

V21

Optisches Pumpen

Lukas Bertsch

lukas.bertsch@tu-dortmund.de

Tom Troska

tom.troska@tu-dortmund.de

Durchführung: 16.10.2023

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1. Zielsetzung	3
2. Theorie	3
2.1. Fein- und Hyperfeinstruktur	3
2.2. Zeemann-Effekt	3
2.3. Optisches Pumpen	5
2.4. Rabi-Oszillationen	6
3. Durchführung	6
3.1. Justage der Apparatur	7
3.2. Messvorgang	7
4. Auswertung	8
4.1. Bestimmung der Vertikalkomponente des Erdmagnetfelds	8
4.2. Bestimmung der Landé-Faktoren	8
4.3. Bestimmung des Isotopenverhältnisses	10
4.4. Bestimmung des quadratischen Zeemann-Effekts	11
4.5. Periodendauer der Rabi-Oszillationen	11
5. Diskussion	14
Literatur	15
A. Anhang	16
A.1. Originaldaten	16

1. Zielsetzung

In diesem Versuch werden die quantemechanischen Zustände zweier Rubidium Isotope (^{85}Rb , ^{87}Rb) mittels optischen Pumpens untersucht. Dank der Zeemann-Aufspaltung der Energieniveaus durch ein externes Magnetfeld können die Landé-Faktoren und somit auch die Kernspins der Rubidium Isotope ermittelt werden. Des Weiteren wird das Phänomen der Rabi-Oszillationen untersucht.

2. Theorie

Ähnlich wie beim Wasserstoffatom lassen sich auch die Energieniveaus des Valenzelektrons eines Alkalimetalls mit dem quantemechanischen Schalenmodell beschreiben. Die verschiedenen Niveaus werden dabei über die Hauptquantenzahl $n \in \mathbb{N}$, die Bahndrehimpulsquantenzahl $L \leq n$, die magnetische Quantenzahl m mit $-L \leq m \leq L$ und die Spinquantenzahl S charakterisiert. Bei den vorliegenden Rubidium Isotopen gilt für den Grundzustand $L = 0$ und $S = \frac{1}{2}$. Der erste angeregte Zustand hat $L = 1$. Ebenso wird der Kernspin über eine Quantenzahl I mit Werten $I_{^{85}\text{Rb}} = \frac{5}{2}$ und $I_{^{87}\text{Rb}} = \frac{3}{2}$ beschrieben.

2.1. Fein- und Hyperfeinstruktur

Bei genauerer Betrachtung gibt es jedoch Korrekturen, die zu einer Aufspaltung dieser Niveaus führen. Im Ruhesystem des Elektrons, rotiert der geladene Kern um das Elektron. Diese bewegte Ladung induziert ein Magnetfeld, welches mit dem magnetischen Moment

$$\vec{\mu}_J = -g_J \mu_B \vec{J} \quad (1)$$

des Elektrons wechselwirkt. Dabei ist $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ der Gesamtdrehimpuls mit $|L - S| \leq J \leq L + S$ und $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ das Bohrsche Magneton. Der Faktor

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

wird Landé-Faktor genannt. Aus diesem Grund werden die Energieniveaus des Elektrons in der Notation $n^{2S+1}L_J$ angegeben, wobei L ein Buchstabe ist, der den Bahndrehimpuls angibt (S: $L = 0$, P: $L = 1$).

Analog dazu, führt auch das magnetische Moment des Kerns zu einer Hyperfeinstruktur-Aufspaltung, die über die Quantenzahl F , mit $|J - I| \leq F \leq J + I$, beschrieben wird.

2.2. Zeemann-Effekt

Eine weitere Aufspaltung kann durch das Anlegen eines externen Magnetfeldes erreicht werden. Hierbei koppelt erneut das magnetische Moment des Kerns an das Magnetfeld, was zu einer Aufspaltung in $2F+1$ Energieniveaus mit Quantenzahlen m_F ($-F \leq m_F \leq F$) führt. Der Abstand der Energieniveaus ist dann durch

$$\Delta E_Z = g_F \mu_B B \quad (3)$$

gegeben, wobei B die magnetische Flussdichte ist. Der Landé-Faktor g_F kann gemäß

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (4)$$

berechnet werden.

Die gesamte Aufspaltung der Zustände ist für die beiden Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb in Abbildung 1 gegeben. Der Grundzustand ist dabei das $5^2\text{S}_{\frac{1}{2}}$ -Orbital und der erste angeregte Zustand das $5^2\text{P}_{\frac{1}{2}}$ -Orbital.

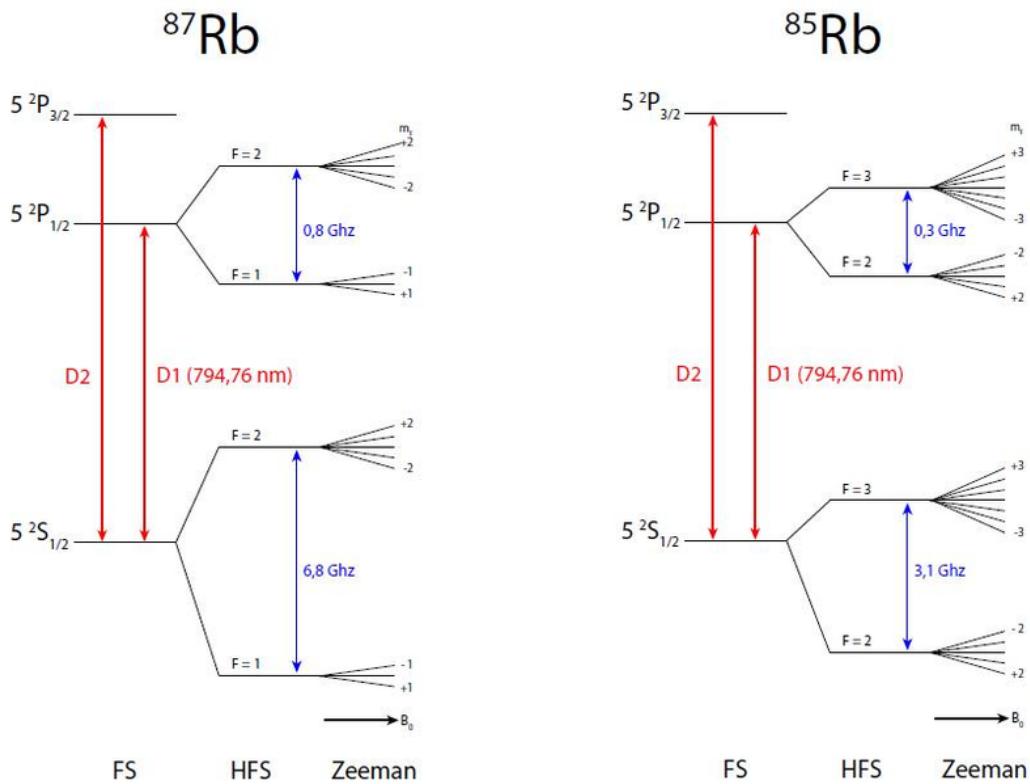


Abbildung 1: Die Feinstruktur-, Hyperfeinstruktur- und Zeemann-Aufspaltung bei Rubidium [1].

Wird der Zeemann-Effekt für starke Magnetfelder berechnet, müssen höhere Terme berücksichtigt werden. Die quadratische Ordnung ist hier gegeben als

$$W = g_F \mu_0 B + g_F^2 \mu_0^2 B^2 \frac{1 - 2m_F}{\Delta E_{\text{Hyp}}} \quad (5)$$

Der Divisor ΔE_{Hyp} beschreibt die Energiedifferenz zwischen zwei Niveaus F und $F + 1$.

2.3. Optisches Pumpen

Bei Raumtemperatur folgt die Besetzung der Energieniveaus der Boltzmann-Statistik. Vor allem die verschiedenen Unterniveaus des Grundzustands ($5^2S_{\frac{1}{2}}$) sind besetzt. Durch einfallendes Licht können die Elektronen jedoch in höhere Zustände gehoben werden, wenn die Energie $E = hf$ des Photons genau der Energiedifferenz zweier Zustände entspricht. Beim optischen Pumpen wird dieser Effekt genutzt, um eine Besetzungsinversion zu erzeugen, d.h. die Elektronen in höhere Zustände zu pumpen. Ein Elektron, welches sich auf einem höheren Zustand befindet, kann entweder spontan oder durch stimulierte (induzierte) Emission ein Photon aussenden und wieder in einen energetisch niedrigeren Zustand zurück fallen. Bei stimulierter Emission wird durch ein einfallendes Photon ein Übergang des Elektrons ausgelöst, bei welchem ein weiteres Photon gleicher Wellenlänge, Phasenlage und Polarisation emittiert wird. Die spontane Emission folgt dabei einer f^3 Abhängigkeit und ist für die betrachteten Frequenzen deutlich wahrscheinlicher als die induzierte Emission, deren Wahrscheinlichkeit proportional zu f ist.

In diesem Versuch wird D1-Licht verwendet, das Übergänge zwischen den $5^2S_{\frac{1}{2}}$ - und $5^2P_{\frac{1}{2}}$ -Niveaus anregt. Aus den Auswahlregeln für diese Übergänge folgt für linear polarisiertes Licht $\Delta m_F = 0$ (π Übergang) und für rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht $\Delta m_F = +1$ (σ^+) und $\Delta m_F = -1$ (σ^-). Wird nun rechtszirkular polarisiertes D1-Licht eingestrahlt, werden die Elektronen aus dem $5^2S_{\frac{1}{2}}$ - in das $5^2P_{\frac{1}{2}}$ -Niveau gehoben, wobei immer $\Delta m_F = +1$ gelten muss. Im angeregten Zustand fällt das Elektron nach gewisser Zeit wieder in den Grundzustand zurück, wobei jedes Unterniveau gleich wahrscheinlich ist. Da allerdings für $m_F = 2$ keine erneute Anregung durch rechtszirkular polarisiertes D1-Licht möglich ist ($\Delta m_F = +1$), sammeln sich die Elektronen in diesem Niveau an. Dieser Zustand wird Besetzungsinversion genannt. Da nun keine weiteren Elektronen angeregt werden können, ist die Transmission des Lichtes maximal.

Ein Bruch dieser Besetzungsinversion kann erreicht werden, wenn durch stimulierte Emission Übergänge zwischen den Unterniveaus innerhalb der $5^2S_{\frac{1}{2}}$ -Schale ausgelöst werden. Dies ist genau der Fall, wenn die Frequenz des RF-Magnetfeldes (Hochfrequenz) genau der Energiedifferenz der Unterniveaus entspricht. Da die Zeemann-Aufspaltung proportional zu B ist gilt dann nach Gleichung 3 bei fester Frequenz

$$hf = g_F \mu_B B_m \quad (6)$$

für den Betrag des Magnetfeldes B_m , bei dem die Besetzungsinversion gebrochen wird. Durch Auftragen der Transmission gegen B unter Variation der Magnetfeldstärke lässt sich B_m identifizieren und schließlich der Landé-Faktor g_F bestimmen. Die zu erwartende Messkurve ist in Abbildung 2 dargestellt. Bei $B = 0$ liegt keine Zeemann-Aufspaltung vor, weshalb die Transmission dort minimal ist. An der Stelle B_m gilt Gleichung 6. Da zwei verschiedene Isotope mit verschiedenen Landé-Faktoren vorliegen, werden zwei Einbrüche der Transmission nach $B = 0$ erwartet.

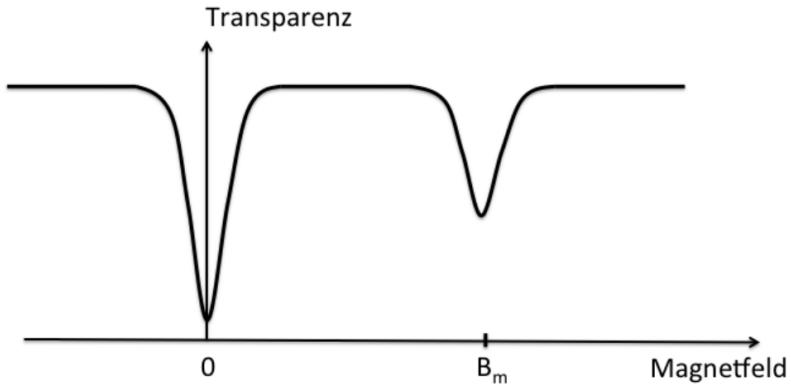


Abbildung 2: Transparenz einer Alkali-Dampfzelle für rechtszirkular-polarisiertes Licht in Abhängigkeit vom Magnetfeld der Sweep-Spule bei angelegten Hochfrequenzfeld (idealisierte Kurve) [3].

2.4. Rabi-Oszillationen

Durch schnelles Ein- und Ausschalten des RF Feldes an der Resonanzstelle B_m beginnt der Spin \vec{F} um die Richtung des äußeren Magnetfeldes zu präzidieren. Die Frequenz der Präzession wird Lamorfrequenz genannt und berechnet sich zu $\omega = \gamma \cdot B$ mit dem gyromagnetischen Verhältnis $\gamma = g_F e / 2m_e$. Dieser Effekt spiegelt sich in Oszillationen der Transmission (Rabi-Oszillationen) wieder. Mit der Periodendauer T lässt sich das Verhältnis

$$\frac{T_{^{85}\text{Rb}}}{T_{^{87}\text{Rb}}} = \frac{\gamma_{^{87}\text{Rb}}}{\gamma_{^{85}\text{Rb}}} = \frac{g_{F\,^{87}\text{Rb}}}{g_{F\,^{85}\text{Rb}}} \quad (7)$$

aufstellen. Der Anstieg der Transmission beim Ausschalten des Magnetfeldes folgt einem Exponentialgesetz.

3. Durchführung

Zur Durchführung des Experimentes wird der in Abbildung 3 gezeigte Versuchsaufbau verwendet. Licht aus einer Rubidium-Lampe wird fokussiert und über einen D1-Filter, sowie einen linear Polarisator und ein $\lambda/4$ -Plättchen durch eine geheizte Rubidium-Kammer gelenkt. Der Polarisator und das $\lambda/4$ -Plättchen sind so angeordnet, dass nur rechtszirkular polarisiertes Licht durch die Kammer geleitet wird. Am Ende des Aufbaus befindet sich eine weitere Linse und ein Photoelement mit dem die Lichtintensität (Transmission) gemessen werden kann. Um die Rubidiumzelle befinden sich drei Helmholtzspulenpaare: Die Vertikalfeldspule, die Horizontalfeldspule und die Modulationsspule (Sweep-Spule), welche parallel zur Horizontalfeldspule liegt. Des Weiteren können ein Frequenzgenerator zur Erzeugung des RF-Feldes und ein Oszilloskop zur Messung angeschlossen werden.



Abbildung 3: Aufbau des Versuches [2].

3.1. Justage der Apparatur

Vor dem Start der Messung wird die Rubidiumkammer vorgeheizt und die optischen Elemente so ausgerichtet, dass die Signalstärke des Photoelements (Ausschlag des Galvanometers) maximiert wird. Anschließend wird der Versuchsaufbau mit einer Decke abgedeckt, um störende Einflüsse von äußerem Licht zu vermeiden. Das Oszilloskop wird im XY-Modus betrieben, wobei die Modulation der RF Spule gegen den Photostrom des Photoelements aufgetragen wird. Ein breiter Peak bei $X = 0$ sollte nun sichtbar sein. Mithilfe der Vertikalfeldspule kann die vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes kompensiert werden. Dazu wird der Experimentiertisch in Nord-Süd Richtung ausgerichtet und der Strom der Vertikalfeldspule so eingestellt, dass die Breite des Nullpeaks minimal wird. Der eingestellte Strom kann zur Bestimmung der vertikalen Komponente des Erdmagnetfeldes verwendet werden.

3.2. Messvorgang

Zum ersten Teil der Messung werden die Werte der in Abschnitt 2 beschriebenen Resonanzfeldstärke B_m in Abhängigkeit zur am Frequenzgenerator eingestellten Frequenz des RF Feldes bestimmt. Am Frequenzgenerator wird eine Sinusschwingung mit Frequenzen zwischen 100 kHz und 1 MHz mit einer Schrittweite von 100 kHz eingestellt. Mithilfe der Horizontalfeldspule und dem Startwert der Modulationsspule kann die Position der Transmissions-Einbrüche für beide Isotope bestimmt werden. Die jeweiligen Stromstärken der Spulen werden notiert. Aus den erhaltenen Messwerten können die Landé-Faktoren g_F für beide Isotope und die Kernspins I bestimmt werden.

Für den zweiten Teil der Messung wird wieder eine Frequenz von 100 kHz eingestellt und

das Magnetfeld mithilfe des Startfeldes der Sweep Spule auf eine Resonanzstelle eingestellt. Eine zusätzliche Rechteckspannung mit einer Periode von 5 Hz wird auf die RF Spule angewendet, die für ein schnelles Ein- und Ausschalten des Feldes sorgt. Das Oszilloskop wird nun im Yt-Modus betrieben. Durch triggern auf die Kanten der RF-Modulation können der exponentielle Anstieg der Transmission und die Rabi-Oszillationen vermessen werden. Die Periodendauer der Rabi-Oszillationen wird in Abhängigkeit zur Amplitude des Funktionsgenerators vermessen.

4. Auswertung

Im Zuge des Versuchs werden mehrfach die Magnetfeldstärken der Helmholtzspulenpaare über den anliegenden Spulenstrom eingestellt. Die Stärke berechnet sich über

$$B = \mu_0 \frac{8IN}{\sqrt{125}R}. \quad (8)$$

Über ein Potentiometer wird die Spannung bei konstantem Widerstand von $R = 1\Omega$ eingestellt, wobei eine Einheit auf dem Potentiometer 0,1 V und somit 0,1 A entspricht.

4.1. Bestimmung der Vertikalkomponente des Erdmagnetfelds

Damit eine präzise Messung durchgeführt werden kann, muss das Erdmagnetfeld kompensiert werden. Mithilfe des vertikalen Spulenpaars wird ein Magnetfeld erzeugt, das genau dem negativen, vertikalen Erdmagnetfeld entspricht. Hierbei wird mithilfe von Gleichung (8) und dem in [2] angegebenen Radius von $R = 11,735\text{ cm}$ sowie der Windungszahl $N = 20$ eine Feldstärke von

$$B_{\text{vertikal}} = 35,25\text{ }\mu\text{T}$$

berechnet.

4.2. Bestimmung der Landé-Faktoren

Die Position der Transmissions-Einbrüche für beide Isotope wird bestimmt, indem das Magnetfeld der Sweepspule und das der horizontalen Spule angepasst wird. Das resultierende Magnetfeld ergibt sich als Addition der einzelnen Felder

$$B = B_{\text{sweep}} + B_{\text{horizontal}}.$$

Das Magnetfeld B steht nach Gleichung (6) in einem linearen Zusammenhang zu der verwendeten Frequenz f . Der Steigungsfaktor a ist hierbei

$$a = \frac{h}{g_F \mu_B}.$$

Folglich kann durch Bestimmen der Steigung über eine lineare Ausgleichsrechnung vom Typ $y = mx + b$ der Landé-Faktor berechnet werden. In Abbildung 4 sind die bestimmten

Magnetfeldstärken in Abhängigkeit von den Frequenzen dargestellt. Der Offset in y-Richtung erklärt sich durch die Horizontalkomponente des Erdmagnetfelds. Diese ist für die Bestimmung des Landé-Faktors nicht relevant, da die Abweichung für alle Messwerte die gleiche ist und nur die Steigung für die Bestimmung des Landé-Faktors benötigt wird.

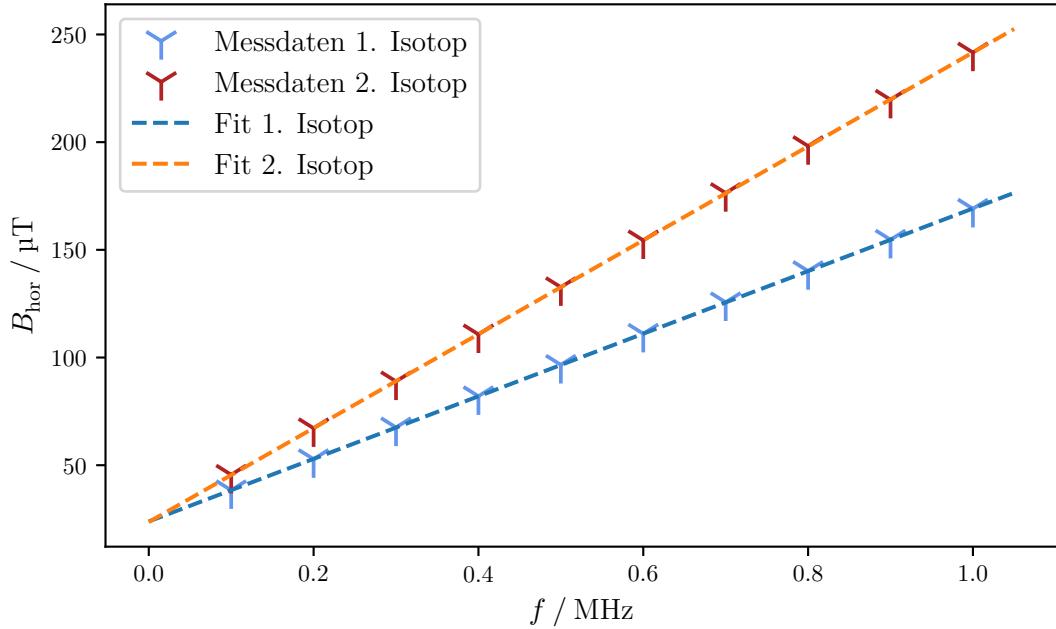


Abbildung 4: Messwerte der Magnetfeldstärken B in Abhängigkeit der verwendeten Frequenzen f für die zwei verschiedenen Rubidiumisotope. Die linearen Regressionen sind erstellt mit der *python*-Erweiterung *scipy* [4].

Tabelle 1: Werte der Fits aus Abbildung 4 für die beiden Isotope.

Isotop	$a / \text{T/Hz}$	b / T
1. Isotop	$1,45 \cdot 10^{-10}$	$(2,39 \pm 0,01) \cdot 10^{-5}$
2. Isotop	$2,18 \cdot 10^{-10}$	$(2,36 \pm 0,01) \cdot 10^{-5}$

Die Werte des Fits sind in Tabelle 1 angegeben. Gemäß des beschriebenen Vorgehens ergeben sich für den Landé-Faktor die Werte

$$g_{F_1} = 0,491\,68 \pm 0,000\,29$$

$$g_{F_2} = 0,327\,71 \pm 0,000\,19.$$

Das Verhältnis der beiden Landé-Faktoren der unterschiedlichen Isotope beträgt

$$\frac{g_{F_1}}{g_{F_2}} = 1,5003 \pm 0,0012.$$

Durch Umstellen der Gleichungen (2) und (4) mit denen sich theoretische Werte für g_F und g_J bestimmen lassen, kann der Kernspin der beiden Isotope errechnet werden. Es folgt

$$I_1 = 1,5339 \pm 0,0012 \\ I_2 = 2,5515 \pm 0,0018.$$

Das Isotop ^{85}Rb hat einen Kernspin von $I = 3/2$, ^{87}Rb einen von $I = 5/2$ [5]. Diese beiden Isotope sind die natürlich vorkommenden, nicht radioaktiven. Somit wird der erste Peak ^{85}Rb und der zweite Peak ^{87}Rb zugeordnet.

4.3. Bestimmung des Isotopenverhältnisses

Das Verhältnis der Amplituden der Transmissionseinbrüche entspricht dem Verhältnis der verschiedenen Isotope. In Abbildung 5 sind die Peaks für eine Frequenz von $f = 100$ kHz gezeigt.

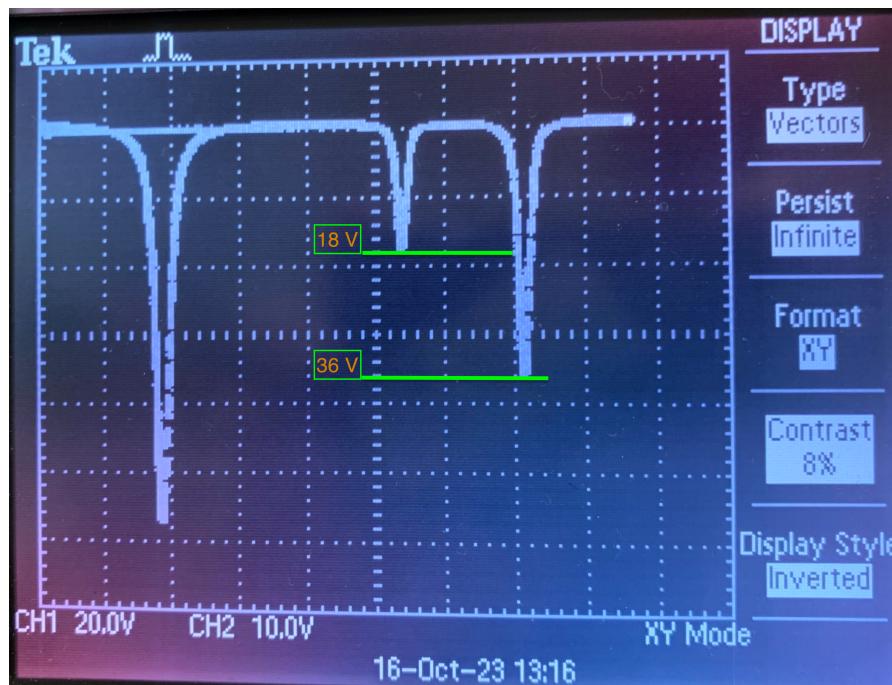


Abbildung 5: Oszilloskopschirm für $f = 100$ kHz. Für das 1. Isotop ergibt sich ein Transmissionseinbruch von $A_1 = 18$ V. Der Transmissionseinbruch des 2. Isotops liegt bei $A_2 = 36$ V.

Die Amplituden werden zu

$$\begin{aligned} A_1 &= 18 \text{ V} \quad \text{und} \\ A_2 &= 36 \text{ V} \end{aligned}$$

bestimmt. Daraus folgt ein Verhältnis von

$$\frac{A_2}{A_1} = 2.$$

4.4. Bestimmung des quadratischen Zeemann-Effekts

Mithilfe von Gleichung (5) werden die Energiedifferenzen der Niveaus bei Betrachtung des quadratischen Zeemann-Effekts berechnet. Dazu wird von den in Abschnitt 4.2 gemessenen Magnetfeldern jeweils für die einzelnen Isotope das Stärkste verwendet. Für das erste Isotop ^{85}Rb gilt $m_F = 3$ und für ^{87}Rb gilt $m_F = 2$. Die Energieaufspaltung ΔE_{Hyp} ist gegeben als $^{85}\text{Rb} : 2,01 \cdot 10^{-24} \text{ J}$ und $^{87}\text{Rb} : 4,53 \cdot 10^{-24} \text{ J}$ [2]. Insgesamt folgt

$$\begin{aligned} B_1 &= 169,07 \mu\text{T} & W_1 &= (7,705 \pm 0,004) \cdot 10^{-28} \text{ J} = (4,8093 \pm 0,0028) \cdot 10^{-9} \text{ eV} \\ B_2 &= 241,63 \mu\text{T} & W_2 &= (7,330 \pm 0,004) \cdot 10^{-28} \text{ J} = (4,8093 \pm 0,0028) \cdot 10^{-9} \text{ eV}. \end{aligned}$$

4.5. Periodendauer der Rabi-Oszillationen

Die Periodendauer T der Rabi-Oszillationen wird in Abhängigkeit der Resonanzamplitude A in Abbildung 6 geplottet. Erneut wird mithilfe der *python*-Erweiterung *scipy* [4] eine Regression der Messwerte erstellt. Hier wird eine Funktion vom Typ

$$f(x) = a + \frac{b}{x - c}$$

verwendet.

Die Parameter des Fits sind in Tabelle 2 dargestellt.

Tabelle 2: Werte der Fits aus Abbildung 6 für die beiden Isotope.

Isotop	a / s	b / Vs	c / V
^{85}Rb	$(-2,8 \pm 1,9) \cdot 10^{-5}$	$0,00540 \pm 0,00010$	$-0,166 \pm 0,017$
^{87}Rb	$(-6 \pm 8) \cdot 10^{-5}$	$0,0080 \pm 0,0004$	$-0,15 \pm 0,05$

Das Verhältnis der Fitparameter b entspricht über den Zusammenhang (7) dem Verhältnis der beiden Landé-Faktoren und ergibt sich zu

$$\frac{b_2}{b_1} = 1,49 \pm 0,08.$$

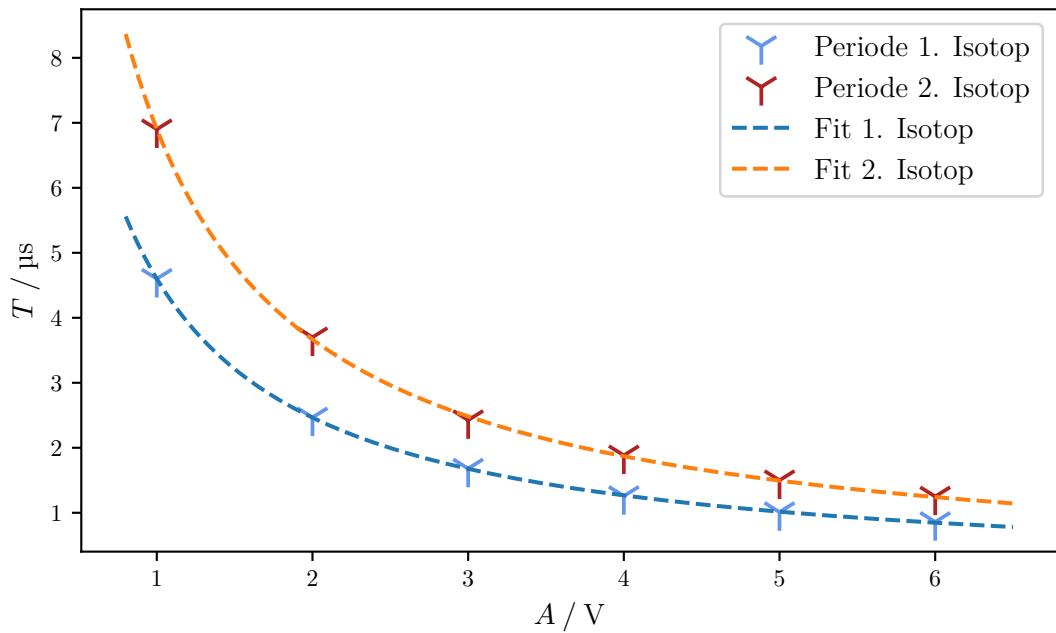


Abbildung 6: Plot der Periodendauer von den Rabi-Oszillationen der beiden Isotope in Abhängigkeit von der Amplitude der Resonanzfrequenz.

Beim Ausschalten des Magnetfelds lässt sich ein exponentieller Anstieg der Amplitude A mit der Zeit t erkennen. In Abbildung 8 sind Messwerte des Oszilloskopschrims aus Abbildung 7 aufgetragen. Ein Fit mit einer ansteigenden und beschränkten Exponentialfunktion $f(x) = a_{\max} - (a_{\max} - a_{\min})e^{-bx}$ ist ebenfalls eingezeichnet. Die resultierenden Fitparameter sind in Tabelle 3 angegeben.

Tabelle 3: Werte der Fits aus Abbildung 8 für die beiden Isotope.

Isotop	a_{\max} / V	a_{\min} / V	$b / 1/\text{s}$
1. Isotop	$40,5 \pm 0,5$	$3,6 \pm 1,0$	137 ± 7
1. Isotop	$20,20 \pm 0,33$	$-0,3 \pm 0,4$	166 ± 8

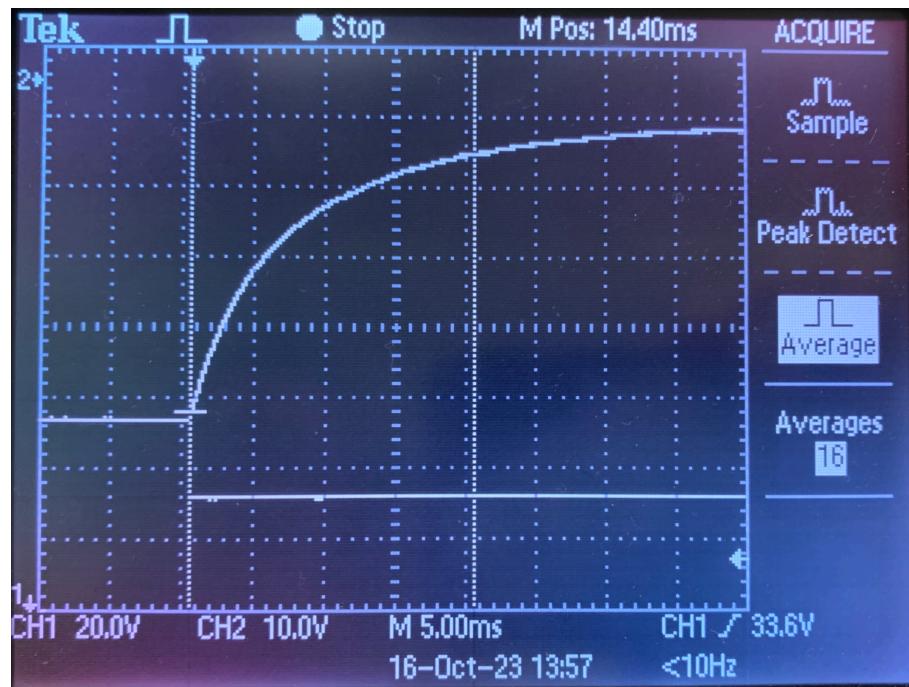


Abbildung 7: Bild des Oszilloskopschirms beim Ausschalten des Magnetfelds. Gezeigt sind Werte für das 1. Isotop.

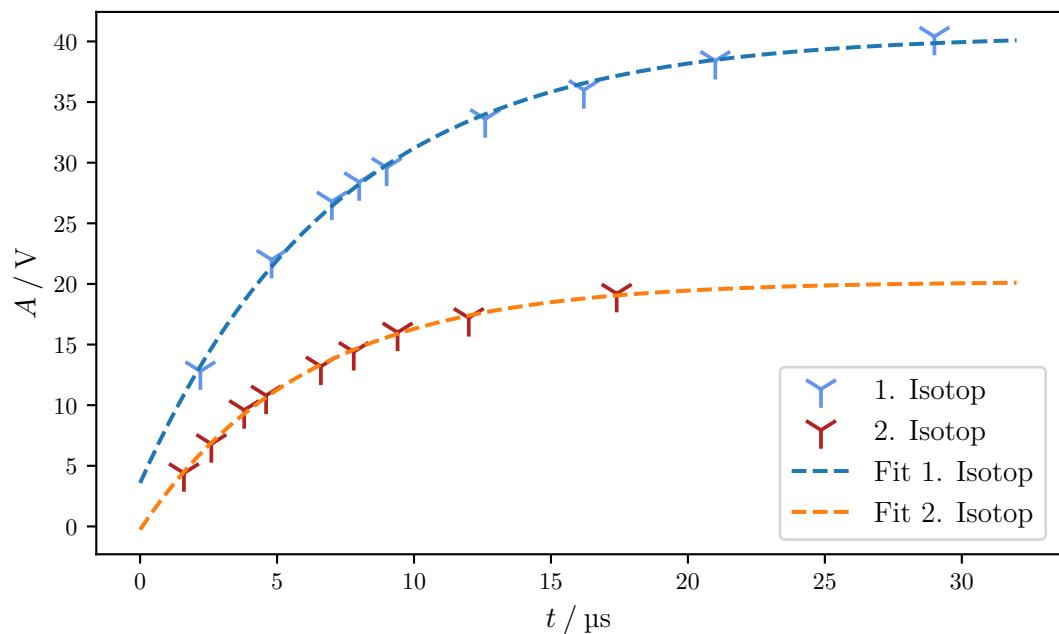


Abbildung 8: Messwerte für den exponentiellen Anstieg der Transmissionsamplitude A aus Abbildung 7 mit eingezeichneter Fitfunktion.

5. Diskussion

Bei der Bestimmung der Landé-Faktoren in Abschnitt 4.2 wird nebenbei die Horizontalkomponente des Erdmagnetfeld als y-Achsenabschnitt der Fits bestimmt. Für die beiden Isotope ergibt sich

$$\begin{aligned} b_1 &= (2,39 \pm 0,01) \cdot 10^{-5} \text{ T} \\ b_2 &= (2,36 \pm 0,01) \cdot 10^{-5} \text{ T} \end{aligned}$$

Die Werte liegen nah beieinander, sind jedoch nicht mit ihren jeweiligen Unsicherheiten miteinander vereinbar. Diese geringfügige Abweichung lässt sich etwa mit Unsicherheiten bei der Vermessung der Transmissionspeaks erklären.

Aus den berechneten Landéfaktoren g_F folgten die Kernspins

$$\begin{aligned} I_1 &= 1,5339 \pm 0,0012 \\ I_2 &= 2,5515 \pm 0,0018. \end{aligned}$$

Literaturwerte nach Referenz [5] für die Kernspins von ^{85}Rb und ^{87}Rb sind $I = 3/2$ und $I = 5/2$. Auch hier wird eine geringfügige Abweichung festgestellt, die mit nicht betrachteten Unsicherheiten beim Einstellen oder Ablesen der Magnetfeldstärken an den Potentiometern erklärt werden kann. Eine Identifizierung der Isotope als ^{85}Rb und ^{87}Rb ist möglich.

Das Isotopenverhältnis in der untersuchten Probe wird in Abschnitt 4.3 bestimmt zu

$$\frac{^{85}\text{Rb}}{^{87}\text{Rb}} = 2.$$

Ein Theoriewert für das natürlich vorkommenden Isotopenverhältnis ist als

$$\frac{^{85}\text{Rb}}{^{87}\text{Rb}} = 2,57$$

gegeben [5]. Es ist jedoch zu beachten, dass in dem verwendeten Versuchsaufbau ein anderes Verhältnis der Rubidiumisotope verwendet wird.

Über die Periodendauer der Rabi-Oszillationen wird das Verhältnis der Landé-Faktoren bestimmt, wobei sich ein Wert von

$$\frac{b_2}{b_1} = 1,49 \pm 0,08.$$

ergibt. Zuvor wird in Abschnitt 4.2 ebenfalls dieser Quotient gebildet. Er berechnet sich zu

$$\frac{g_{F_1}}{g_{F_2}} = 1,5003 \pm 0,0012.$$

Die berechneten Werte sind aufgrund ihrer statistischen Unsicherheiten miteinander vereinbar.

Literatur

- [1] Francesco Borgosano. „Studies of the influence of thermodynamical parameters on the production rate of hyperpolarised ^{129}Xe and the degree of hyperpolarisation“. In: (Jan. 2012).
- [2] *V21 - Optical pumping*. TU Dortmund. URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/2695463/mod_resource/content/3/V21-engl.pdf (besucht am 21.10.2023).
- [3] *V21 - Optisches Pumpen*. TU Dortmund. URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/2295929/mod_resource/content/3/V21.pdf (besucht am 21.10.2023).
- [4] Pauli Virtanen u.a. „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: [10.1038/s41592-019-0686-2](https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2).
- [5] Mark Winter. *Rubidium - The essentials*. The University of Sheffield. URL: <https://www.webelements.com/rubidium/> (besucht am 28.10.2023).

A. Anhang

A.1. Originaldaten

VZ1 Optischer Pumpen

10.10

Vertical magnetic field: 2,3

$f/4\text{Hz}$	1. Peak	2. Peak	$A_{\text{hor}}^{1\text{Peak}}/\text{nV}$	$D_{\text{hor}}^{2\text{Peak}}/\text{nV}$
100	4,24	543	7,3	
200	4,10	6,48	16,0	
300	2,91	6,45	28,5	
400	2,20	6,96	39,2	
500	1,94	4,95	48,4	58,6
600	3,29	4,43	52,0	72,8
700	2,45	3,39	63,2	89,9
800	2,51	3,05	69,9	100,3
900	2,79	4,38	78,6	110,2
1.000	2,44	3,39	88,0	126,1

- $B/4\text{Hz}$ bei 1004Hz

(57,84 0,3 oder
3)

$\rightarrow f = 1004\text{Hz}$, 2. Resonanzpunkt; 6,63; 3,1nV

1. Peak ($\approx 0,37$)			2. Peak (\approx)		
A/V	$St/\mu\text{s}$	Peak	A/V	$St/\mu\text{s}$	Peak
1	4,6	1	1	6,9	1
2	7,4	3	2	7,4	2
3	8,4	85	3	9,7	4
4	8,8	7	4	11,3	6
5	10,1	10	5	12,0	8
6	10,3	12	6	10,0	8

Rix 2. Peak

<u>t/m</u>	<u>U/V</u>
2,2	12,8
4,8	22,0
7,0	26,8
8,0	28,4
9,0	29,6
12,6	33,6
16,2	36,0
21,0	38,4
29,0	40,4

Rix 1. Peak

<u>t/m</u>	<u>U/V</u>
1,6	4,4
2,6	6,8
3,8	9,6
4,6	10,8
6,6	13,2
7,8	14,4
9,4	16,0
12,0	17,2
17,4	19,2