

Versuch 21 – Optisches Pumpen

Marco Lafrentz Philipp Leser

21.02.2007 – Abtestiert am 12.03.2007

Ziel des durchgeführten Versuchs ist die Bestimmung des Kernspins und LANDÉ'schen g -Faktors der Rubidium Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb mittels einer Variante der Hochfrequenzspektroskopie, dem optischen Pumpen. Zudem soll der Einfluss des quadratischen ZEEMAN-Effekts abgeschätzt und Mehrfachquantenübergänge nachgewiesen werden.

Inhaltsverzeichnis

1. Theorie	2
1.1. Energieniveaustruktur	2
1.2. Optisches Pumpen	2
1.3. Präzisionsmessung der ZEEMAN-Auspaltung	4
1.4. Der quadratische ZEEMAN-Effekt	5
1.5. Zwei-Quanten-Übergänge	5
1.6. Versuchsaufbau und Durchführung	6
2. Auswertung	7
2.1. Messung des vertikalen Erdmagnetfeldes	7
2.2. Auswertung der Messdaten zur Resonanzfindung	8
2.2.1. Bestimmung der horizontalen Komponente des Erdmagnetfeldes	12
2.2.2. Berechnung der g -Faktoren	13
2.3. Errechnung der Kernspins	13
2.4. Nachweis von Zwei-Quanten-Übergängen	14
2.5. Quadratischer ZEEMAN-Effekt	14
A. Anhang	16
A.1. Literatur	16
A.2. Messdaten	16

1. Theorie

1.1. Energieniveaustuktur

Wie aus der Quantenmechanik bekannt ist, koppelt der Gesamtdrehimpuls J der Elektronenhülle an ein magnetisches Moment

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

Hierin ist g_J der LANDÉ-Faktor, μ_B das BOHR'sche Magneton.

Bei genauerer Betrachtung setzt sich dieser Faktor aus einem Bahndrehimpuls- und einem Spin-Anteil zusammen:

$$g_J = \frac{3,0023J(J+1) + 1,0023[S(S+1) - L(L+1)]}{2J(J+1)}$$

Im Falle eines externen Magnetfeldes verschieben sich die Energieniveaus durch die Wechselwirkung zwischen magnetischem Moment und B -Feld. Für die Energiebilanz ist nur die z -Komponente von Interesse, da sich die senkrechten Anteile aufgrund der Präzessionsbewegung von $\vec{\mu}_J$ um die Feldrichtung zeitlich herausmitteln. Sie kann bedingt durch die Richtungsquantelung nur ganzzahlige Werte $M_J = -J, -J+1, \dots, 0, \dots, J-1, J$ annehmen. Die Aufspaltung in die sich ergebenden Unterniveaus

$$E_{\text{mag}} = M_J g_J \mu_B B$$

bezeichnet man als ZEEMAN-Effekt.

Nimmt man an, das externe Magnetfeld sei schwach und das zu untersuchende Objekt hat einen von Null verschiedenen Kernspin \vec{I} , so koppelt der Gesamtdrehimpuls \vec{F} der Elektronenhülle ebenfalls vektoriell an den Kernspin:

$$\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$$

Die sich hieraus ergebenden Unterniveaus bezeichnet man als Hyperfeinstrukturaufspaltung (siehe Abbildung 1). Ihre Energiedifferenzen

$$E_{\text{hyper}} = g_F \mu_B B$$

sind proportional zum externen Feld und zum LANDÉ-Faktor

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

wobei F von $I+J$ bis $|I-J|$ laufen kann.

1.2. Optisches Pumpen

Das Prinzip des optischen Pumpens liegt darin, durch optische Anregung die im Normalfall herrschende thermische Besetzung der Energieniveaus nach BOLTZMANN für die äußeren Niveaus umzukehren, sodass höhere Niveaus zahlreicher

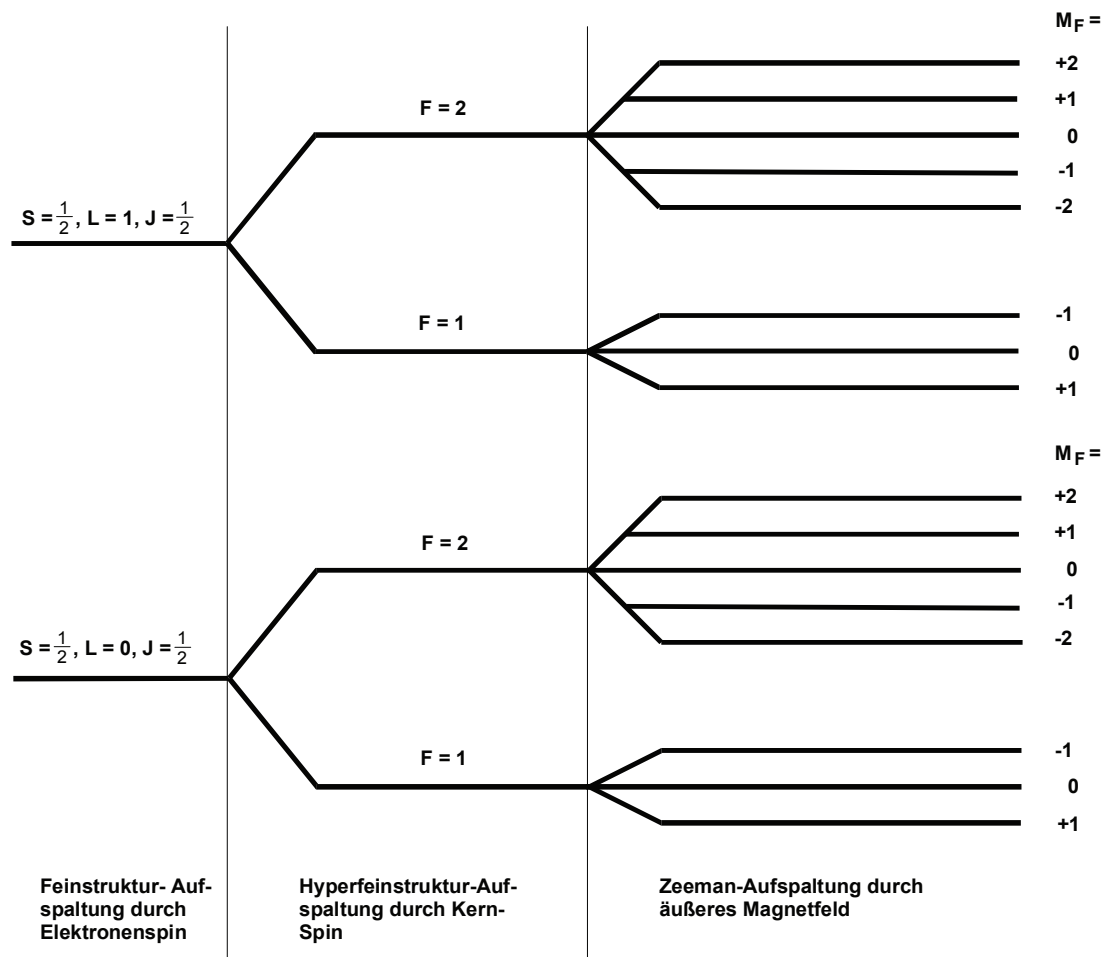


Abbildung 1: ZEEMAN- und Hyperfeinstrukturaufspaltung eines Alkali Atoms mit Kernspin $I = \frac{3}{2}$
(nicht maßstabsgetreu)

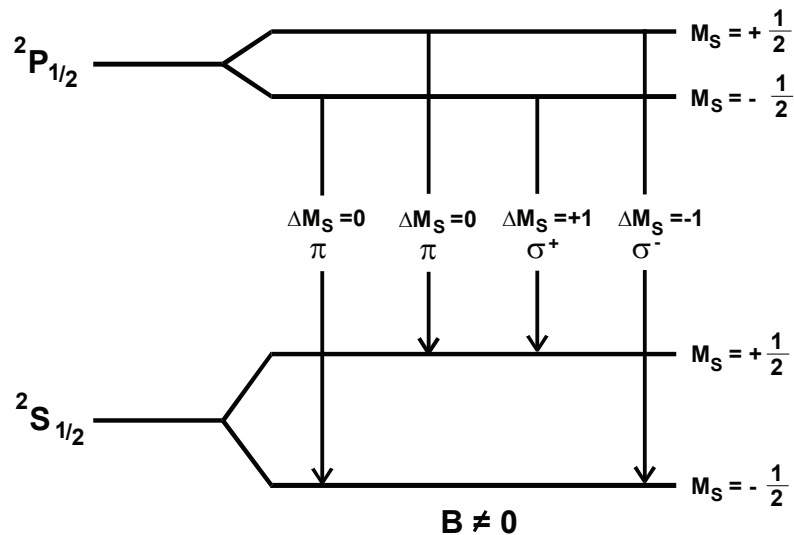


Abbildung 2: ZEEMAN-Aufspaltung und mögliche Übergänge eines hypothetischen Alkaliatoms

besetzt sind als niedrige. Entscheidend hierbei sind die Auswahlregeln und Eigenschaften der Übergänge zwischen den Energieniveaus.

Abbildung 2 zeigt mögliche Übergänge zwischen den P- und S-Niveaus eines hypothetischen Alkali-Atoms. Die Übergänge werden nach dem Polarisationszustand ihrer Strahlung wie folgt eingeordnet: bei einem σ^+ -Übergang steht der Spin der Lichtquanten parallel zu ihrer Ausbreitungsrichtung ($\Delta M_J = +1$), welches rechtszirkular-polarisiertem Licht entspricht; bei einem σ^- ist $\Delta M_J = -1$ und der Spin steht antiparallel zur Ausbreitungsrichtung, dies entspricht linkszirkular-polarisiertem Licht; bei π -Übergängen ($\Delta M_J = 0$) wird linear polarisiertes Licht emittiert und absorbiert.

Wird nun rechtszirkular-polarisiertes Licht eingestrahlt, so werden Elektronen des unteren S-Niveaus angeregt und gehen in die P-Niveaus über. Durch spontane Emission kehren diese wieder in den Grundzustand zurück, wobei ebenfalls Übergänge ins obere S-Niveau möglich sind. Da nun Übergänge in beide S-Niveaus stattfinden, jedoch nur Elektronen aus dem unteren Niveau angeregt werden, leert sich dieses während sich das obere füllt. Dieser Pumpvorgang führt zur gewünschten Umkehrung der thermischen Besetzung.

1.3. Präzisionsmessung der ZEEMAN-Auspaltung

Eine weitere Möglichkeit angeregte Elektronen in ihren Grundzustand zu überführen ist neben der spontanen Emission die induzierte Emission. Wird ein Photon mit einer Energie, die exakt dem Energieabstand zweier Niveaus entspricht, eingestrahlt, so kehrt das Elektron in den Grundzustand zurück und es werden zwei dem eingestrahnten gleiche Photonen emittiert. Spontane und induzierte Emission laufen parallel ab, jedoch ist die Übergangswahrscheinlichkeit für induzierte Emission um einen Faktor $5,5 \cdot 10^{25}$ größer und dominiert gegenüber der spontanen.

Füllt man nun eine Dampfzelle mit dem zu untersuchenden Material, so ist die-

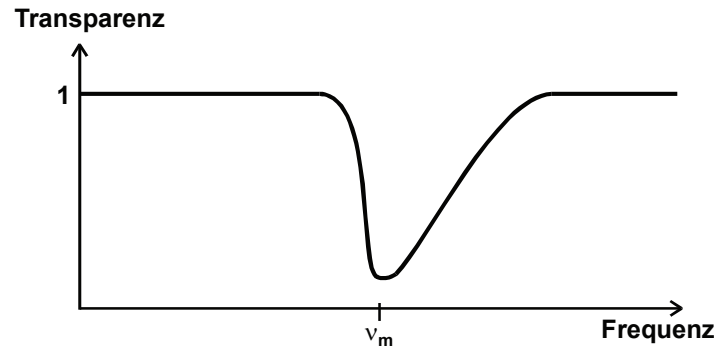


Abbildung 3: Transparenz einer Alkali-Dampfzelle in Abhängigkeit der Frequenz eines angelegten Hochfrequenzfeldes

se nach abgeschlossenem Pumpvorgang für das eingestrahlte σ^+ -Licht transparent. Dies ändert sich sobald ein an die Dampfzelle angelegtes frequenzvariables Hochfrequenzfeld auf die Frequenz

$$\nu_m = g_J \mu_B B \Delta M_J$$

bzw.

$$\nu_m = g_J \frac{1}{4\pi} \frac{e_0}{m_0} B$$

eingestimmt wird und das $^2S_{1/2}, M_J = -\frac{1}{2}$ -Niveau wieder gefüllt wird. Eine Skizze der Entwicklung der Transparenz der Dampfzelle findet sich in Abbildung 3.

1.4. Der quadratische ZEEMAN-Effekt

Bei Magnetfeldern von hoher Flussdichte sind Terme zweiter Ordnung in B für die Übergangsenergien nicht mehr zu vernachlässigen. Nach BREIT-RABI gilt:

$$E_{\text{quad}} = g_F \mu_B B + g_F^2 \mu_B^2 B^2 \frac{1 - 2M_F}{\Delta E_{\text{hyper}}}$$

Bei mittleren und großen Magnetfeldern ist die ZEEMAN-Aufspaltung also direkt von der Hyperfeinstruktur abhängig. Diesen Zusammenhang nennt man den quadratischen ZEEMAN-Effekt.

1.5. Zwei-Quanten-Übergänge

Legt man ein weiteres Hochfrequenzfeld an die Dampfzelle an, so ergibt sich aus den Gliedern höherer Ordnungen der Störungsrechnung die Möglichkeit der Mehrfachquantenübergänge. D.h. für den Fall, dass Vielfache der Einzelfrequenzen die Resonanzfrequenz ergeben

$$n_1 \nu_1 + n_2 \nu_2 = \nu_{\text{res}},$$

sind ebenfalls Resonanzen zu erwarten.

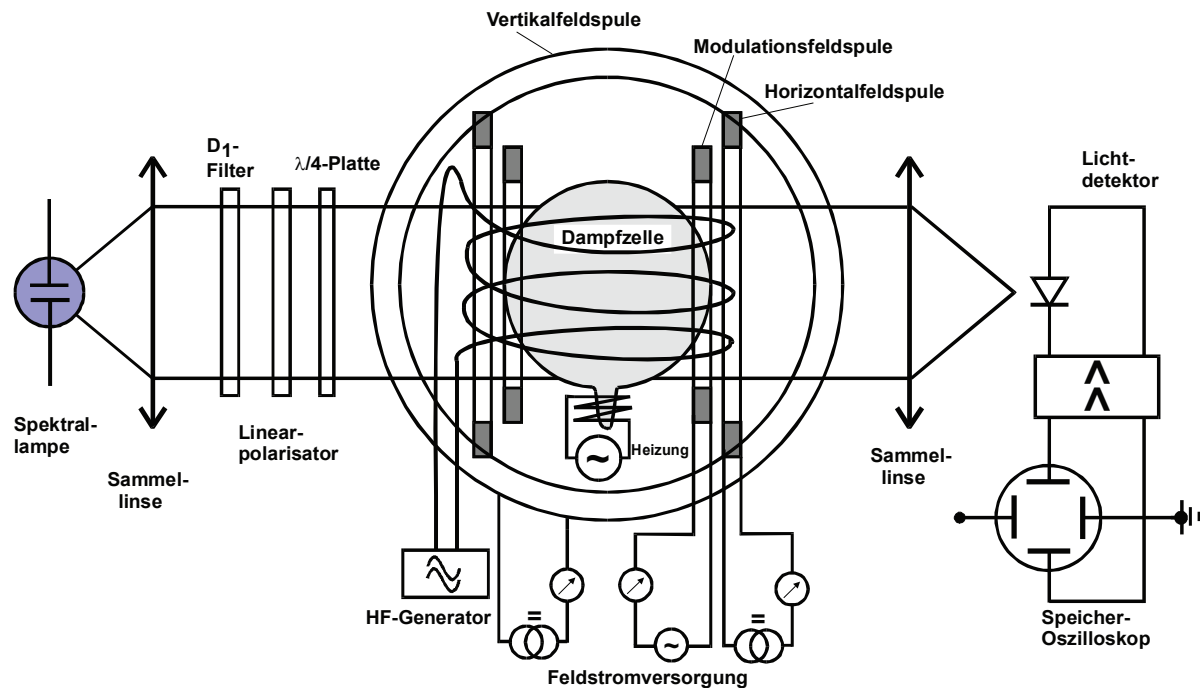


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

1.6. Versuchsaufbau und Durchführung

Abbildung 4 zeigt den schematischen Aufbau der Messapparatur. Die Dampfzelle ist mit dem zu untersuchenden Gas gefüllt und wird durch das rechtszirkularpolarisierte Licht der Rubidium-Spektrallampe angeregt. Die zirkulare Polarisierung wird mit einem Linearpolarisator und einem $\lambda/4$ Plättchen erreicht. Interferenzfilter und Sammellinsen sorgen für einen optimalen Strahlenverlauf. Die Einflüsse des Erdmagnetfeldes werden minimiert, indem der Versuchsaufbau in Richtung Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes ausgerichtet wird und die Vertikalkomponente durch eine Vertikalfeldspule kompensiert wird. Die verbleibende horizontale Komponente lässt sich später herausrechnen, wenn sowohl eine Messreihe bei paralleler als auch bei antiparalleler Ausrichtung des Feldes der Horizontalspule aufgenommen werden. Von Interesse sind die Resonanzen der Hochfrequenzfelder bei unterschiedlichen Beträgen des Horizontalfeldes. Für eine bessere Verarbeitung der Signale ist es zweckmäßig, mittels einer Modulationsspule, eine Periodizität des Pumpvorgangs zu erreichen.

2. Auswertung

Ein bei diesem Versuch typischerweise auftretendes Oszilloskopbild zeigt die Abbildung 5. Das Bild zeigt die periodisch variierende Transparenz der Dampfzelle.

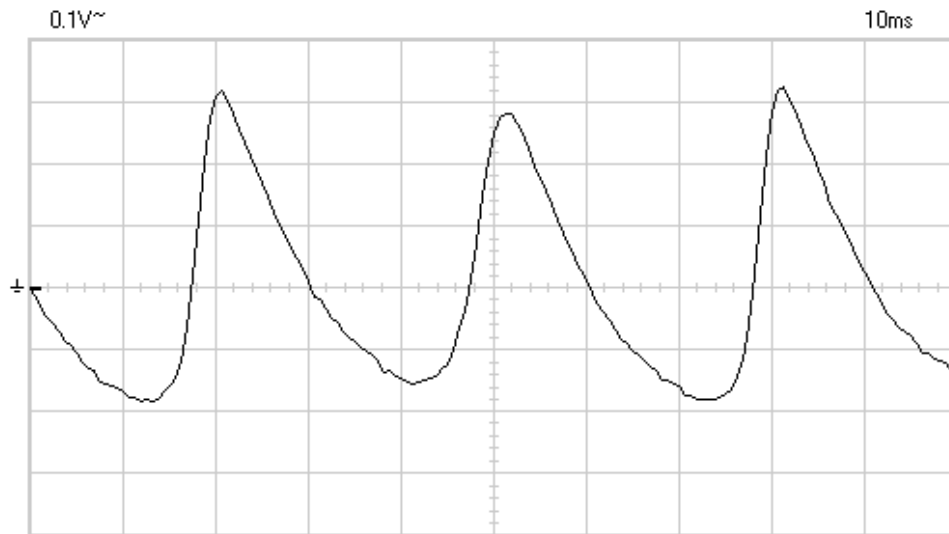


Abbildung 5: Typisches Oszilloskopbild.

2.1. Messung des vertikalen Erdmagnetfeldes

Der störende Einfluss der vertikalen Erdmagnetfeldkomponente soll aus den weiteren Messungen entfernt werden. Ein optimales Signal auf dem Oszilloskop, was einem kompensierten Erdmagnetfeld entspricht, stellt sich bei einem Spulenstrom von

$$I = (0.42 \pm 0.01) \text{ A} \\ = 0.42 \text{ A} \pm 2 \%$$

ein. Die angegebene Ungenauigkeit entsteht durch die Bewegung der Instrumentennadel beim Messen sowie durch Schwankungen der Anzeige auf dem Oszilloskop. Die hier benutzte Spule hat $N = 20$ Windungen und einen Radius von $R = 0.212 \text{ m}$. Diese Daten kann man in die Näherung für die magnetische Flussdichte einer HELMHOLTZ-Spule einsetzen:

$$B = \mu_0 \frac{8NI}{\sqrt{125}R} \quad (2.1)$$

Hierbei ist $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$ die Permeabilität des Vakuums. Man erhält damit für die Vertikalkomponente des Erdmagnetfeldes

$$B_{\text{vert}} = (3.6 \pm 0.8) \mu\text{T} \\ = 35.6 \mu\text{T} \pm 2.3 \%$$

Die Ungenauigkeit auf den Strom wurde hier mit GAUSS auf die Ungenauigkeit der magnetischen Flussdichte fortgepflanzt. Der ermittelte Wert für das Erdmagnetfeld liegt in der erwarteten Größenordnung von 30-60 μT .

2.2. Auswertung der Messdaten zur Resonanzfindung

Für die weiteren Teile der Auswertung sind die gemessenen Resonanzfrequenzen nötig. Diese finden sich in den Tabellen 1 und 2. Für die Umrechnung von Stromstärken I in magnetische Flussdichten B wird wieder die HELMHOLTZ-Formel 2.1 benutzt. Die Kenndaten der benutzten Spule sind $N = 30$ Windungen und $R = 0.16 \text{ m}$.

Mit den so aufbereiteten Daten kann man nun lineare Ausgleichsrechnungen durchführen. Die dazugehörigen Plots finden sich in den Abbildungen 6 bis 9. Nach Berechnung der Ausgleichsgeraden mit der Methode der kleinsten Quadrate (hier mit dem Programm GNUPLOT 4.2 durchgeführt) erhält man folgende Werte für die Achsenabschnitte b und die Steigungen m :

$$\begin{aligned}m_1^{\text{p}} &= (6.88 \pm 0.01) \frac{\text{kHz}}{\mu\text{T}} \\&= 6.88 \frac{\text{kHz}}{\mu\text{T}} \pm 0.2 \% \\b_1^{\text{p}} &= (116.0 \pm 2.5) \text{ kHz} \\&= 116.0 \text{ kHz} \pm 2.2 \% \\m_1^{\text{ap}} &= (6.90 \pm 0.01) \frac{\text{kHz}}{\mu\text{T}} \\&= 6.90 \frac{\text{kHz}}{\mu\text{T}} \pm 0.1 \% \\b_1^{\text{ap}} &= (-104.6 \pm 1.7) \text{ kHz} \\&= -104.6 \text{ kHz} \pm 1.6 \%\end{aligned}$$

Man erkennt, dass die Ergebnisse der linearen Regression für das erste Isotop sehr genau sind; die Achsenabschnitte sind auf 1.6% bis 2.2% genau, die Ungenauigkeiten auf die Steigungen liegen deutlich unter 1%.

Beim zweiten Isotop gelang die Ausgleichsrechnung nur schlecht. Wie man auch in den Abbildungen 8 und 9 erkennt, weichen einige Werte deutlich ab; es gibt einen "Knick" ab einer Flussdichte von etwa 300 μT . Diese Werte sind bei der linearen Regression unberücksichtigt geblieben. Zusätzlich gibt es systematische Abweichungen, die vor allem die Berechnung der Achsenabschnitte stark verschlechtern. Glücklicherweise sind für 17 Flussdichten Werte vorhanden, so dass die Wertemenge trotz der Reduktion noch vertretbar groß ist. Es ist zu vermuten, dass die starke Verschlechterung der Messung beim zweiten Isotop daran begründet ist, dass sich ein Teil der Apparatur während der zweiten Messung unbemerkt verstellt. Möglicherweise schlägt an dem sichtbaren Knick die Kompensation des vertikalen Erdmagnetfelds teilweise fehl, was die systematische Abweichung erklärt, die jedoch die Steigung der Geraden nicht beeinflusst. Die schlechtere Ablesbarkeit insbesondere der niedrigen Frequenzen (durch niedrige Signale bedingt)

erhöht zusätzlich noch die Ungenauigkeit auf die Steigung. Man erhält als Parameter der linearen Regression:

$$m_2^p = (4.33 \pm 0.08) \frac{\text{kHz}}{\mu\text{T}}$$

$$= 4.33 \frac{\text{kHz}}{\mu\text{T}} \pm 1.7 \%$$

$$b_2^p = (278.1 \pm 13.7) \text{ kHz}$$

$$= 278.1 \text{ kHz} \pm 4.9 \%$$

$$m_2^{\text{ap}} = (4.71 \pm 0.14) \frac{\text{kHz}}{\mu\text{T}}$$

$$= 4.71 \frac{\text{kHz}}{\mu\text{T}} \pm 3.0 \%$$

$$b_2^{\text{ap}} = (-232.6 \pm 28.9) \text{ kHz}$$

$$= -232.6 \text{ kHz} \pm 12.4 \%$$

Die Ungenauigkeiten auf die Steigungen sind mit bis zu 3% noch vertretbar, wenn auch schlechter als beim ersten Isotop. Diese Werte können jedoch ohne weiteres für die weitere Auswertung benutzt werden. Die Ungenauigkeiten auf die Achsenabschnitte lassen vermuten, dass diese kaum brauchbar sind.

I [A]	B [μT]	ν_{parallel} [kHz]	$\nu_{\text{antiparallel}}$ [kHz]
2.0	341	2459	2249
1.9	325	2341	2134
1.8	307	2238	2018
1.7	290	2118	1894
1.6	274	2001	1779
1.5	256	1878	1661
1.4	239	1764	1546
1.3	222	1642	1427
1.2	205	1530	1312
1.1	188	1417	1191
1.0	171	1292	1077
0.9	154	1171	957
0.8	137	1058	837
0.7	120	937	726
0.6	102	822	601
0.5	85	704	487
0.4	68	587	364

Tabelle 1: Messwerte für die Resonanzfrequenzen des ersten Isotops. Die Umrechnung in B wird mit der HELMHOLTZ-Formel durchgeführt.

I [A]	B [μ T]	ν_{parallel} [kHz]	$\nu_{\text{antiparallel}}$ [kHz]
2.0	341	1649	1497
1.9	324	1567	1419
1.8	307	1507	1320
1.7	290	1450	1200
1.6	274	1421	1094
1.5	256	1376	981
1.4	239	1324	875
1.3	222	1263	801
1.2	205	1181	716
1.1	188	1106	642
1.0	171	1027	565
0.9	154	950	483
0.8	137	871	409
0.7	120	797	368
0.6	102	716	258
0.5	86	638	230
0.4	68	562	195

Tabelle 2: Messwerte für die Resonanzfrequenzen des zweiten Isotops. Die Umrechnung in B wird mit der HELMHOLTZ-Formel durchgeführt.

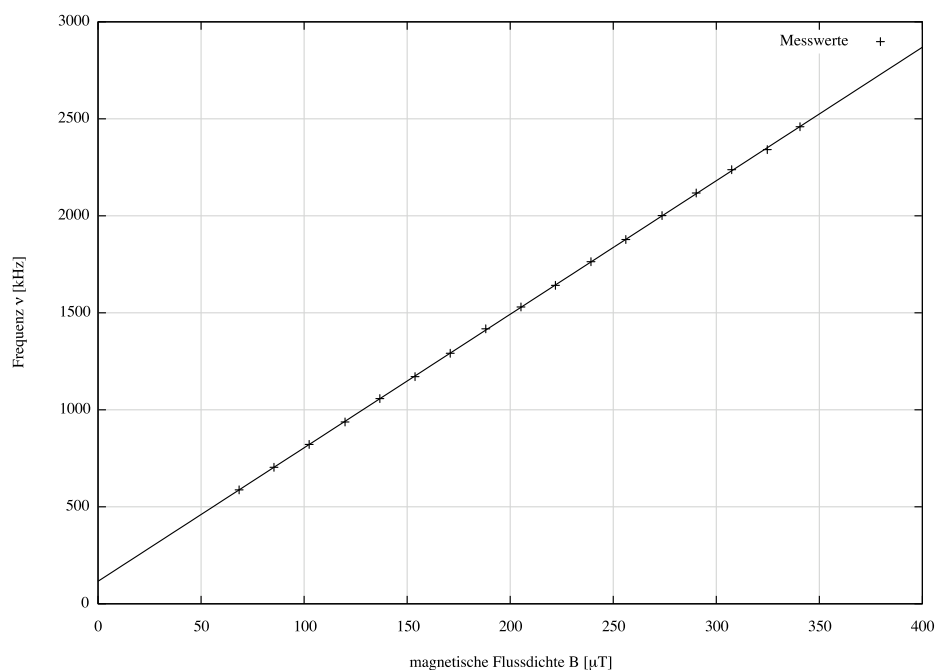


Abbildung 6: Messdaten und Ausgleichsgerade für die Messung des ersten Isotops mit parallelem B -Feld. Die Messdaten finden sich in Tabelle 1.

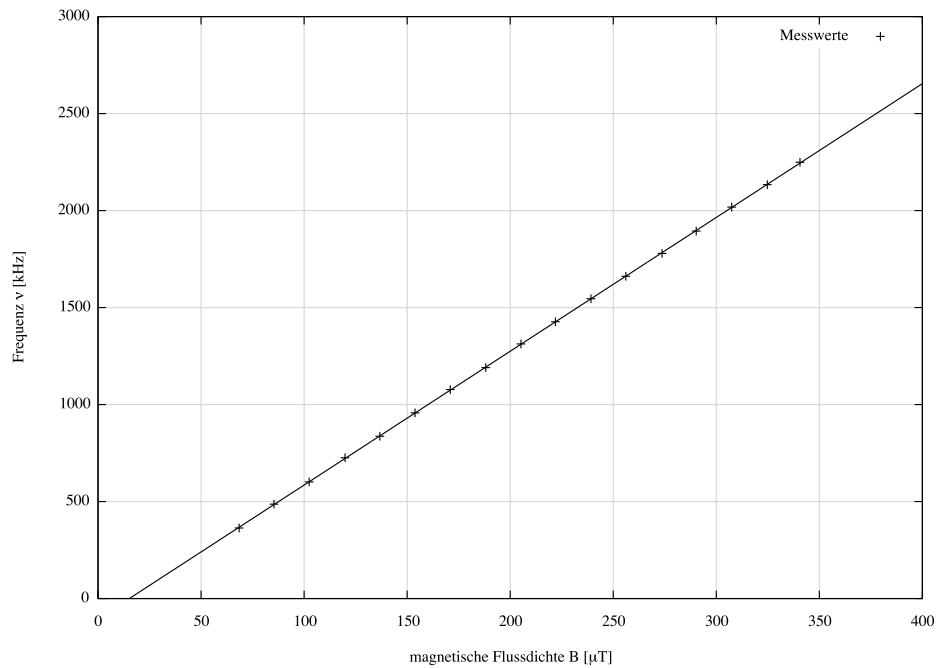


Abbildung 7: Messdaten und Ausgleichsgerade für die Messung des ersten Isotops mit antiparallelem B -Feld. Die Messdaten finden sich in Tabelle 1.

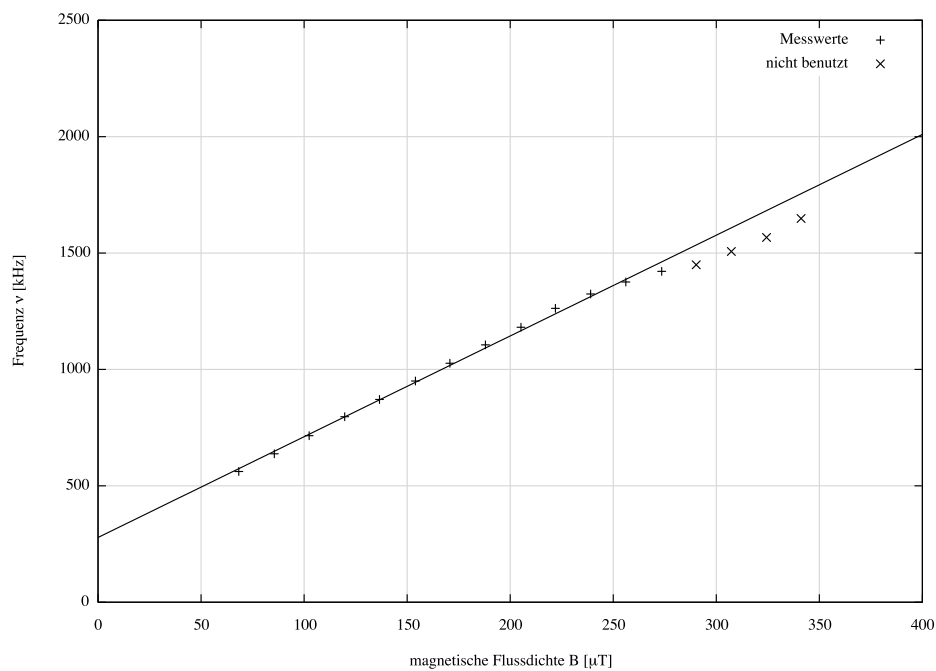


Abbildung 8: Messdaten und Ausgleichsgerade für die Messung des zweiten Isotops mit parallelem B -Feld. Die Messdaten finden sich in Tabelle 2. Es mussten einige Messwerte weggelassen werden.

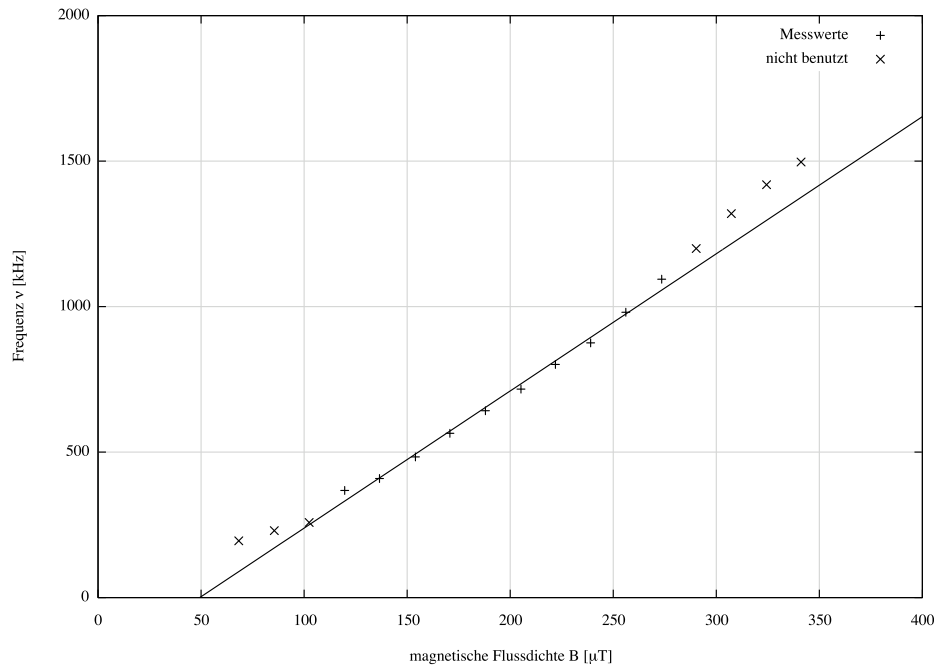


Abbildung 9: Messdaten und Ausgleichsgerade für die Messung des zweiten Isotops mit antiparallelem B -Feld. Die Messdaten finden sich in Tabelle 2. Auch hier sind recht viele unbrauchbare Messpunkte enthalten.

2.2.1. Bestimmung der horizontalen Komponente des Erdmagnetfeldes

Für die Berechnung der horizontalen Komponente des Erdmagnetfeldes betrachtet man den Abstand der Ausgleichsgeraden für die parallelen und antiparallelen Feldrichtungen. Der Einfachheit halber wird hier der Abstand entlang der $y = 0$ -Gerade gewählt, d.h. man betrachtet die $-b/m$ -Werte. Das gesuchte horizontale Erdmagnetfeld ergibt sich dann als

$$B_{\text{horiz}} = \frac{\frac{b_1}{m_1} - \frac{b_2}{m_2}}{2}.$$

Die Ungenauigkeit auf diesen Wert wird wieder mit GAUSS'scher Fehlerfortpflanzung ermittelt. Man erhält dann mit den im letzten Abschnitt angegebenen Parametern der Ausgleichsrechnungen:

$$\begin{aligned} B_1 &= (16.0 \pm 0.2) \mu\text{T} \\ &= 16.0 \mu\text{T} \pm 1.4 \% \\ B_2 &= (56.8 \pm 3.6) \mu\text{T} \\ &= 56.8 \mu\text{T} \pm 6.3 \%. \end{aligned}$$

Der aus der Messung des ersten Isotops gewonnene Wert ist sehr genau, während der Wert B_2 wie oben befürchtet stark abweicht; man müsste im Idealfall zwei gleiche Werte erwarten können. Aus diesem Grund wird hier der Wert B_2 vernachlässigt und als Messergebnis für das horizontale Erdmagnetfeld nur der erste Wert

benutzt:

$$\begin{aligned} B_{\text{horiz}} &= (16.0 \pm 0.2) \mu\text{T} \\ &= 16.0 \mu\text{T} \pm 1.4 \% \end{aligned}$$

2.2.2. Berechnung der g -Faktoren

Die aus der linearen Regression bekannten Steigungen können benutzt werden, um die g -Faktoren zu bestimmen. Für diese gilt

$$g = m \cdot \frac{4\pi m_e}{e},$$

wobei m die errechnete Steigung, $m_e = 9.109 \cdot 10^{-31}$ kg die Elektronenmasse und $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ C die Elementarladung ist. Durch Einsetzen der vier Steigungen erhält man zunächst

$$\begin{aligned} g_1^{\text{p}} &= 0.492 \pm 0.001 \\ &= 0.492 \pm 0.2 \% \\ g_1^{\text{ap}} &= 0.493 \pm 0.001 \\ &= 0.493 \pm 0.2 \% \\ g_1^{\text{p}} &= 0.309 \pm 0.005 \\ &= 0.309 \pm 1.6 \% \\ g_1^{\text{ap}} &= 0.337 \pm 0.01 \\ &= 0.337 \pm 3.0 \% \end{aligned}$$

Für das erste Isotop wird als g -Faktor der Mittelwert der beiden g -Faktoren gewählt, mit gleicher Ungenauigkeit. Beim zweiten Isotop müssen die großen Abweichungen bei der Messung berücksichtigt werden. Es bietet sich hier eine gewichtete Mittelwertbildung an, wobei als Gewichte die inversen Varianzen gewählt werden ($\langle x \rangle = \sum_i g_i x_i / \sum_i g_i$, mit $g_i = 1/\sigma_i^2$, wobei σ_i die Ungenauigkeit des i -ten Werts ist). Als Ungenauigkeit auf das Ergebnis wird der größere der beiden Ausgangsungenauigkeiten benutzt. Damit erhält man für die g -Faktoren:

$$\begin{aligned} g_1 &= 0.492 \pm 0.001 \\ &= 0.492 \pm 0.2 \% \\ g_2 &= 0.315 \pm 0.01 \\ &= 0.315 \pm 3.2 \%. \end{aligned}$$

2.3. Errechnung der Kernspins

Mit $F = J + I$ und der Näherung $g_F \approx g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}$ erhält man durch Einsetzen folgende Formel für den Kernspin I :

$$I = J \left\{ \frac{g_I}{g_F} - 1 \right\}$$

Man kann nun $g_J = 2.0023$, $J = 1/2$ und die ermittelten g_F -Faktoren einsetzen, um die Kernspins der Isotope zu bestimmen:

$$I_1 = 1.53 \pm 0.00$$

$$I_2 = 2.68 \pm 0.01$$

$$= 2.68 \pm 0.4 \%$$

Die Kernspins befinden sich in der Nähe von $\frac{3}{2}$, bzw. $\frac{5}{2}$; hierbei weicht der ermittelte Kernspin für die zweite Messreihe mit etwa 7 % aufgrund der schlechteren Daten wieder stärker ab. Ein Blick in die Nuklidkarte¹ zeigt jetzt auch deutlich die Zuordnung der Messreihen zu den Isotopen:

$$\text{Isotop 1} = {}^{87}\text{Rb}$$

$$\text{Isotop 2} = {}^{85}\text{Rb}.$$

2.4. Nachweis von Zwei-Quanten-Übergängen

Für die Betrachtung von Zwei-Quanten-Übergängen wird das zweite Hochfrequenzfeld hinzugeschaltet. Man kann nun Resonanzen beobachten, wenn die Bedingung $n_1\nu_1 + n_2\nu_2 = \nu_{\text{res}}$ erfüllt ist, wobei die n ganze Zahlen sind und ν_{res} eine der bekannten Resonanzfrequenzen ist. Zur Überprüfung dieser Formel wird hier versucht, durch verschiedene Frequenzkombinationen die Resonanzfrequenz $\nu_{\text{res}} = 2249$ zu erreichen. In dieser Durchführung können hierbei die in der Tabelle 3 aufgeführten Frequenzkombinationen beobachtet werden. Es ist zu beachten, dass die Gleichung auch für negative Vielfache gilt, d.h. man kann erst +2348 kHz hoch springen und danach -100 kHz hinunter.

ν_1 [kHz], $n_1 = 1$	ν_2 [kHz]
2148	100 ($n_2 = 1$)
2048	100 ($n_2 = 2$), 200 ($n_2 = 1$)
1648	100 ($n_2 = 6$), 200 ($n_2 = 3$), 300 ($n_2 = 2$)
1948	100 ($n_2 = 3$), 300 ($n_2 = 1$)
2348	100 ($n_2 = -1$)
2548	150 ($n_2 = -2$), 300 ($n_2 = -1$)

Tabelle 3: Bei den hier aufgeführten Frequenzen und Vielfachheiten wird das Phänomen der Zwei-Quanten-Übergänge stichprobenhaft überprüft.

2.5. Quadratischer ZEEMAN-Effekt

Betrachtet man die Energieänderung ΔE_2 durch den quadratischen ZEEMAN-Effekt, so sieht man, dass

$$\Delta E_2 = g_F^2 \mu_B^2 B^2 \frac{1 - 2M_F}{\Delta E_{\text{Hy}}}$$

¹hier wird die Nuklidkarte auf <http://atom.kaeri.re.kr/> benutzt.

ist, wobei ΔE_{Hy} die Hyperfeinstrukturaufspaltung bedeutet. Diese ist bei den hier benutzten Isotopen in der Größenordnung $2 \cdot 10^{-24}$ J bis $4,5 \cdot 10^{-24}$ J. Im Vergleich zum linearen Term ist der quadratische Term etwa 4 Größenordnungen kleiner und kann somit in diesem Versuch vernachlässigt werden.

A. Anhang

A.1. Literatur

- [1] Die Abbildungen im Theorieteil stammen aus der Versuchsanleitung (<http://berners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/F-Anleitungen/Inhalt.htm>).
- [2] Die Literaturwerte für die Kernspins der Isotope stammen aus der Nuklidtafel auf <http://atom.kaeri.re.kr/>

A.2. Messdaten

Messdaten angefügt in Kopie.