



TECHNISCHE UNIVERSITÄT DORTMUND

PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM

## V21 - Optisches Pumpen

DURCHFÜHRUNG AM 30. NOVEMBER 2019

# Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Besetzungszustände der Atomhülle und Landé-Faktor . . . . .	3
2.2	Gesamtdrehimpuls und Landé-Faktor . . . . .	4
2.2.1	Zeeman-Aufspaltung . . . . .	4
2.3	Untersuchung der Energieabstände der Zeeman-Niveaus . . . . .	5
2.4	Quadratischer Zeeman-Effekt . . . . .	5
3	Durchführung	6
4	Auswertung	8
4.1	Einleitung . . . . .	8
4.2	Erdmagnetfeld . . . . .	9
4.3	Bestimmung der Landé-Faktoren und des Kernspins der Rubidium-Isotope	10
4.4	Isotopenverhältnis . . . . .	11
4.5	Quadratischer Zeeman-Effekt . . . . .	12
5	Diskussion	12
6	Anhang	13
	Literatur	14

## 1 Zielsetzung

Im Folgenden sollen mittels des sogenannten Optischen Pumpens die Kernspins und Energieabstände der Zeeman-Niveaus der Rubidium-Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  bestimmt werden. Dazu wird unter anderem die Horizontalkomponente des Erdmagnetfelds betrachtet und kompensiert sowie die Landé-Faktoren bestimmt. Außerdem wird das Verhältnis der Isotope berechnet.

## 2 Theorie

In diesem Versuch werden konkret zwei Isotope des Alkalimetalls Rubidium untersucht. Die Alkalimetalle bieten sich hier besonders an, da diese nur ein Valenzelektron besitzen und somit keine Wechselwirkung der Elektronen auf der äußeren Schale zu berücksichtigen ist. Die hier für die Identifikation der Zustände verwendete Notation ist die sogenannte spektroskopische oder auch Russel-Saunders-Notation  $^{2S+1}L_J$ , wobei  $L$  den Bahndrehimpuls,  $S$  den Spin und  $J$  den Gesamtdrehimpuls durch Spin-Bahn-Kopplung beschreibt.

### 2.1 Besetzungszustände der Atomhülle und Landé-Faktor

Der Grundzustand der beiden Rubidium-Isotope ist  $^2\text{S}_{1/2}$  und  $^2\text{P}_{1/2}$  sowie  $^2\text{P}_{3/2}$  sind die ersten angeregten Zustände. Die Besetzung der beiden Zustände ist Boltzmann-verteilt und befindet sich ohne weitere äußere Einflüsse im Gleichgewicht. Zu berücksichtigen sind dabei jeweils die magnetischen Momente. Diese ergeben sich aus

$$\boldsymbol{\mu}_J = -g_J \mu_B \mathbf{J} \quad \Leftrightarrow |\boldsymbol{\mu}_J| = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (1)$$

$$\boldsymbol{\mu}_S = -g_S \mu_B \mathbf{S} \quad \Leftrightarrow |\boldsymbol{\mu}_S| = g_S \mu_B \sqrt{S(S+1)} \quad (2)$$

$$\boldsymbol{\mu}_L = -g_L \mu_B \mathbf{L} \quad \Leftrightarrow |\boldsymbol{\mu}_L| = g_L \mu_B \sqrt{L(L+1)}, \quad (3)$$

wobei  $\boldsymbol{\mu}_i$  die magnetischen Momente und  $g_i$  die Landé-Faktoren der drei Komponenten darstellen und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton ist. Nach der Spin-Bahn-Kopplung gilt auch für die magnetischen Momente

$$\boldsymbol{\mu}_J = \boldsymbol{\mu}_L + \boldsymbol{\mu}_S$$

Aus der vektoriellen Beziehung folgt unter Anwendung des Kosinussatzes für den Landé-Faktor

$$g_J = \frac{(g_S + 1)J(J+1) + (g_S - 1)(S(S+1) - L(L+1))}{2J(J+1)}, \quad (4)$$

wobei  $g_S = 2,0023$  als Landé-Faktor eines freien Elektrons bekannt ist [2].

## 2.2 Gesamtdrehimpuls und Landé-Faktor

Zusätzlich zur Spin-Bahn-Kopplung besteht eine Kopplung zwischen dem Gesamtbahn-drehimpuls  $J$  und dem Kernspin  $I$  zu einem Gesamtdrehimpuls

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

Zur Berechnung des entsprechenden Landé-Faktors wird außerdem die Beschreibung des Zeeman-Effekts benötigt.

### 2.2.1 Zeeman-Aufspaltung

Durch Anlegen eines äußeren Magnetfelds entsteht zusätzlich zur Feinstruktur-Aufspaltung die Hyperfeinstrukturaufspaltung in die Zeeman-Niveaus. Damit assoziiert ist die sogenannte magnetische Quantenzahl  $m_F$ . Der Wertebereich liegt bei  $m_F = -F, \dots, +F$ . Damit ergibt sich also das in Abbildung 1 dargestellte Termschema für  $^{87}\text{Rb}$ . Dies berücksichtigt aber nur Übergänge zwischen  $^2\text{S}_{1/2}$  und  $^2\text{P}_{1/2}$ , welche auch mit  $D_1$  bezeichnet werden. Die hier nicht betrachteten möglichen Übergänge zwischen  $^2\text{S}_{1/2}$  und  $^2\text{P}_{3/2}$  werden dagegen mit  $D_2$  bezeichnet. Analog zu Gleichung (4) ergibt sich nun auch

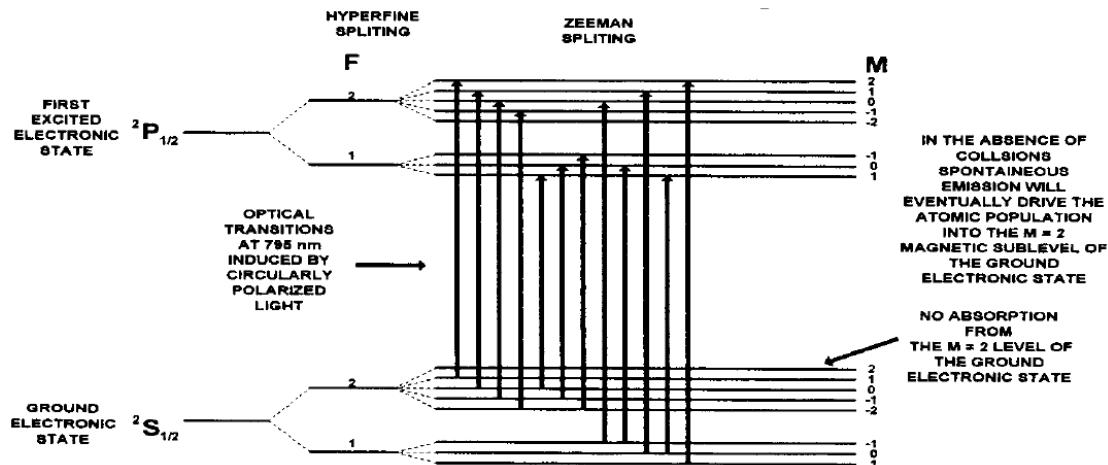


Abbildung 1: Darstellung des Termschemas von  $^{87}\text{Rb}$  mit Zeeman-Splitting [4].

der Landé-Faktor für den Kern

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}. \quad (5)$$

Es ist möglich, Übergänge zwischen den verschiedenen Zeeman-Niveaus zu erzeugen. Für das Verfahren des Optischen Pumpens wird das Rubidium-Gas zur Erzeugung von Übergängen mit Licht bestrahlt. Abhängig von Energie und Polarisation des eingestrahlten Lichts treten dabei verschiedene Effekte auf, die gewisse Auswahlregeln zur Folge haben. Bei linear polarisiertem Licht ändert sich die Quantenzahl  $m_F$  nicht, also  $\Delta m_F = 0$ . Dies

wird auch als  $\pi$ -Polarisation bezeichnet. Ein konkretes Beispiel dafür ist der Übergang von  $^2\text{P}_{1/2}$  zu  $^2\text{S}_{1/2}$  unter Emission eines Photons. Für rechtszirkular polarisiertes Licht, auch mit  $\sigma^+$  bezeichnet, entsteht bei der Anregung eine Änderung von  $\Delta m_F = +1$ . Grund dafür ist die Antiparallelität des Spins der Lichtquanten und ihrer Ausbreitungsrichtung. Ein Beispiel hierfür ist der Übergang von  $^2\text{P}_{-1/2}$  zu  $^2\text{S}_{1/2}$  unter Emission eines Photons. Linkszirkular polarisiertes Licht, auch  $\sigma^-$  genannt, hat hingegen eine zum Spin der Lichtquanten parallele Ausbreitungsrichtung. Daraus folgt ein Übergang von  $\Delta m_F = -1$ .

Die für Rubidium demnach erlaubten Übergänge sind dabei in Abbildung 1 durch Pfeile markiert. Da es sich bei den Zuständen in  $^2\text{P}_{1/2}$  um erste angeregte Zustände handelt, streben diese unter spontaner Emission eines Photons einem der Grundzustände  $^2\text{S}_{1/2}$  zu. Aus Abbildung 1 geht hervor, dass der Grundzustand mit  $m_F = 2$  bei Verwendung von  $\sigma^+$ -polarisiertem  $D_1$ -Licht nicht durch die optischen Übergänge berührt wird, da kein erster angeregter Zustand mit  $m_F = 3$  existiert. Beim Zurückfallen in den Grundzustand wird der Zustand mit  $m_F = 2$  jedoch getroffen, sodass er sich immer weiter füllt. Unter Bestrahlung mit  $\sigma^+/D_1$ -Licht sinkt also durch Absorptionsvorgänge die Transparenz des Gasvolumens stark, steigt aber mit zunehmender Besetzung des  $m_F = 2$ -Grundzustands wieder an, da kaum optische Übergänge mehr möglich sind.

### 2.3 Untersuchung der Energieabstände der Zeeman-Niveaus

Zur Bestimmung der Energieabstände wird ein hochfrequentes Wechselfeld an das Gasvolumen angelegt. Durch optisches Pumpen werden die Besetzungsverhältnisse des Grundzustandes wie im vorherigen Abschnitt verschoben, was sich durch die Transparenz des Gasvolumens bemerkbar macht. Bei langsamer Erhöhung des äußeren Magnetfelds lässt sich erkennen, ab welcher Stärke wieder Absorption auftritt. An dieser Stelle gilt

$$\begin{aligned} h\nu &= g_J \mu_B B_{\text{ext}} \Delta M_J \\ \Rightarrow B_{\text{ext}} &= \frac{4\pi m_0}{e_0 g_J} \nu, \end{aligned} \quad (6)$$

wobei spontane Emission aufgrund der Frequenzverhältnisse vernachlässigbar ist. Ein weiteres Minimum der Transparenz ergibt sich außerdem bei einem Magnetfeld von  $B_{\text{ext}} = 0$ , da dort keine Zeeman-Aufspaltung stattfindet.

### 2.4 Quadratischer Zeeman-Effekt

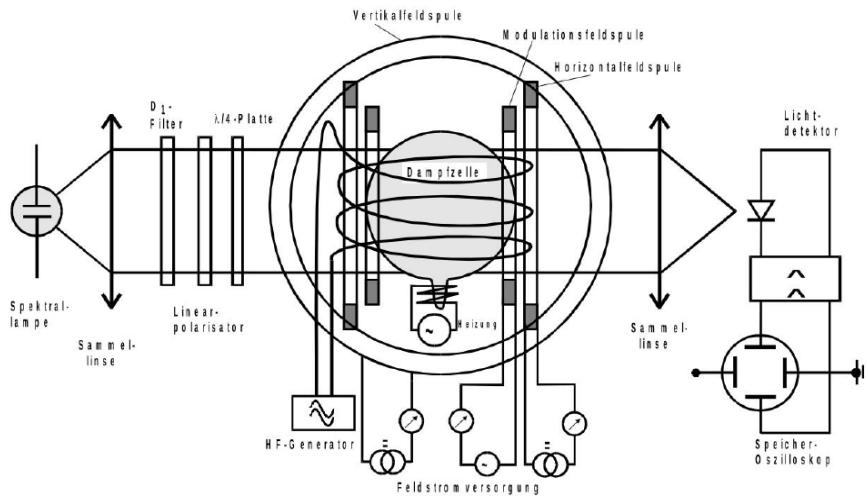
Für größere Feldstärken müssen Terme höherer Ordnung für die Bestimmung der Energieabstände berücksichtigt werden. Durch Lösung der Schrödinger-Gleichung ergibt sich eine Näherung für  $B^2$  für den Übergang von  $m_F$  nach  $m_F - 1$

$$\Delta E_Z = g_F \mu_B B + g_F^2 \mu_B^2 \frac{(1 - 2m_F)}{\Delta E_{\text{Hyp}}} - \dots, \quad (7)$$

wobei  $\Delta E_{\text{hyp}}$  die Hyperfeinstrukturaufspaltung zwischen  $F$  und  $F + 1$  darstellt. Die Zeeman-Übergänge bei höheren Magnetfeldern geschehen daher mit leicht anderen Energien.

### 3 Durchführung

Der Versuchsaufbau besteht aus einer Rubidium-Spektrallampe und einem optischen Apparat, die für die Erzeugung passender Lichtquanten verantwortlich sind. Das Licht ist auf die Dampfzelle ausgerichtet, die von insgesamt drei Helmholtz-Spulenpaaren umgeben ist. Zwei der Spulenpaare sind mit ihrer Symmetriechse in Strahlrichtung ausgerichtet und die dritte steht senkrecht dazu. Hinter der Dampfzelle befindet sich eine weitere Sammellinse sowie ein Lichtdetektor, dessen Signal auf ein Oszilloskop gegeben wird. Die Spannungsversorgung der Spulen und die Signalverarbeitung des Detektors werden durch ein kombiniertes Modulgerät zur Signalverarbeitung sichergestellt. Dieses ist in Abbildung 3 zu sehen. Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 2 schematisch dargestellt.



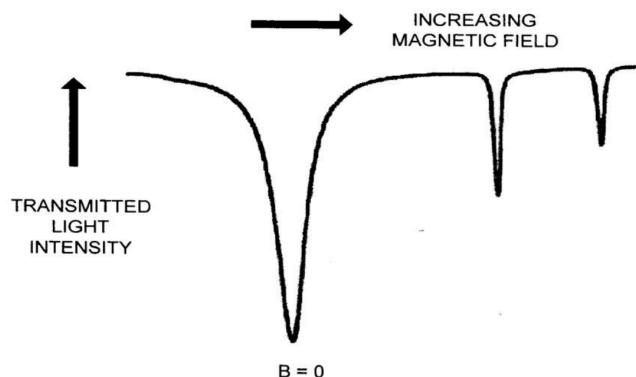
**Abbildung 2:** Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus mit Spektrallampe, optischem Apparat, der Dampfzelle und dem Detektorblock [1].



**Abbildung 3:** Einstellmöglichkeiten und Anschlüsse des Modulgeräts zur Signalverarbeitung [3].

Vor Beginn der Messvorgänge muss zunächst der optische Apparat justiert sowie die Gaszelle ausgerichtet werden. Dazu wird zunächst eine plankonvexe Sammellinse in den Strahlgang eingebracht. Die Linse wird nun so positioniert, dass das Galvanometer auf dem Modulgerät den maximalsten Wert anzeigt. Weiterhin wird ein  $D_1$ -Filter in den Strahlgang gestellt. Dieser sorgt dafür, dass das erzeugte Licht nur  $D_1$ -Übergänge im Rubidium anregt. Mit einem Linearpolarisator wird anschließend dafür Sorge getragen, dass nur in eine Richtung polarisiertes Licht hindurch gelassen wird und alle weiteren Komponenten herausgefiltert werden. Anschließend erzeugt eine  $\lambda/4$ -Platte aus dem linear polarisierten Licht rechtszirkular polarisiertes Licht. Dabei ist darauf zu achten, dass die Platte auf einen Winkel von  $45^\circ$  eingestellt ist, da ansonsten elliptisch polarisiertes Licht entstehen würde. Hinter der Dampfzelle wird eine weitere plankonvexe Sammellinse platziert, die das transmittierte Licht bündelt und auf den Detektor wirft. Abschließend wird der Aufbau mit einem schwarzen Tuch abgedeckt, um äußereren Lichteinfall zu minimieren.

Nun muss noch das Erdmagnetfeld berücksichtigt werden. Der Einfluss der Horizontalkomponente wird weitestgehend eliminiert, indem der Lichtstrahl in Deckung mit der Nord-Süd-Richtung gebracht wird. Dazu wird ein Kompass verwendet. Die Vertikalkomponente wird mithilfe der Vertikalspule kompensiert. Maßgeblich dafür ist die Breite des Peaks für  $B = 0$  auf dem Oszilloskop, der sich bei geeigneten Einstellungen am Modulgerät zeigt. Das Bild auf dem Oszilloskop sieht dabei wie in Abbildung 4 aus.



**Abbildung 4:** Schematische Darstellung des Oszilloskop-Bildschirms beim Auftragen der transmittierten Intensität gegen das externe Magnetfeld [4].

Nach diesen Justierungen beginnt die eigentliche Messung. Dazu wird nun eine Frequenz von 100 kHz an die sogenannte Sweep-Spule gelegt. Anschließend wird mithilfe des fließenden Stroms die Lage der Peaks für  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$ , wie ebenfalls in Abbildung 4 zu sehen ist, ausgelesen und aufgenommen. Diese Messung wird in Abständen von 100 kHz bis zu einer Frequenz von 1 MHz wiederholt. Das Horizontalfeld wird dabei konstant bei  $B = 0$  festgehalten.

## 4 Auswertung

### 4.1 Einleitung

Im Laufe der Auswertung werden die Rubidium-Isotope  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{85}\text{Rb}$  mit einem Datensatz zugehörig zur Resonanzstelle mit "1" und mit "2" identifiziert. Die in diesen Versuch aufgenommenen Messwerte sind in den Tabellen 1 und 2 dargestellt. Hierbei wird das Magnetfeld mit Hilfe der Formel (8) und den Daten aus der Theorie [1] bestimmt.

**Tabelle 1:** Aufgenommene Messdaten der ersten Resonanzstelle.

$\nu$ in kHz	$I_{\text{sweep}}$ in A	$B_{\text{sweep}}$ in mT
100	0,043	0,037
200	0,060	0,052
300	0,075	0,065
400	0,093	0,081
500	0,108	0,094
600	0,123	0,107
700	0,142	0,124
800	0,162	0,142
900	0,176	0,154
1000	0,193	0,169

**Tabelle 2:** Aufgenommene Messdaten der zweiten Resonanzstelle.

$\nu$ in kHz	$I_{\text{sweep}}$ in A	$B_{\text{sweep}}$ in mT
100	0,051	0,044
200	0,077	0,061
300	0,100	0,087
400	0,124	0,108
500	0,150	0,131
600	0,173	0,151
700	0,202	0,177
800	0,223	0,195
900	0,252	0,220
1000	0,276	0,242

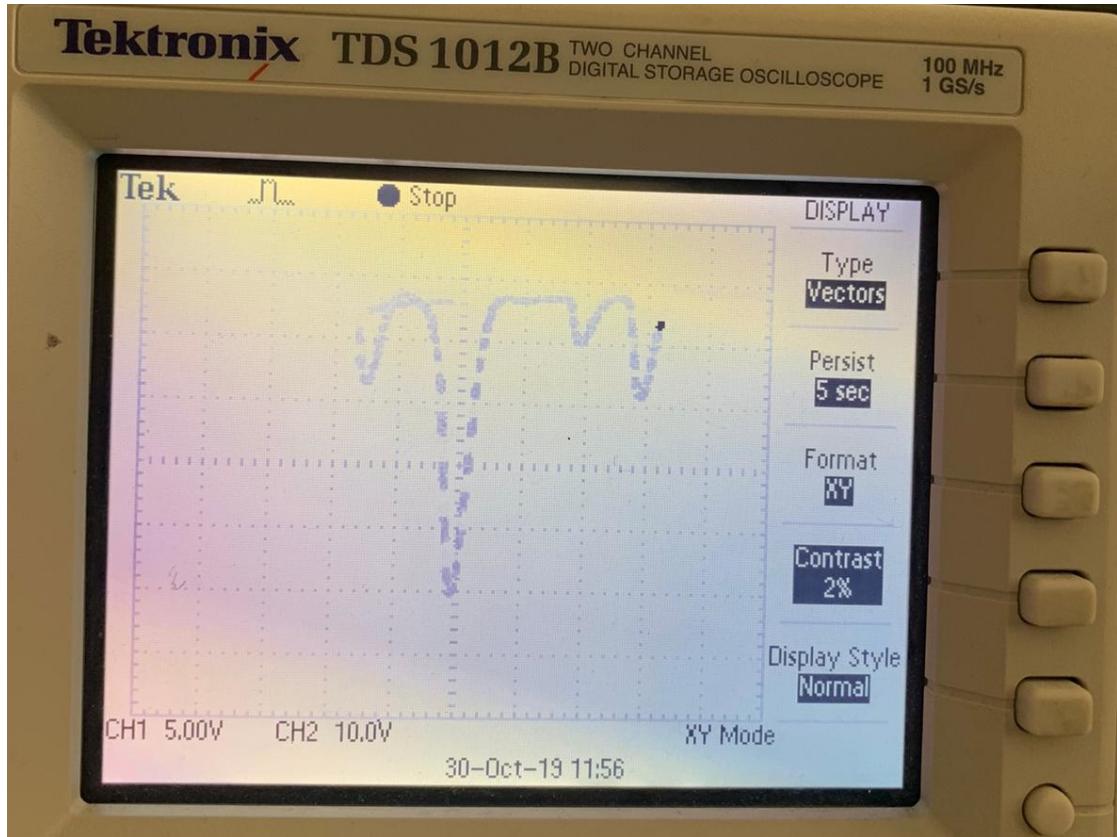
Zur Berechnung der Magnetfeldkomponenten werden die Daten aus der Theorie [1]

$$N_{\text{ver}} = 20 \text{ und } R_{\text{ver}} = 11,735 \text{ cm}$$

$$N_{\text{hor}} = 154 \text{ und } R_{\text{hor}} = 16,39 \text{ cm}$$

benötigt.

Ein typisches Signalbild des Versuches ist in der Abbildung 5 dargestellt. Hierbei stellt der erste Peak den Nullpeak dar. Der zweite und dritte Peak sind jeweils die Resonanzstellen der Isotope.



**Abbildung 5:** Klassisches Signalbild mit den Peaks als Resonanzstellen.

## 4.2 Erdmagnetfeld

Der Versuchsaufbau ist auf einem Tisch so ausgerichtet, dass nur die Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes Einfluss auf diesen Versuch hat. Die Vertikalfeld-Spule wird auf einen Strom von  $I_{\text{vertikal}} = 0,219 \text{ A}$  eingestellt, um somit das Erdmagnetfeld zu kompensieren.

Durch die Formel für Helmholtzspulen, welche gegeben ist als

$$B_{\text{Spule}} = \mu_0 \cdot \frac{8 \cdot I \cdot N}{\sqrt{125} \cdot R}, \quad (8)$$

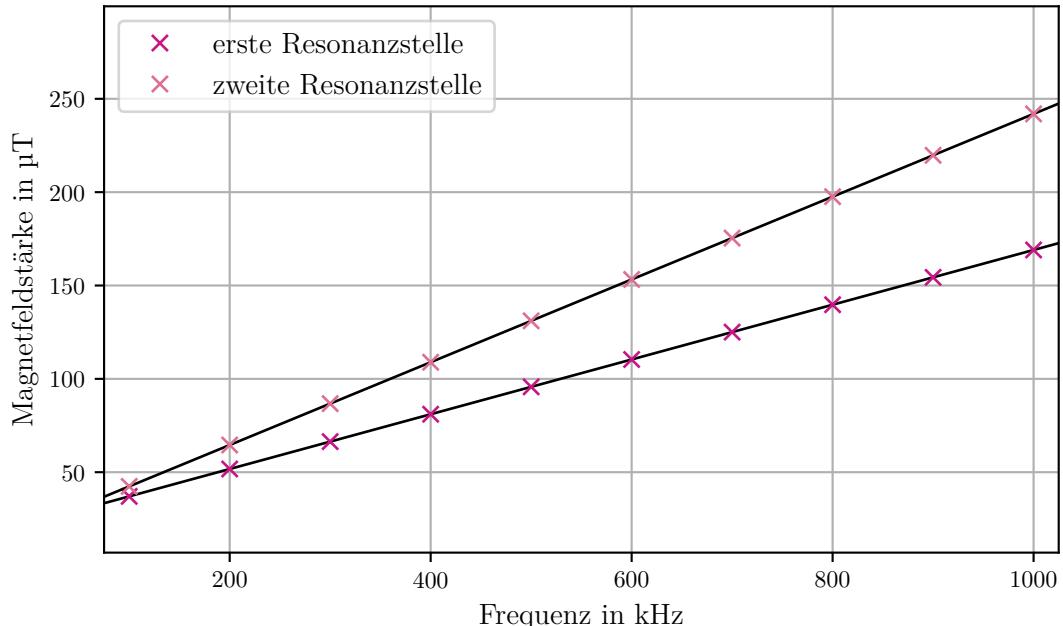
berechnet sich die Vertikalkomponente des Erdmagnetfeldes zu  $B_{\text{Erd}} = 33,561 \mu\text{T}$ . Hierbei sind die Daten für den Strom  $I$ , der Windungszahl  $N$  sowie des Radius  $R$  aus der Einleitung übernommen.

### 4.3 Bestimmung der Landé-Faktoren und des Kernspins der Rubidium-Isotope

Die Landé-Faktoren  $g_{F_i}$  lassen sich durch eine Linearregression auf Grundlage von Formel (6) ermitteln. Die Messdaten der Frequenzen und den zugehörigen gemessenen Spulenstromstärken sind in den Tabellen 1 und 2 dargestellt. Eine Darstellung der linearen Regression ist in 6 abgebildet. Aus dieser Linearen Regression erhält man die Steigungen

$$m_1 = (1,469 \pm 0,032) \cdot 10^{-10} \frac{\text{T}}{\text{Hz}}$$

$$m_2 = (2,216 \pm 0,021) \cdot 10^{-10} \frac{\text{T}}{\text{Hz}}.$$



**Abbildung 6:** Lineare Regression der Magnetfeldstärken an den Resonanzstellen mit steigender Frequenz.

Die Landé-Faktoren der Isotope sind demnach mit Formel (5) folgt

$$g_{F_1} = (0.4872 \pm 0.05)$$

$$g_{F_2} = (0.3223 \pm 0.03)$$

Die Rubidium-Isotope haben die Quantenzahlen  $L = 0$ ,  $S = \frac{1}{2}$ ,  $J = \frac{1}{2}$ . Wie bereits in der Theorie 2 erwähnt ist  $g_J = 2,0023$ . Somit kann unter Berücksichtigung von  $F = I + J$  Gleichung (4) nach  $I$  umgestellt werden, und ergibt

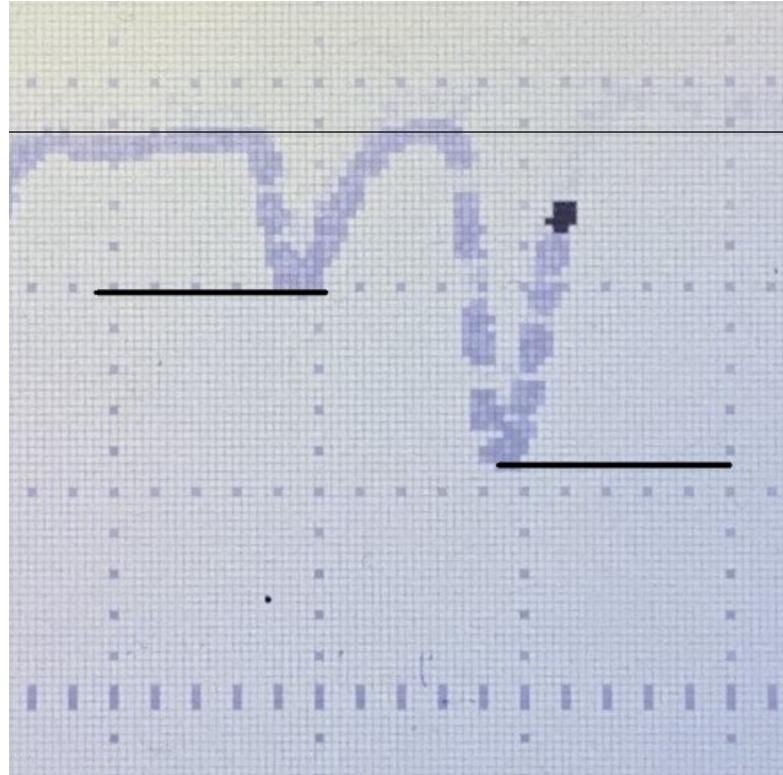
$$I = \frac{1}{2} \left( \frac{g_J}{g_F} - 1 \right). \quad (9)$$

Die Kernspins der Rubidium-Isotope ergeben sich somit mit dem Gauss'schen Fehler zu

$$\begin{aligned}I_1 &= (1.554 \pm 0.03) \\I_2 &= (2.606 \pm 0.04).\end{aligned}$$

#### 4.4 Isotopenverhältnis

Aus der Abbildung 7 sind die Amplituden der beiden Resonanzstellen zu entnehmen.



**Abbildung 7:** Vergrößerte Ansicht der Peaks als Resonanzstellen.

Das Isotopenverhältnis  $R = \frac{p_1}{p_2}$  ergibt sich aus dem Amplitudenverhältnis. In der Versuchskammer liegen  $p_1$  Anteile von  $^{87}\text{Rb}$  und  $p_2$  Anteile von  $^{85}\text{Rb}$  vor. Insgesamt gilt  $p_1 + p_2 = 1$ . Somit folgt, dass  $p_2 = \frac{1}{1+R}$  ist. Für den ersten Peak wurde eine Größe von 180 Pixel und für den zweiten Peak eine Größe von 235 Pixel. Damit ergibt sich ein Verhältnis von 0.76. Weiterhin ergeben sich die Anteile  $p_1$  und  $p_2$  zu:

$$\begin{aligned}p_1 &= 43,37\% \\p_2 &= 56,62\%.\end{aligned}$$

Daraus ist das Isotopenverhältnis mit ca. 43:57 ( $^{87}\text{Rb} : ^{85}\text{Rb}$ ) zu entnehmen.

#### 4.5 Quadratischer Zeeman-Effekt

Mit der Formel (7) lässt sich der quadratische Zeeman-Effekt abschätzen und mit dem linearen Term vergleichen.

Für die Rubidium-Isotope werden die folgenden Daten verwendet. Dabei sind für die B-Felder die Maximalwerte an den Resonanzen verwendet worden.

$$\begin{aligned} {}^{87}\text{Rb } M_F &= 2 : \\ B &= 0,169 \text{ mT} \\ \Delta E_{\text{Hy}} &= 4,53 \cdot 10^{-24} \text{ J} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} {}^{85}\text{Rb } M_F &= 3 : \\ B &= 0,242 \text{ mT} \\ \Delta E_{\text{Hy}} &= 2,01 \cdot 10^{-24} \text{ J} \end{aligned}$$

Damit ergeben sich die Terme der Hyperfeinstrukturaufspaltung zu:

$$\begin{aligned} {}^{87}\text{Rb :} \\ E_{z,\text{lin}} &= (7,652 \pm 0,008) \cdot 10^{-28} \text{ J} \\ E_{z,\text{quad}} &= (-3,877 \pm 0,008) \cdot 10^{-31} \text{ J} \\ \\ {}^{85}\text{Rb :} \\ E_{z,\text{lin}} &= (7,232 \pm 0,008) \cdot 10^{-28} \text{ J} \\ E_{z,\text{quad}} &= (-1,304 \pm 0,024) \cdot 10^{-30} \text{ J}. \end{aligned}$$

#### 5 Diskussion

Abweichungen werden wie folgt bestimmt

$$f = \frac{F}{x_r} = \frac{x_a - x_r}{x_r} \cdot 100 \text{ \%}.$$

Hierbei stellt  $x_r$  den bekannten Wert der Messgröße und  $x_a$  den bestimmten Wert der Messgröße dar.

Im ersten Versuchsteil wurde die vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes berechnet und ergab  $B_{\text{ver}} = 33,561 \mu\text{T}$ . Mit einem Theoriewert von  $B_{\text{theorie}} = 44 \mu\text{T}$  folgt eine prozentuale Abweichung von 23 %. Diese Abweichung ist hochstwahrscheinlich auf den Kompass, welcher genutzt wurde, zurück zu führen. Aufgrund der erschwerten Ausrichtung nach dem Erdmagnetfeld haben sich dadurch Fehler in die Messwerte eingeschlichen.

Der Kernspin des Rubidium-Isotopes  $^{85}\text{Rb}$  wird in der Literatur mit einem Wert von  $I_{\text{Literatur}} = \frac{5}{2}$  angegeben. Der Kernspin des Rubidium-Isotopes  $^{87}\text{Rb}$  wird in der Literatur mit einem Wert von  $I_{\text{Literatur}} = \frac{3}{2}$  angegeben. Die Auswertung der Messdaten ergab die Werte von  $I_{85\text{Rb}} = (1.554 \pm 0.03)$  und  $I_{87} = (2.6062 \pm 0.04)$ . Hierbei wird deutlich, dass die Literaturwerte in der Fehlerschranke liegen. Die Kernspins stimmen somit mit den Literaturwerten nahezu überein, weshalb angenommen wird, dass die berechneten Landé-Faktoren  $g_{85\text{Rb}} = (0.4872 \pm 5)$  und  $g_{87\text{Rb}} = (0.3223 \pm 3)$  ebenfalls im Rahmen der Fehlerschranken mit den tatsächlichen Landé-Faktoren übereinstimmen. Im Vergleich mit den Literaturwerten wird erkenntlich, dass die erste Resonanzstelle zu dem Isotop  $^{87}\text{Rb}$  und die zweite Resonanzstelle zu dem Isotop  $^{85}\text{Rb}$  gehört.

Das natürliche Isotopenverhältnis ist nach [5]  $p_1 = 27,83\%$  und  $p_2 = 72,17\%$ . Dies weicht von dem gefundenen Verhältnis in dem Versuchsaufbau ab. Zwar ist bei unserer Kammer auch mehr von  $^{85}\text{Rb}$  enthalten, jedoch ist das Verhältnis nicht so eindeutig. Dies kann vor allem an der erschwerten Aufnahme der Messwerte aus dem Bild liegen.

Das Experiment zeigte, dass die verwendeten Magnetfelder noch zu klein sind, damit der quadratische Zeeman-Effekt eine signifikante Rolle spielen kann. Im Allgemeinen lässt sich jedoch sagen, dass alle berechneten Werte näherungsweise an den Literaturwerten liegen, und das Prinzip des optischen Pumpens deutlich wurde.

## 6 Anhang

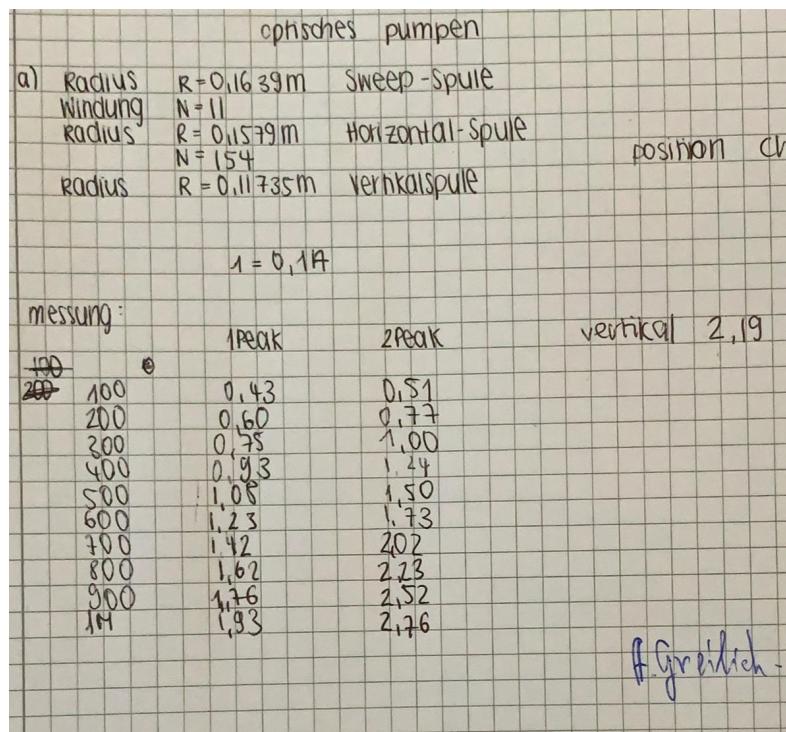


Abbildung 8: Abgetestierte und aufgenommene Messwerte zum Versuch V21.

## Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zum Versuch V21*. 31. Okt. 2019. URL: [https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/951341/mod\\_resource/content/1/V21.pdf](https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/951341/mod_resource/content/1/V21.pdf).
- [2] Benedikt Frey. *g-Faktor des Elektrons*. 31. Okt. 2019. URL: <https://www.physi.uni-heidelberg.de/~menzemer/Pr%C3%A4zisionsexperimenteWS1314/g-2Elektron.pdf>.
- [3] Teach Spin - Instruments Designed for Teaching. *Optical Pumping*. 2. Nov. 2019. URL: <https://www.teachspin.com/optical-pumping>.
- [4] Teach Spin - Instruments Designed for Teaching. *Optical Pumping of Rubidium - Guide to the Experiment*. 1. Nov. 2019. URL: [https://www.phas.ubc.ca/~phys409/manuals/Optical\\_Pumping-CalTech.pdf](https://www.phas.ubc.ca/~phys409/manuals/Optical_Pumping-CalTech.pdf).
- [5] Martin Wintter. *Isotopneverhältnis*. 1. Nov. 2019. URL: [www.webelements.com/rubidium/](http://www.webelements.com/rubidium/).