

VERSUCH 21

Optisches Pumpen

Theodor Zies
theodor.zies@tu-dortmund.de

Bastian Schuchardt
bastian.schuchardt@tu-dortmund.de

Durchführung: 03.05.2023 Abgabe: 05.05.2023

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Quantenzahlen des Atoms	3
2.2 Spin-Bahn-Kopplung	4
2.3 Hyperfeinstruktur	4
2.4 Zeeman-Effekt	4
2.5 Optisches Pumpen	4
3 Aufbau	6
4 Durchführung	6
5 Auswertung	7
5.1 Bestimmung der g-Faktoren und der Kernspins	8
5.2 Isotopenverhältnis	9
6 Diskussion	9
7 Anhang	10
Literatur	11

1 Zielsetzung

Es sollen die Kernspins und Landé-Faktoren der Rubidium Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb durch Ausmessen der Zeemann-Aufspaltung durch ein äußeres Magnetfeld bestimmt werden.

2 Theorie

In Abbildung 1 ist eine schematische Darstellung der Elektronenkonfiguration von Rubidium zu sehen. Diese soll in den folgenden Abschnitten erklärt werden, um das Optische Pumpen theoretisch herzuleiten.

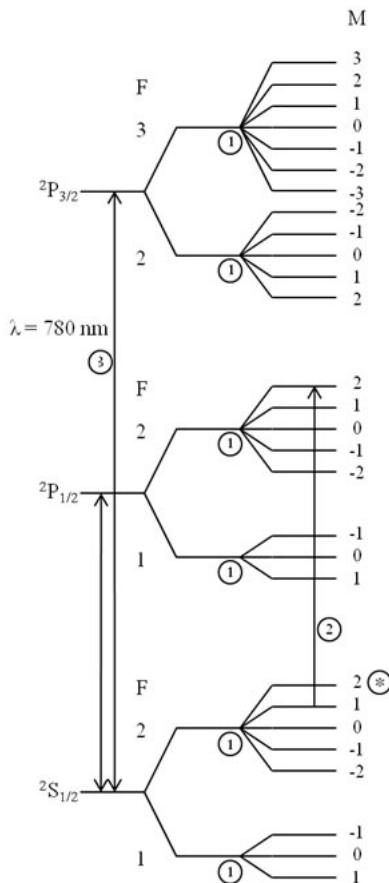


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Elektronenkonfiguration von Rubidium.[2]

2.1 Quantenzahlen des Atoms

Die Energieniveaus eines Atoms lassen sich durch die Hauptquantenzahl n , der Bahndrehimpulsquantenzahl l mit $0 \leq l < n$ und der magnetischen Quantenzahl m mit $-l \leq m \leq l$

beschreiben. Rubidium ist ein Alkalimetall und hat nur ein Valenzelektron, so dass es sich gut durch ein Atom mit einem Elektron annähern lässt.

2.2 Spin-Bahn-Kopplung

Da der Kern im Ruhesystem des Elektrons ein Magnetfeld erzeugt und das Elektron einen Spin hat, spalten sich die Energieniveaus weiter auf. Dies wird auch Feinstruktur genannt. Die Aufspaltung folgt dem Gesamtdrehimpuls J der sich aus dem Spin und dem Bahndrehimpuls durch $J = L + S$ zusammensetzt. Der Bahndrehimpuls geht von $|L - S|$ bis $|L + S|$ definiert. Dadurch dass nur ein Valenzelektron vorhanden ist ergibt sich für beide Isotope $J = S = \frac{1}{2}$.

2.3 Hyperfeinstruktur

Weiterhin gibt es noch eine wesentlich geringere Aufspaltung durch die magnetischen Momente der Kerne. Die Aufspaltung lässt sich durch die Quantenzahl F beschreiben, die von $|J - I|$ bis $|J + I|$ läuft. Dabei ist I der Kernspin. Das Isotop ^{85}Rb hat einen Kernspin von $I = \frac{5}{2}$ und das Isotop ^{87}Rb einen Kernspin von $I = \frac{3}{2}$. Mögliche Quantenzahlen sind folglich $F = 2$ und $F = 3$ für ^{85}Rb oder $F = 1$ und $F = 2$ für ^{87}Rb .

2.4 Zeeman-Effekt

Eine weitere Aufspaltung lässt sich durch Einschalten eines externen Magnetfels erreichen. Diese Aufspaltung der Energieniveaus wird durch die Quantenzahl M_F beschrieben, die durch $-F \leq M_F \leq F$ definiert ist. Dabei entstehen $2F + 1$ neue Zeeman-Niveaus mit einer Energiedifferenz von

$$E = g_F \mu_B B. \quad (1)$$

Der entsprechende Landé-Faktor bestimmt sich durch

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

mit

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

2.5 Optisches Pumpen

Im Gegensatz zu den inneren Elektronenschalen, die nach dem Pauli-Prinzips besetzt sind, sind die äußeren Elektronen, unter der Bedingung dass sie das Atom sich im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung befindet, nach der Boltzmann-Verteilung besetzt. Das Verhältnis der Besetzungszahlen N_i zweier Zustände ergibt sich durch

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\exp(-W_2/k_B T)}{\exp(-W_1/k_B T)}. \quad (4)$$

Dabei ist T die Temperatur, g_i die statistischen Gewichte und W_i die Energien des i-ten Zustands. Beim optischen Pumpen wird versucht eine Abweichung der Besetzungszahlen zu erzeugen. Wird ausreichend gepumpt ist eine Inversion der Besetzungszahlen möglich. In diesem Versuch wird zirkular polarisierte D_1 -Licht auf das Rubidium eingestrahlt, so dass Elektronen aus dem Grundzustand $^2S_{1/2}$ in den ersten angeregten Zustand $^2P_{1/2}$ gehoben werden. Die Auswahlregel erlaubt nur $\Delta M = \pm 1$ für rechts-/linkspolarisiertes Licht. Die entsprechenden Übergänge heißen σ^+ und σ^- . Fällt linear polarisiertes Licht ein wird von π -Übergängen mit $\Delta M = 0$ gesprochen. Im Versuch wird rechtszirkular polarisiertes Licht verwendet. Nach Anregung in einen höheren Zustand fallen die Elektronen in einen der Grundzustände zurück, so dass auf Dauer alle Elektronen in einen Zustand gepumpt werden, der nicht weiter angeregt werden kann. Die Emission läuft dabei spontan oder induziert ab. Bei induzierte Emission wird ein Photon mit der Energie der Energielücke benötigt. Das angeregte Elektron fällt danach in einen der Grundzustände zurück und emittiert dabei ein identisch zum für die induzierte Emission benötigtes Photon ab. Die Wahrscheinlichkeit der spontanen Emission hängt von f^3 ab. Aufgrund der Größenordnungen ist dieser Prozess für den Versuch also irrelevant. So bald eine Besetzungsinversion erreicht ist, lässt sie sich durch ein hochfrequentes RF-Feld wieder aufheben. Die Besetzungsinversion zerfällt, wenn das RF-Feld genau die Resonanzfrequenz der Zeemanübergänge

$$f = \frac{g_F \mu_B B}{h} \quad (5)$$

hat. Die Veränderung des RF-Felds wirkt sich auch auf die Transparenz des Gases und damit auf die Intensität aus. Ist die Resonanz erreicht, ist das Gas vollständig transparent und ein Dip ist in der Kurve erkennbar. Eine entsprechende Darstellung des Zusammenhangs ist in Abbildung 2 zu finden.

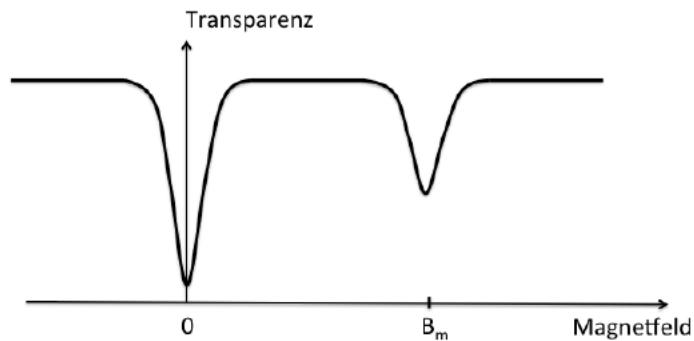


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Änderung der Transparenz des Rubidumgases bei sich verändernden RF-Feld. [3]

3 Aufbau

Der verwendete Aufbau ist in Abbildung 3 dargestellt. Er besteht aus einer Rubidium-dampflampe, um Photonen mit der Energie der D_1 -Linie zu emittieren. Das Licht wird anschließen durch eine Linse gebündelt, mit Hilfe Interferenzfilters auf die D_1 -Komponente reduziert und durch ein $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert. Danach durchquert es eine mit Rubidiumdampf gefüllte Zelle, um durch eine weiter Linse fokussiert zu werden und an einer Photodiode detektiert zu werden. Die Rubidium Zelle wird auf 50 °C geheizt, um Dampf zu erzeugen. Die Zelle wird von drei Helmholtzspulenpaaren umgeben. Ein

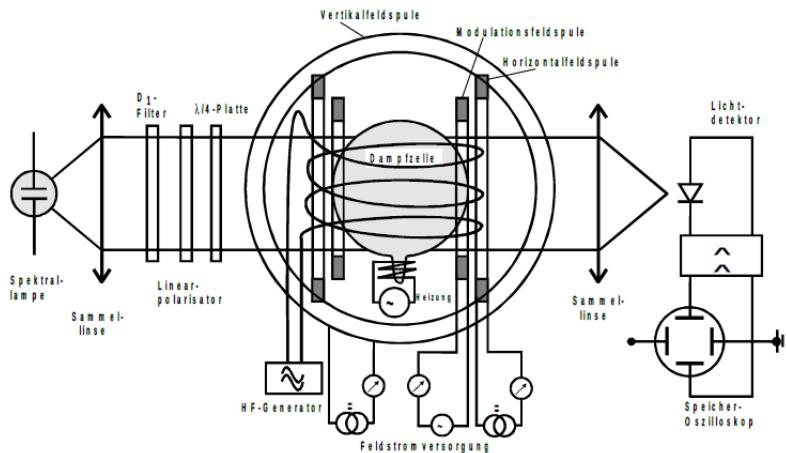


Abbildung 3: Schematische Darstellung des verwendeten Versuchsaufbaus. [3]

Vertikales, das dazu verwendet wird das Erdmagnetfeld auszugleichen. Die anderen beiden werden in der Horizontalen verwendet, um das RF-Feld zu erzeugen. Die Ausgabe der Photodiode kann an einem Oszilloskop abgelesen werden, das es im Sweep-Modus erlaubt verschiedene Feldstärken zu überstreichen, um eine möglichst genaue Messung zu bekommen. Der Aufbau wird nach der entsprechenden Justierung abgedeckt, um Umwelteinflüsse möglichst gering zu halten.

4 Durchführung

Zu Beginn wird der Versuchsaufbau justiert und der Tisch in Richtung des Erdmagnetfelds ausgerichtet. Auf dem Oszilloskop ist nach Einschalten der Apparatur ein breiter Peak zu sehen, der sich auf das Abfallen der Transparenz bei fehlendem Magnetfeld zurück führen lässt. Durch Einstellen des Vertikalfeldes wird nun das Erdmagnetfeld kompensiert und dadurch der Peak schmäler gemacht. Danach werden die beiden Rubidiumisotope auf ihre Resonanzstellen untersucht. Dazu wird die RF-Spule eingeschaltet und Messwerte im Bereich von 100 kHz bis 1 MHz in 100 kHz-Schritten aufgenommen. Für die höheren Frequenzen wird zusätzlich noch ein anderes horizontales Feld angelegt. Außerdem wird noch ein Bild eines typischen Kurvenverlaufs am Oszilloskops fotografiert.

5 Auswertung

Zu Beginn der Messung wird die RF-Spule mit einer Frequenz von $f_{\text{HF}} = 100 \text{ kHz}$ betrieben. In Abbildung 4 ist der Verlauf der Lichtintensität in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke der Sweepspule zu sehen.

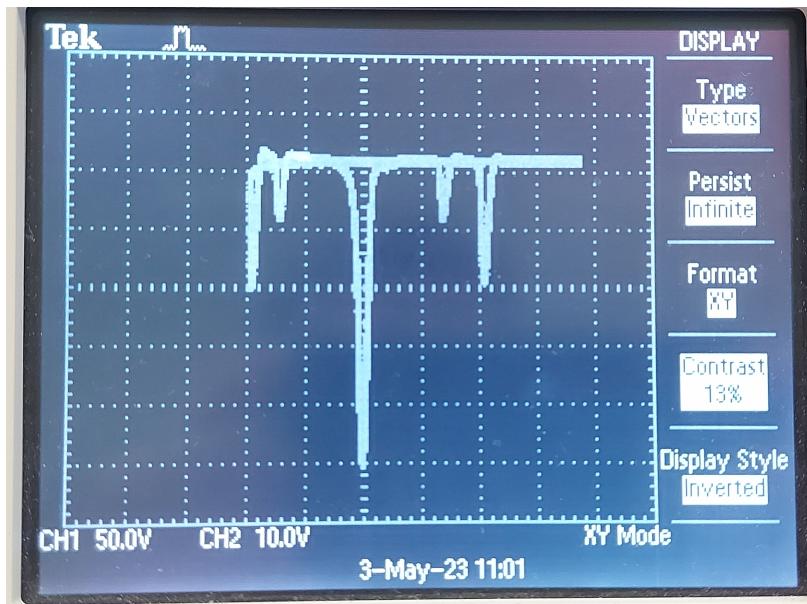


Abbildung 4: Oszilloskopbild bei $f_{\text{HF}} = 100 \text{ kHz}$.

Auffällig sind hier die negativen Peaks der Lichtintensität, einmal bei $B = 0$ und bei den beiden charakteristischen Feldstärken der Rubidium Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb . Der Peak bei $B = 0$ dient nur zu Kalibrierung und ist bei der weiteren Auswertung nicht von Interesse.

Das horizontale Magnetfeld setzt sich aus dem Feld der Sweepspule und dem Feld der anderen horizontalen Spule zusammen. Die Felder der Spulen lassen sich direkt aus dem Strom berechnen, gemäß der Helmholtz-Gleichung:

$$B = \mu_0 \frac{8NI}{\sqrt{125}R} \quad (6)$$

Das Gesamtfeld ergibt sich aus der Summe der beiden Felder.

$$B_{\text{ges}} = B_{\text{sweep}} + B_{\text{hor}}$$

Das Sweepfeld dient zur Variation des Magnetfeldes innerhalb eines festgelegten Bereichs, um die erwähnten Peaks auflösen zu können. Das horizontale Feld erlaubt eine konstante Verschiebung dieses Bereiches, um die wandernden Peaks bei Erhöhung der HF-Frequenz f_{HF} im Oszilloskop verfolgen zu können. Die Stromstärke der Sweepspule kann über die

angelegte Spannung über einen Faktor von 0.1 ermittelt werden, während die Stromstärke der horizontalen Spule direkt gemessen wird. Die Messwerte sind im Anhang in Abbildung 6 zu sehen.

5.1 Bestimmung der g-Faktoren und der Kernspins

Die HF-Frequenz f_{HF} wird ausgehend von 100 kHz in 100 kHz Schritten erhöht, bis eine Frequenz von 1 MHz erreicht ist. Für jede Frequenz werden die Stromstärken der Spulen an den beiden Peaks am Oszilloskop abgelesen und anschließend wird dann mithilfe von (6) die den Peaks zugehörige Magnetfeldstärke berechnet. Die Wertepaare für beide Isotope sind in Abbildung 5 geplottet.

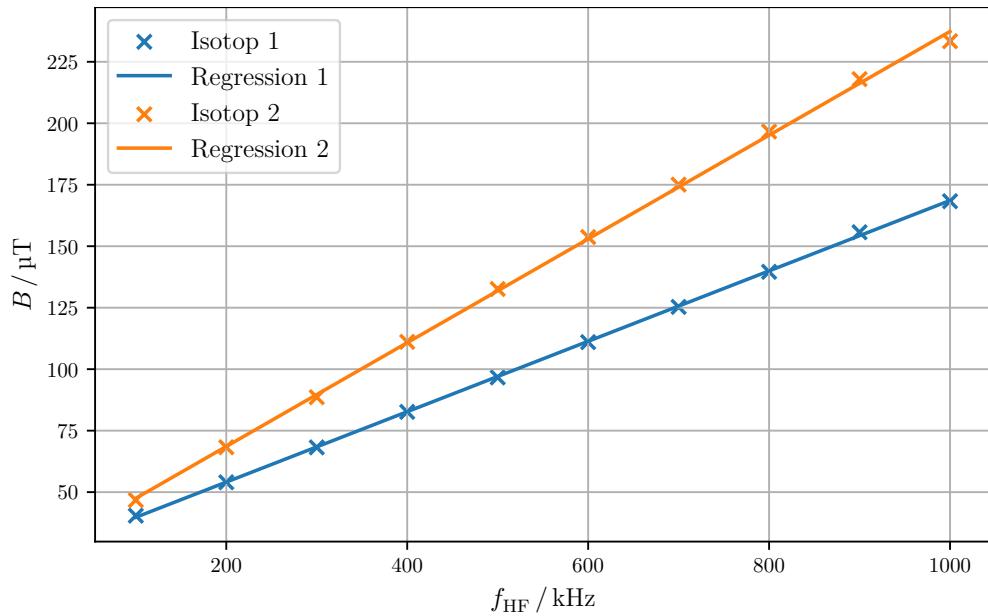


Abbildung 5: Magnetfeldstärke B an den Resonanzen in Abhängigkeit der RF-Frequenz f_{HF} , zusammen mit den zugehörigen Regressionsgraden.

Gemäß (5) lässt sich ein linearer Zusammenhang zwischen RF-Frequenz f_{HF} und Magnetfeld B herstellen:

$$B = \frac{h}{g_F \mu_B} f$$

Ein linearer Fit der Form $B(f) = a * f + b$ wird durchgeführt, er ist in Abbildung 5 eingezeichnet und liefert die Parameter:

$$\begin{aligned} a_1 &= (1,431 \pm 0,007) \cdot 10^{-10} \frac{\text{T}}{\text{Hz}}, & b_1 &= (2,54 \pm 0,04) \cdot 10^{-5} \text{T} \\ a_2 &= (2,109 \pm 0,019) \cdot 10^{-10} \frac{\text{T}}{\text{Hz}}, & b_2 &= (2,64 \pm 0,12) \cdot 10^{-5} \text{T} \end{aligned}$$

Die Parameter b_1 und b_2 beschreiben den horizontalen Versatz der Geraden, der durch die horizontale Komponente des Erdmagnetfeldes verursacht wird. Daher kann aus ihrem Mittelwert die Stärke des Erdmagnetfeldes berechnet werden:

$$B_{\text{Erde}} = (25,9 \pm 0,6) \mu\text{T}$$

Mithilfe der Fitparameter a_1 und a_2 kann nun durch umstellen der jeweilige g-Faktor g_F der Isotope bestimmt werden.

$$\begin{aligned} g_{F_1,\text{exp}} &= (0,4991 \pm 0,0024) \\ g_{F_2,\text{exp}} &= (0,3387 \pm 0,0031) \end{aligned}$$

Die Ergebnisse liegen somit nah an den theoretischen Werten [1] von $g_{F_1} = \frac{1}{2}$ und $g_{F_2} = \frac{1}{3}$. Aus den g-Faktoren kann mithilfe von (2) der jeweilige Kernspin berechnet werden. Für die Berechnung von g_J werden die Quantenzahlen $S = \frac{1}{2}$, $L = 0$ und $J = L+S = \frac{1}{2}$ gemäß [1] verwendet. Umstellen der Gleichung und einsetzen der Werte liefert die Kernspins:

$$\begin{aligned} I_{1,\text{exp}} &= (1,504 \pm 0,010) \\ g_{2,\text{exp}} &= (2,452 \pm 0,027) \end{aligned}$$

Die theoretischen Kernspins der beiden Isotope [1] sind $I = 2.5$ für ^{85}Rb und $I = 1.5$ für ^{87}Rb . Somit handelt es sich beim Isotop 1 (1.Peak) um ^{87}Rb und beim Isotop 2 (2.Peak) um ^{85}Rb .

5.2 Isotopenverhältnis

Um das Verhältnis der beiden Isotope zu bestimmen, werden die Höhen der Absorptionspeaks miteinander verglichen. Dafür wird das Oszilloskopbild aus Abbildung 4 verwendet, die RF-Frequenz f_{HF} beträgt hier also 100 kHz. Die Höhen der Peaks in Pixeln Betragen 1780 für den ersten Peak und 748 für den zweiten. Somit berechnet sich das Verhältnis zu:

$$\frac{^{85}\text{Rb}}{^{87}\text{Rb}} \approx 0,42$$

Dies ist etwas höher als das natürliche Verhältnis von 0.38. Der Grund dafür besteht darin, dass zugunsten einer besseren Messbarkeit das ^{85}Rb angereichert wurde, um einen größeren Peak zu erhalten.

6 Diskussion

Die horizontale Komponente der Erdmagnetfeldes wurde mit $(25,9 \pm 0,6) \mu\text{T}$ gemessen. Dies entspricht in etwa der theoretischen Erwartung, die eine horizontale Feldstärke im Bereich um $20 \mu\text{T}$ vorhersagt. Die Abweichung ist hier höchstwahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass der Tisch nicht vollständig parallel zum Magnetfeld ausgerichtet war,

sowie dass die vertikale Komponente möglicherweise auch nicht vollständig kompensiert wurde.

Die g-Faktoren sowie die Kernspins liegen sehr nah am theoretischen Wert. Für das Isotop ^{87}Rb sind die Messwerte unter Berücksichtigung der Fehlertoleranz sogar mit der Theorie vereinbar. Die Ergebnisse für ^{85}Rb liegen selbst mit Fehlertoleranz leicht außerhalb der Theorie, allerdings nur mit geringer Abweichung von unter 2 %. Da die Unsicherheit beim Ablesen der Positionen der Peaks nicht berücksichtigt wurde, ist es gut denkbar, dass die tatsächlichen Fehler im Endergebniss größer sind und die Messwerte somit doch mit der Theorie übereinstimmen.

Unter Berücksichtigung der Anreicherung des ^{85}Rb Isotops ist auch das zu 0.42 berechnete Isotopenverhältnis als sinnvolles Ergebnis einzustufen.

7 Anhang

f/kHz	U_1/V	U_2/V	$I_H/\mu\text{A}$
100	6,7	7,75	0,0
200	6,9	9,26	14,1
300	4,18	7,56	49,0
400	3,71	8,43	68,7
500	2,18	8,14	95,2
600	2,19	9,27	111,5
700	1,7	9,04	131,2
800	4,08 mit 131,1	6,11 mit 182,2	
900	4,32 mit 147,8	6,07 mit 198,7	
1.000	4,26 mit 162,6	9,78 mit 198,8	

Bild bei 100 kHz

Abbildung 6: Bild der aufgenommenen Messdaten.

Literatur

- [1] *Optical Pumping*. URL: https://www.phas.ubc.ca/~phys409/manuals/Optical_Pumping-CalTech.pdf (besucht am 05.05.2023).
- [2] *Optical Pumping of Rubidium*. URL: http://mfp.physics.umn.edu/s11/Projects/S11_OpticalPumping/theory1.htm (besucht am 03.05.2023).
- [3] *V21-Optisches Pumpen*. TU Dortmund, Fakultät Physik.