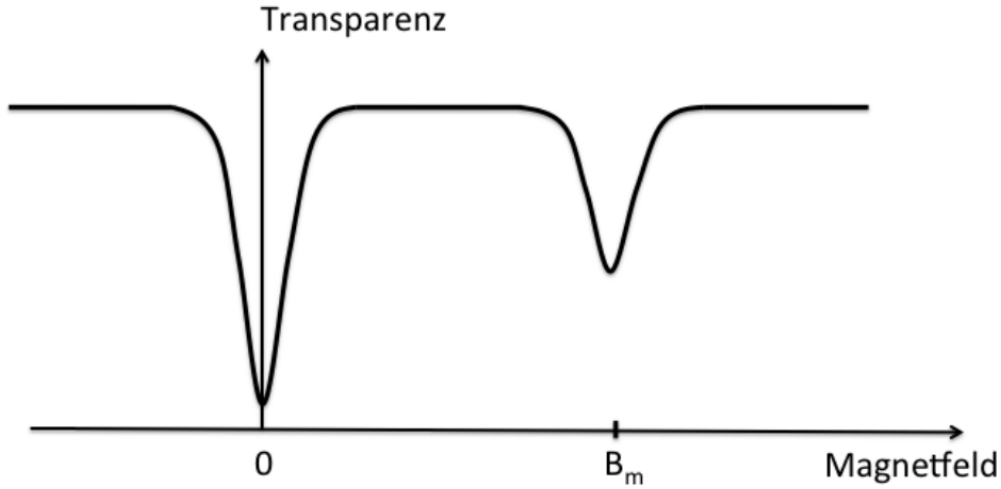


Abbildung 6: Transparenz der Dampfzelle in Abhängigkeit von der angelegten Feldstärke.  
[1]

bestimmen lässt (siehe Abbildung 6). Dafür kann durch Kompensations mittels eines vertikalen Ausgleichsfeldes die Linienbreite minimiert werden.

Außerhalb der Dampfzelle wird ein frequenzvariables Hochfrequenzfeld (weiter RF) angelegt, womit später die induzierte Emission hervorgerufen wird. Aufgrund der durch 16 gegebenen Relation kann der Wert des anderen horizontalen Magnetfeldes bestimmt werden, bei dem durch das angelegte Rf mit der festen Frequenz  $\nu$  induzierte Emission auftritt:

$$h\nu = g_J \mu_B B_m \Delta M_J \quad (16)$$

$$B_m = \frac{4\pi m_0}{e_0 g_J} \nu. \quad (17)$$

Durch die auftretende Emission wird das  $^2P_{1/2}, M_J = +\frac{1}{2}$  wieder entleert und das D1-Licht kann wieder absorbiert werden. Die Transparenz der Dampfzelle nimmt also im Resonanzfall wieder ab und die Magnetfeldstärke  $B_m$  kann am Generator abgelesen werden (siehe Abbildung 6).

Die Hochfrequenz-Spektroskopie ermöglicht dabei diesen Versuch erst, da mit rein optischen Methoden aufgrund der Begrenzung des Auflösungsvermögens die Zeeman-Aufspaltung nicht anhand der Energieänderung der emittierten Lichtquanten messbar ist.

Verallgemeinert man das angesprochene Verfahren auf ein Atom mit Kernspin  $I > 0$ , so treten grundsätzlich keine neuen Phänomene auf. Lediglich die Aufspaltung wird aufgrund der in Kapitel 1.2 angesprochenen Kopplung verstärkt. Anhand von Abbildung 1 wird zum Beispiel deutlich, dass durch optisches Pumpen keine Emission von  $F=2, M_F=+2$  im Grundzustand in einen angeregten Zustand möglich ist, da kein Niveau mit  $M_F=+3$  vorhanden ist. Die Besetzungszahl dieses Niveaus würde also durch optisches Pumpen zunehmen. Also kann auch in diesem Fall durch zirkular-polarisiertes eine Inversion erzeugt werden. Ebenso lässt sich mittels der RF-Quanten wieder induzierte Emission erzeugen um den Zeeman-Übergang anschließend zu vermessen.

## 1.5 Quadratischer Zeeman-Effekt

Bei einer Erhöhung der Flussdichte des Magnetfeldes müssen bei Berechnung der Energiedifferenz zwischen zwei Zeeman-Niveaus noch Terme höherer Ordnung betrachtet werden. Durch Lösen der Schrödinger-Gleichung des vorhandenen Systems ergibt sich für die Energie  $U_{\text{HF}}$  noch ein zusätzlicher Term, welcher proportional zu  $B^2$  ist:

$$U_{\text{HF}} \approx g_F \mu_B B + g_F^2 \mu_B^2 B^2 \frac{(1 - 2M_F)}{\Delta E_{\text{Hy}}}. \quad (18)$$

$\Delta E_{\text{Hy}}$  ist hierbei die Hyperfeinstrukturaufspaltung zwischen zwei verschiedenen Niveaus. Somit ist die Zeeman-Energie hier auch von der Quantenzahl  $M_F$  abhängig, weswegen die vorliegenden Übergänge unterschiedliche Energien besitzen (quadratischer Zeeman-Effekt).

## 2 Aufbau und Durchführung

### 2.1 Aufbau

In Abbildung 7 ist die verwendete Apparatur dargestellt. Als Lichtquelle wird hier ein mit Rubidium-Gas befüllte Spektrallampe verwendet. Das erzeugte Licht wird mithilfe einer Sammellinse kollimiert, sodass anschließend mithilfe eines Filters das D1-Licht heraussepariert wird. Durch einen Linearpolarisator sowie ein  $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen wird das Licht dann zirkular-polarisiert. Die Dampfzelle wird durch einen Ofen geheizt, damit ein optimaler Rb-Dampfdruck herrscht. Mittels einer weiteren Linse hinter der Dampfkammer wird das austretende Licht auf ein SI-Photoelement fokussiert, welches mit einem Oszilloskop ausgewertet wird. Sichtbar werden die Schwankungen der Intensität durch eine Y-Auslenkung des Elektronenstrahles.

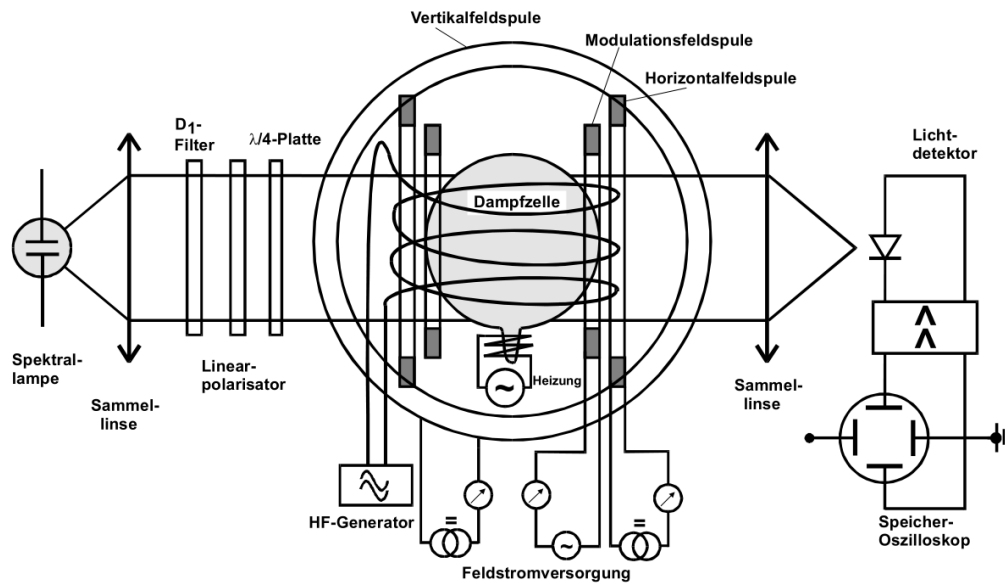


Abbildung 7: Aufbau der verwendeten Apparatur. [1]

Wie schon in Kapitel 1.4 beschrieben, werden bei dem Aufbau drei Helmholtz-Spulenpaare verwendet. Zwei der Spulen sind Horizontal ausgerichtet und eine Vertikal. Die Horizontalfeld-Spule besitzt  $N = 154$  Windungen und hat einen Radius von  $R = 15.79$  cm. Die Sweep-Spule (ebenfalls horizontal) besitzt einen Radius von  $R = 16.39$  cm sowie  $N = 11$  Windungen je Spule. Die Vertikalfeld-Spule besitzt  $N = 20$  Windungen sowie einen Radius von  $R = 11.735$  cm.

Alle drei Spulen können separat über ein Kontrollgerät gesteuert werden, an dem auch die für das Sweep-Feld nötigen Werte (Startwert, Range und Dauer) eingestellt werden können. Sweep- und Vertikalfeld-Spule besitzen einen maximalen Spulenstrom von  $I = 1$  A, welcher in 0.1 A Schritten variiert werden kann. Die Horizontalfeldspule hat einen maximalen Spulenstrom von  $I = 3$  A, welcher in 0.3 A Schritten variiert werden kann.

Die Messapparatur wird so ausgerichtet, dass der Verlauf des Strahles parallel zur Nord-Süd-Richtung ist. So muss lediglich die parallele Komponente des Erdmagnetfeldes betrachtet werden, welche in der Auswertung leichter zu Berücksichtigen ist.

Um nun die Resonanzstelle zu bestimmen wird bei fester Frequenz am RF die über einen Sweep das Sweep-Feld variiert und dabei die Transparenz der Dampfzelle mithilfe des Oszilloskopes beobachtet. Da die Reichweite des Sweep-Feldes jedoch nicht komplett ausreicht, wird bei Frequenzen ab ca. 300 Hz ein zusätzliches Horizontalfeld (Modulationsfeld) hinzugeschaltet. Das an der Photozelle eintreffende Licht wird dann am Oszilloskop per XY-Betrieb in Abhängigkeit der Sweep-Feldstärke dargestellt, um die Resonanzstellen sichtbar zu machen.

## **2.2 Durchführung**

Zu Beginn des Versuches wird die Apparatur erst einmal justiert.

## Literatur

- [1] TU-Dortmund. *V21:Optisches Pumpen*. 17. Dez. 2017. URL: [http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V21n\\_TeachSpin\\_new.pdf](http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V21n_TeachSpin_new.pdf).