

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	4
2.4. Rabi-Oszillationen	6
3. Durchführung	6
3.1. Justage der Apparatur	6
3.2. Messvorgang	7
4. Auswertung	8
5. Diskussion	8
Literatur	8
A. Anhang	9
A.1. Originaldaten	9

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.

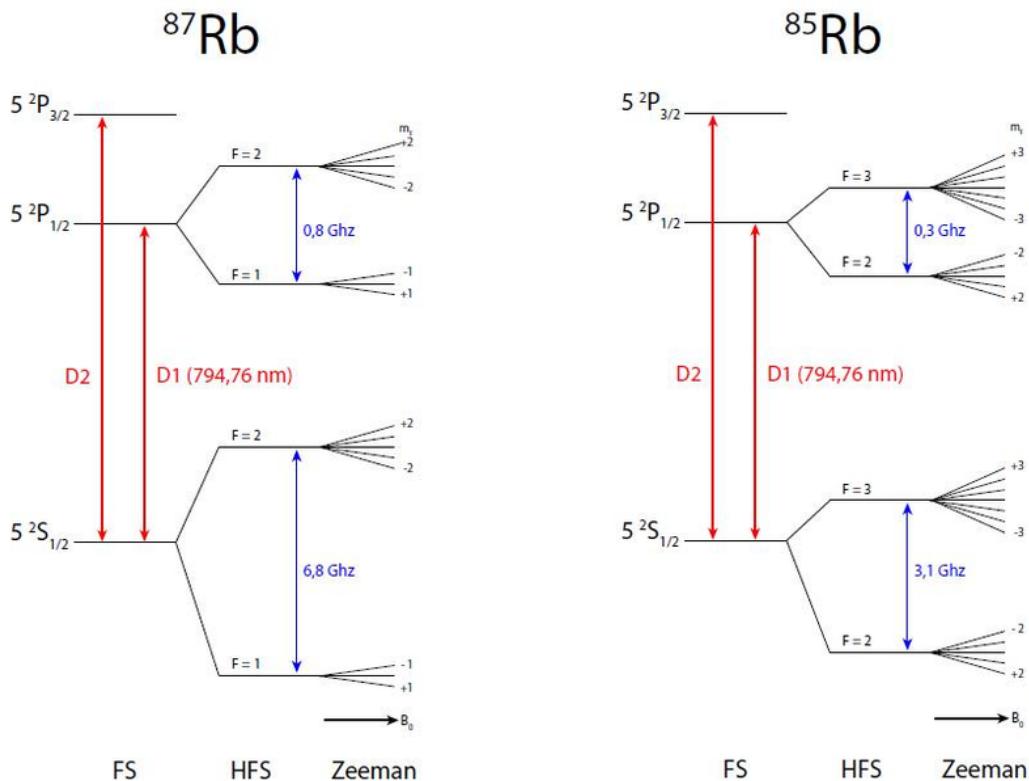


Abbildung 1: Die Feinstruktur-, Hyperfeinstruktur- und Zeemann-Aufspaltung bei Rubidium [1].

2.3. Optisches Pumpen

Bei Raumtemperatur folgt die Besetzung der Energieniveaus der Boltzmann-Statistik. Vor allem die verschiedenen Unterniveaus des Grundzustands ($5^2\text{S}_{\frac{1}{2}}$) 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

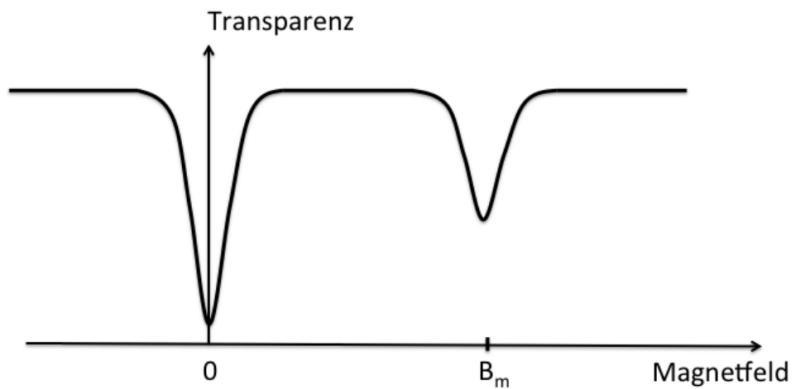


Abbildung 2: Transparenz einer Alkali-Dampfzelle für rechtszirkular-polarisiertes Licht in Abhängigkeit vom Magnetfeld der Sweep-Spule bei angelegten Hochfrequenzfeld (idealisierte Kurve) [3].

proportional zu B ist gilt dann nach Gleichung 3 bei fester Frequenz

$$hf = g_F \mu_B B_m \quad (5)$$

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 5. Da zwei verschiedene Isotope mit verschiedenen Landé-Faktoren vorliegen, werden zwei Einbrüche der Transmission nach $B = 0$ erwartet.

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

$$\frac{T_{^{85}\text{Rb}}}{T_{^{87}\text{Rb}}} = \frac{\gamma_{^{87}\text{Rb}}}{\gamma_{^{85}\text{Rb}}} = \frac{g_F {}^{87}\text{Rb}}{g_F {}^{85}\text{Rb}} \quad (6)$$

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

3. Durchführung

Zur Durchführung des Experiments 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.

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



Abbildung 3: Aufbau des Versuches [2].

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 Transmissionseinbrüche 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

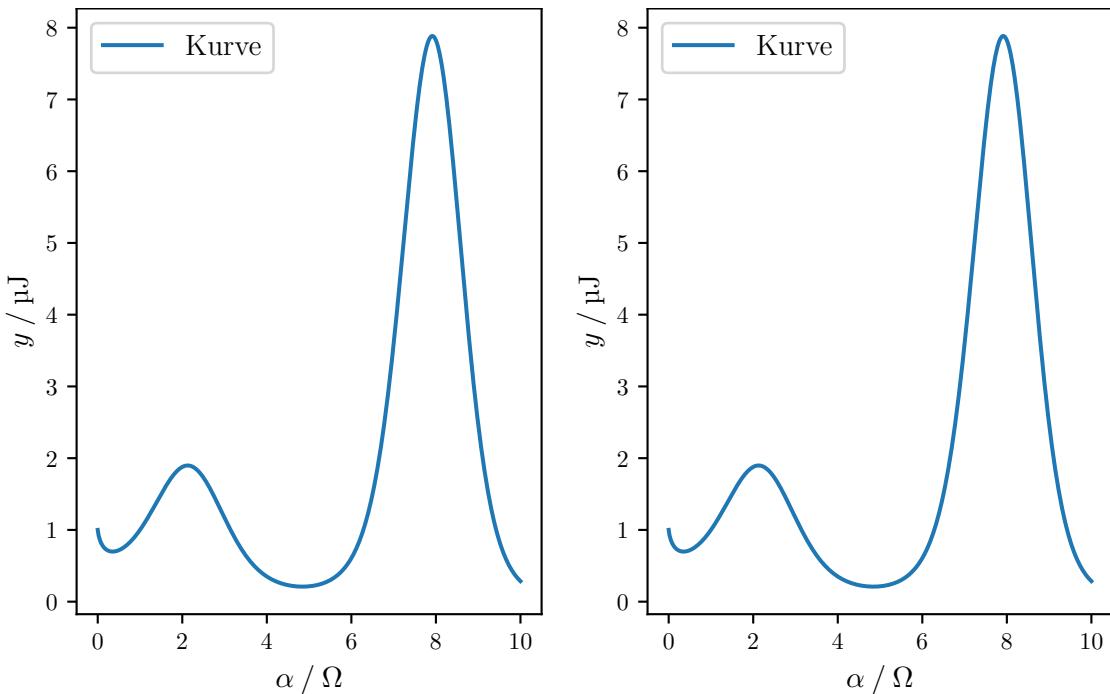


Abbildung 4: Plot.

Siehe Abbildung 4!

5. Diskussion

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).

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 ($\approx 0,31$)			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