

Versuch 1.5: Aufspaltung von Spektrallinien im Magnetfeld

Praktikanten: Carl Böhmer, Maxim Singer
Betreuer: Florian Löw

Durchführung: 17.1.2011

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen	2
1.1 Klassische Erklärung des normalen Zeemaneffekts	2
1.2 Quantenmechanische Erklärung des Zeeman- und Paschen-Back-Effekts	3
1.2.1 Grundlagen der quantenmechanischen Beschreibung eines Atoms	3
1.2.2 Zeeman-Effekt	4
1.2.3 Paschen-Back-Effekt	4
1.3 Auswahlregeln für optische Übergänge	5
1.4 Fabry-Perot-Interferometer	5
2 Versuchsziel	6
3 Durchführung und Auswertung	6
3.1 Versuchsaufbau	6
3.2 Überprüfen der Vorhersagen der klassischen Erklärung	7
3.3 Zeeman- und Paschen-Back-Effekt in Helium	7
3.4 Zeeman-Effekt in Quecksilber und Bestimmung des Bohrschen Magnetrons	8
4 Fazit	12
5 Quellen	13
6 Eigenständigkeitserklärung	13

1 Grundlagen

1.1 Klassische Erklärung des normalen Zeemaneffekts

Zur klassischen Erklärung des Zeemaneffekts wird davon ausgegangen, dass das Elektron, das für die Emission des Lichtes verantwortlich ist, in alle drei Raumrichtungen oszilliert. Durch ein in z-Richtung angelegtes Magnetfeld B beginnt das Elektron zusätzlich zu seinen ursprünglichen Oszillationen mit der Larmorfrequenz ω_L um die Magnetfeldrichtung zu präzedieren. Diese Bewegung folgt aus der Lorentzkraft, die auf die bewegte Ladung im Magnetfeld wirkt. Bezüglich der Emission des Lichtes wird das schwingende Elektron als Hertzscher Dipol aufgefasst, d. h. bei longitudinaler Betrachtung zum Magnetfeld lässt sich nur Licht betrachten, das von Schwingungen in der x-y-Ebene emittiert wird. Diese

Schwingungen lassen sich als gegensinnig kreisförmige Bewegungen beschreiben, wobei die Larmorfrequenz für eine Verschiebung der Kreisfrequenz gegenüber der Frequenz ω ohne Magnetfeld sorgt. Durch diese Bewegungen werden zwei gegensinnig zirkular polarisierte elektromagnetische Wellen emittiert, wobei die links-zirkulare mit der Frequenz $\omega + \omega_L$ schwingt und die σ^+ -Komponente des Lichts ist, die rechts-zirkulare hingegen wird die σ^- -Komponente genannt und ihre Frequenz ist $\omega - \omega_L$.

Bei transversaler Betrachtung bezüglich des Magnetfeldes erscheinen jene kreisförmigen Schwingungen als lineare Schwingungen, dementsprechend sind beide σ -Komponenten zwar noch wie bei longitudinaler Betrachtung frequenzverschoben, ihre Polarisation ist jedoch linear und senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes. In dieser Beobachtungsrichtung tritt zudem noch die π -Komponente des emittierten Lichtes auf, die von den durch das Magnetfeld ungestörten Schwingungen mit Frequenz ω herrührt und linear und parallel zur Richtung des Magnetfeldes polarisiert ist.

Die klassische Erklärung erbringt nur für den beschriebenen normalen Zeeman-Effekt eine zufriedenstellende Begründung, für den (allgemeineren) anomalen Effekt bedarf es der Quantenmechanik.

1.2 Quantenmechanische Erklärung des Zeeman- und Paschen-Back-Effekts

1.2.1 Grundlagen der quantenmechanischen Beschreibung eines Atoms

Quantenmechanisch wird ein Atom durch seinen Hamiltonoperator $\hat{H} = T + V_c + V_{ll} + V_{ss} + V_{ls}$ beschrieben, dabei ist T die kinetische Energie und V_c beschreibt die Coulombwechselwirkungen innerhalb des Atoms. Die anderen drei Terme beschreiben die Wechselwirkungen der Spins der Elektronen untereinander (V_{ss}), der Bahndrehimpulse (V_{ll}) sowie von Bahndrehimpulsen mit den Spins (V_{ls}). Abhängig von der Stärke dieser Terme untereinander gibt es zwei Kopplungstypen. Ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung deutlich schwächer als die die beiden anderen Wechselwirkungen, tritt LS-Kopplung auf, d.h. es koppeln die Spins der Elektronen zu einem Gesamtspin S und die Bahndrehimpulse zu einem Gesamtbahndrehimpuls L . Diese koppeln dann zu einem Gesamtdrehimpuls $J=S+L$, wobei auf die Richtungsquantelung von S und L Rücksicht genommen werden muss. Ist $L \geq S$ so ergeben sich $2S+1$ verschiedene Werte für den Gesamtdrehimpuls. Man nennt den Term $2S+1$ die Multiplizität M . Sie tritt in der spektroskopischen Notation nach Russel und Sanders auf, welche den Zustand eines Atoms unter Benutzung der Größen M (und damit implizit S), L und J angibt und lautet

$${}^M L_J$$

wobei für L die Buchstaben S, P, D, F... benutzt werden. S steht dabei für L=0 und in der genannten Reihenfolge der Buchstaben wird jeweils 1 zum L des vorhergehenden hinzuaddiert.

Ein weiterer Kopplungstyp ist die jj-Kopplung, bei der der Spin und der Bahndrehimpuls jedes einzelnen Elektrons zunächst zu einem Drehimpuls j und diese dann zu einem Gesamtdrehimpuls J . Er tritt auf bei einem gegenüber V_{ss} und V_{ll} starken V_{ls} -Term und da es kein S und L gibt, ist die Spektroskopische Notation nach Russel und Sanders nicht möglich.

1.2.2 Zeeman-Effekt

Dem Hamiltonoperator wird durch ein externes Magnetfeld eine Störung der Form $\hat{H}_{Ze} = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_J \hat{J} \hat{B}$ hinzugefügt. Dabei lässt sich $g_J \hat{J}$ für den Fall der LS-Kopplung als $g_L \hat{L} + g_S \hat{S}$ angeben ($g_L=1, g_S \approx 2$). Durch eine geeignete Projektion auf \hat{J} und die Anwendung der Störungstheorie in erster Ordnung bestimmt sich der Energieeigenwert und damit die Verschiebung des ursprünglichen Niveaus durch das Magnetfeld zu

$$E = \mu_B B g_J M_J$$

mit

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

Bei einem optischen Übergang von einem Zustand mit M_J und g_J zu einem mit M'_J und g'_J ergibt sich die Spektralaufspaltung

$$\Delta E = \mu_B B (g_J M_J - g'_J M'_J)$$

$$g_{eff} := (g_J M_J - g'_J M'_J).$$

Für den Fall $S=0$ wird M_J zu M_L und, noch entscheidender, g_J zu $g_L \equiv 1$. Dies ist der Fall beim sogenannten normalen Zeeman-Effekt, jede Spektrallinie wird in drei Linien aufgespalten (transversale Betrachtung).

Allgemein gilt für den anomalen Zeeman-Effekt, dass die σ^\pm -Komponenten bei einem Übergang mit $\Delta M_J = \pm 1$ emittiert werden, die π -Komponente bei $\Delta M = 0$ (für den normalen Zeeman-Effekt ΔM_L). Die Polarisierungen sind identisch zu denen der klassischen Erklärung.

1.2.3 Paschen-Back-Effekt

Bei Multipletts (Zustände mit $S > 0$) kann ein starkes Magnetfeld die Spin-Bahn-Wechselwirkung aufheben, so dass es nicht mehr zu einer Kopplung von L und S zu J kommt. Beide treten nun separat in Wechselwirkung mit dem Magnetfeld

und so ergibt sich als Eigenwert zum Hamiltonoperator $\hat{H}_{PB} = -B(\mu_L + \mu_S)$ dieser Störung mit $(\mu_L + \mu_S) = \mu_B/\hbar \cdot (g_L\hat{L} + g_S\hat{S})$

$$E_{PB} = \mu_B B(g_L M_L + g_S M_S).$$

Da V_{ls} mit steigendem Drehimpuls und höherer Schale abnimmt, tritt eine Paschen-Back-Aufspaltung bei jedem Zustand bei unterschiedlich großer Magnetfeldstärke auf. Dieser partielle Paschen-Back-Effekt führt zu einer größeren Zahl von Spektrallinien als der vollständige, bei dem immer drei Linien zu sehen sind. Bei Paschen-Back-Aufspaltung des energetisch höheren Niveaus und Zeeman-Aufspaltung des niedrigeren Niveaus gilt für die Spektrallinienaufspaltung

$$\Delta E_{pPB} = \mu_B B(g_L M_L + g_S M_S - g'_J M'_J).$$

Allein die größere Zahl an Kombinationen verschiedener M_L und M_S sorgt für eine große Vielfalt an Spektrallinien.

Wenn beide Niveaus Paschen-Back-aufgespalten sind, also der vollständige Paschen-Back-Effekt vorliegt, so vereinfacht sich die Energieverschiebung bei einem optischen Übergang zu $\Delta E_{vPB} = \mu_B B g_L \Delta M_L$, da $\Delta M_S = 0$ gilt.

1.3 Auswahlregeln für optische Übergänge

Bei den Übergängen zwischen den verschiedenen Anregungszuständen sind Regeln zu beachten. Für den Zeeman-Effekt sind es:

- $\Delta J = 0, \pm 1$
- $\Delta M_J = 0$ (verboten wenn $\Delta J = 0$), ± 1

Beim Paschen-Back-Effekt sind \vec{S} und \vec{L} entkoppelt und sind andere Regeln zu berücksichtigen.

- $\Delta L = 0, \pm 1$
- $\Delta M_L = 0, \pm 1$
- $\Delta M_S = 0$

1.4 Fabry-Perot-Interferometer

Ein Fabry-Perot-Interferometer besteht aus zwei parallel angeordneten Spiegeln mit einem hohem Reflexionsgrad (Abb. 1).

Tritt ein Lichtstrahl in das Gerät ein, so wird er zwischen den Spiegeln in mehrere Teilstrahlen aufgespalten. Da die Spiegel einen Teil des Lichtes durchlassen, haben die Wellenzüge der austretenden Teilstrahlen einen festen Gangunterschied zu einander, so dass sie interferieren können. Vernachlässigt man die Spiegeldicke, so berechnet sich der Wellengangunterschied zu $s = 2d \cos(\phi)$. Wenn s ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge des Lichts beträgt, so können die austretenden Lichtwellen konstruktiv interferieren. Als Ergebnis beobachtet man konzentrische Kreise.

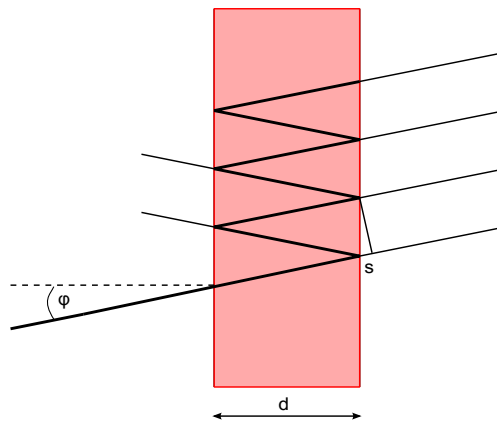


Abbildung 1: Weg eines Lichtstrahls im Fabry-Perot-Interferometer.

2 Versuchsziel

Ziel dieses Versuches ist die Überprüfung sowohl der klassischen als auch der quantenmechanischen Theorien zur Beschreibung von Atomspektren unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes. Dafür werden der normale und anomale Zeemaneffekt sowie der Paschen-Back-Effekt beobachtet. Des Weiteren soll das Bohrsche Magnetron μ_B bestimmt werden.

3 Durchführung und Auswertung

3.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht aus dem Elektromagneten, zwischen dessen Eisenpolschuhen die für den jeweiligen Versuchsaufbau benötigte Geißleröhre eingebaut wurde, einer Linse, die das von dieser kommende Licht auf das Loch einer Blende abbildet sowie einer weiteren Linse, welche so platziert wird, dass die Blende in ihrem Brennpunkt steht. Dadurch treffen die Lichtstrahlen parallel auf das Fabry-Perot-Interferometer. Für die Messung lässt sich das Spektrum mittels einer Kamera auf einen Bildschirm betrachten, wobei die Kamera nur Intensitäten abbildet, es sind also keine Farben sichtbar. In den Strahlengang wurde bei Bedarf ein $\lambda/4$ -Plättchen und/oder ein Polarisationsfilter eingebracht und um bestimmte Übergänge zu beobachten ein Farbfilter der Photonen der Wellenlänge durchlässt, die bei dem Übergang emittiert werden.

3.2 Überprüfen der Vorhersagen der klassischen Erklärung

Um die klassischen Vorhersagen zu prüfen beobachten wir den ${}^1D_2 \rightarrow {}^1P_1$ Übergang, indem wir den $668 \pm 1\%$ nm Farbfilter im Strahlengang platzieren. Da hier jeweils $S=0$ ist, handelt es sich um Singulettzustände. Bei eingeschaltetem Magnetfeld muss somit der normale Zeeman-Effekt auftreten. Dies konnten wir nachweisen, indem wir bei der transversalen Betrachtung zum Magnetfeld drei Linien in jeder Beugungsordnung ausfindig machen konnten, von denen die Mittige bei Einbringen eines Polarisationsfilters mit Polarisationsebene senkrecht zum Magnetfeld verschwand, und somit nur noch die senkrecht zum Magnetfeld polarisierten σ^+ - und σ^- -Komponenten zu sehen waren. Bei Drehung der Polarisationsebene um 90° war hingegen nur noch die mittlere, die π -Komponente zu sehen, die parallel zur Richtung des Magnetfelds polarisiert ist.

Bei longitudinaler Betrachtung zum Magnetfeld, für die durch ein Loch in einem der Polschuhe des Elektromagneten beobachtet wurde. Nach Einschalten des Magnetfeldes waren zwei Linien je Beugungsordnung zu erkennen. Die Kombination von einem $\lambda/4$ -Plättchen mit dem Winkel 45° zwischen Vertikale und optischer Achse und einem nachfolgenden Polarisationsfilter lässt bei Stand des letzterem im Winkel 0° zur Vertikalen nur links zirkular polarisiertes Licht passieren, bei 90° nur rechts zirkular polarisiertes. In der 0° -Position verschwindet auf dem Schirm die weiter außen liegende und die σ^- -Linie ist zu sehen, bei 90° verschwindet die innere und die σ^+ -Linie verbleibt. Wie die klassische Erklärung vorhersagt, sind also beide Emissionslinien entgegengesetzt zirkular polarisiert. Die links zirkular polarisierte σ^- -Komponente taucht zudem im Spektrum weiter innen auf, da niedrigere Frequenzen ($\sigma^-: \omega - \omega_L$) durch das Interferometer unter einem kleineren Winkel erscheinen als Höhere ($\sigma^+: \omega + \omega_L$).

3.3 Zeeman- und Paschen-Back-Effekt in Helium

Durch einen $589 \pm 1\%$ nm Farbfilter untersuchen wir die Übergänge ${}^3D_{1,2,3} \rightarrow {}^3P_{0,1,2}$ in Helium in transversaler Beobachtungsrichtung, wobei nur ${}^3D_1 \rightarrow {}^3P_{0,1}$ sichtbar sind, weil sie intensive Übergänge darstellen. In Tabelle 1 sind die möglichen Werte für g_{eff} beim ${}^3D_1 \rightarrow {}^3P_1$ -Übergang angegeben. Für die Landéschen g-Faktoren der Niveaus gilt $g_j({}^3D_1)=1/2$ und $g_j({}^3P_1)=3/2$.

ΔM_j	M_J	$M_{J'}$	g_{eff}
+1	1	0	1/2
	0	-1	3/2
0	1	1	-1
	-1	-1	+1
-1	0	1	-3/2
	-1	0	-1/2

Tabelle 1: Effektive Lande-Faktoren.

Eigentlich würde man beim Hochdrehen des Magnetfeldes erwarten, dass erst der Zeeman-Effekt auftritt, dann zunächst der partielle Paschen-Back-Effekt, weil nur für das 3D_1 -Niveau die Spin-Bahn-Wechselwirkung auftritt, und sich schließlich der vollständige Paschen-Back-Effekt zeigt. Äußern würde sich dies in zunächst sechs Linien je Beugungsordnung, die im Bereich des partiellen Paschen-Back-Effektes in weitere Linien aufspalten und schließlich bei einem starken Magnetfeld wieder nur drei Linien werden. Während dem Aufdrehen des Magnetfeldes waren jedoch immer nur drei Linien zu erkennen. Dies hat seine Ursache im Magnetfeld der Erde, welches bereits stark genug ist, um den Paschen-Back-Effekt in Helium bei diesen Übergängen hervorzurufen. Durch einen Polarisationsfilter ließ sich feststellen, dass die äußeren Linien senkrecht zum Magnetfeld polarisiert sind (also die σ^+ - und σ^- -Komponenten sind) und die mittige die parallel polarisierte π -Komponente. Dies entspricht der erwarteten Beobachtung beim normalen Zeeman-Effekt, da $S \neq 0$ muss aber der Paschen-Back-Effekt vorliegen.

3.4 Zeeman-Effekt in Quecksilber und Bestimmung des Bohrschen Magnetrons

Die beobachteten Übergänge des Quecksilbers sind $^3S_1 \rightarrow ^3P_0$ ($405 \pm 1\%$ nm), $^3S_1 \rightarrow ^3P_1$ ($436 \pm 1\%$ nm) sowie $^3D_1 \rightarrow ^3P_2$ ($546 \pm 1\%$ nm), für deren Beobachtung Farbfilter für die in den Klammern genannten Wellenlängen verwendet wurden.

Die Messungen die zur Bestimmung des Bohrschen Magnetrons nötig sind, werden teilweise mit einem Polarisationsfilter im Strahlengang durchgeführt, so dass nur die σ^+ - bzw. σ^- -Linien zu sehen sind. Messwert ist der Strom, der die Stärke des Magnetfeldes regelt, der während die aufgespaltenen Spektrallinien zweier Beugungsordnungen in bestimmter Weise übereinander liegen abgelesen wird. Auf diese Weise kann der Winkel $\delta\alpha_1$ angegeben werden (in Einheiten von g_{eff}) als die g_{eff} -Differenz von zwei Spektrallinien derselben Beugungsordnung.

Der Winkel $\delta\alpha_2$ wird, ebenfalls in Einheiten von g_{eff} , als Summe der Beträge der g_{eff} von zwei übereinander liegenden Spektrallinien verschiedener Beugungsordnung bestimmt. Zur Bestimmung wird die Gleichung

$$\mu_B = \frac{hc}{2dB} \cdot \frac{\delta\alpha_1}{\Delta g_{eff} \delta\alpha_2}$$

verwendet, wobei B aus einem Graphen aus der eingestellten Stromstärke I bestimmt wird. Δg_{eff} ist die g_{eff} -Differenz der beiden Linien, zwischen denen der Winkel $\delta\alpha_1$ bestimmt wird, was bedeutet, dass beide Werte identisch sind und sich in der Formel wegekürzen.

Um das Hystereseverhalten zu umgehen wird für eine Messung zunächst stets der Strom bis zum Anschlag aufgedreht und dann heruntergeregelt um die gewünschte Überlagerung auf dem Bildschirm herbeizuführen. Dadurch befindet man sich auf dem oberen Ast der Strom-Magnetfeld-Kurve, welcher keine Abweichung durch Hystereseeffekte erfährt.

Beim $^3S_1 \rightarrow ^3P_0$ Übergang (405 nm) sind durch die Aufspaltung drei Linien je Beugungsordnung zu sehen. Das Magnetfeld wird zunächst so geregelt, dass sich die σ^+ -Linie mit der π -Linie der nächsten Beugungsordnung überlagern. Dadurch ist $\delta\alpha_2 = |0| + |2| = 2$ der Abstand der Beugungsordnungen und $\delta\alpha_1 = \Delta g_{eff} = 2$, da die g_{eff} -Differenz der σ^+ und der π -Linie derselben Ordnung betrachtet wird. Gemittelt aus sechs Einzelmessungen geschieht dies bei $I = 1.06 \pm 0.01$ A. Die Werte für g_{eff} sind in Tabelle 2 angegeben. Durch weiteres Verringern des B-Feldes wurden σ^+ - und σ^- -Komponenten in Deckung gebracht, dadurch ist $\delta\alpha_1 = 2$ und $\delta\alpha_2 = 4$, der Strom ist gemittelt $I = 0.45 \pm 0.01$ A.

ΔM_j	M_J	M_J'	g_{eff}
+1	1	0	2
0	0	0	0
-1	-1	0	-2

Tabelle 2: g_{eff} beim $^3S_1 \rightarrow ^3P_0$ Übergang (405 nm).

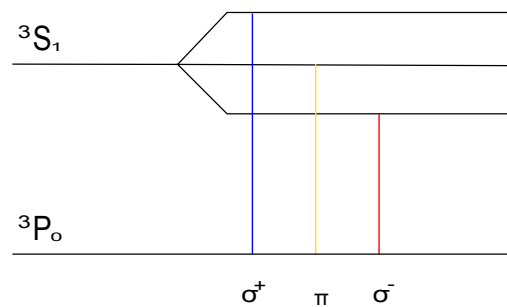


Abbildung 2: Spektralaufspaltung beim 405 nm - Übergang.

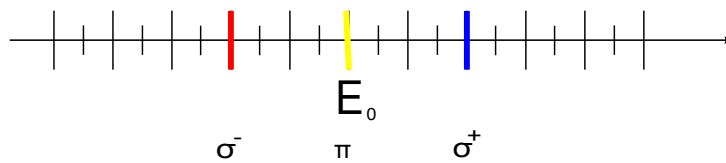


Abbildung 3: Energiestrahle des 405 nm - Übergangs.

Beim Übergang ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_1$ (436 nm) verwenden wir einen Polarisationsfilter und bringen die beiden σ^+ - mit den beiden σ^- -Linien der nächsten Ordnung in Deckung, so dass im Falle der Überdeckung zwei Linien dicht nebeneinander beobachtet werden können. So gilt $\delta\alpha_1=1/2$ und $\delta\alpha_2=7/2$ bei einem gemittelten Strom von $I=0.51\pm 0.01$ A.

ΔM_j	M_J	$M_{J'}$	g_{eff}
+1	0	-1	3/2
	1	0	2
0	-1	-1	-1/2
	1	1	1/2
-1	-1	0	-2
	0	1	-3/2

Tabelle 3: g_{eff} beim ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_1$ Übergang (436 nm).

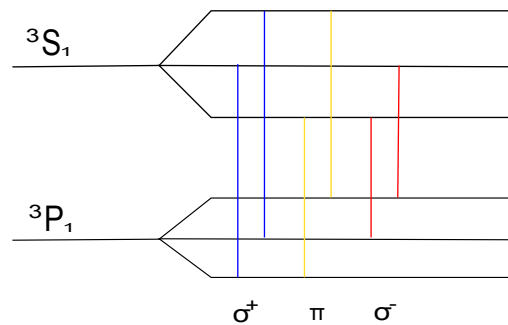


Abbildung 4: Spektralaufspaltung beim 436 nm - Übergang.

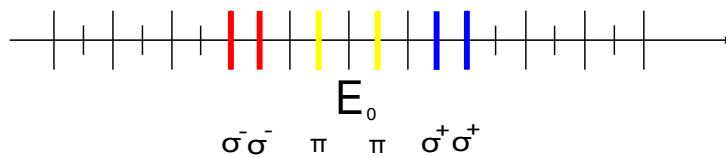


Abbildung 5: Energiestrahle des 546 nm - Übergangs.

Da $\Delta J=0$, ist ein Übergang von einem Zustand mit $M_J=0$ zu einem mit ebenfalls $M_J=0$ nicht erlaubt, deswegen fehlt eine entsprechende Zeile in dieser Tabelle.

Wir verwenden ebenfalls einen Polarisationsfilter für den Übergang ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_2$ (546 nm), so dass je drei σ^+ - und σ^- -Linien sichtbar sind. Diese werden in Deckung gebracht, sodass bei Überlagerung drei Linien zu sehen sind. Hier ist $\delta\alpha_1=1/2$, $\delta\alpha_2=3$ und der gemittelte Strom $I=0.63\pm 0.01$ A.

ΔM_J	M_J	$M_{J'}$	g_{eff}
+1	-1	-2	1
	0	-1	3/2
	1	0	2
0	-1	-1	-1/2
	0	0	0
	1	1	1/2
-1	-1	0	-2
	0	1	-3/2
	1	2	-1

Tabelle 4: g_{eff} beim ${}^3S_1 \rightarrow {}^3P_2$ Übergang (546 nm).

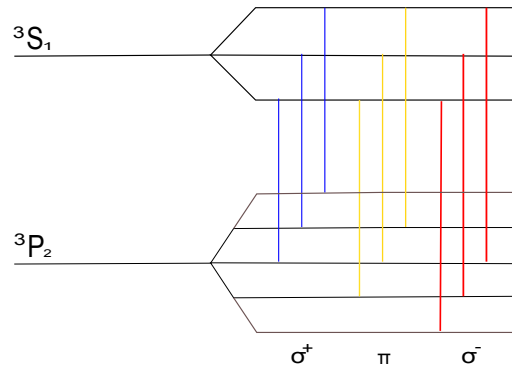


Abbildung 6: Spektralaufspaltung beim 546 nm - Übergang.

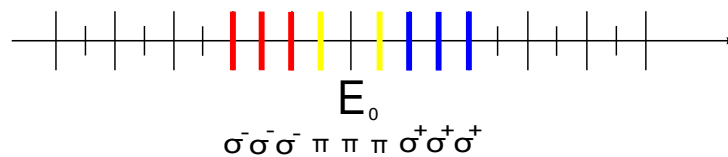


Abbildung 7: Energiestrahle des 546 nm - Übergangs.

Für die am Netzgerät eingestellten Ströme aus den Einzelmessungen nehmen wir einen Fehler von $\Delta I = 0.03$ A an, da auch ein gewisser Spielraum besteht, die Überlagerung der Linien auf einen bestimmten Wert festzusetzen.

Linie	405 nm	405 nm	436 nm	546 nm
$\delta\alpha_2$	2	4	7/2	3
I in A	1.06 ± 0.01	0.45 ± 0.01	0.51 ± 0.01	0.63 ± 0.01
B in T	0.725 ± 0.010	0.355 ± 0.010	0.405 ± 0.010	0.480 ± 0.010
μ_B in $10^{-24} J/T$	9.04 ± 0.12	9.23 ± 0.26	9.25 ± 0.23	9.10 ± 0.19

Tabelle 5: Bohrsches Magneton, bestimmt aus den Messungen der einzelnen Linien.

Aus allen Messungen ergibt sich der Mittelwert $\mu_B = 9.16 \pm 0.10 \cdot 10^{-24}$ J/T, was dicht am Literaturwert von $9.27 \cdot 10^{-24}$ J/T liegt. Die Unsicherheiten von B ergeben sich aus dem Ablesen aus dem Graphen, da die Abweichungen von I dort ein Intervall der möglichen Magnetfeldstärken B erzeugen. Für μ_B ergeben sich die Unsicherheiten aus einer Gaußschen Fehlerfortpflanzung.

4 Fazit

Dieser Versuch vermittelt einen schönen Einblick in die wissenschaftliche Entwicklung bei der Beschreibung eines experimentell beobachteten Effektes, indem er nicht nur die Grenzen einer klassischen Erklärung, sondern auch die Notwendigkeit der quantenmechanischen Theorie aufzeigt. Trotz bei der Verwendung von Helium auftretenden Störungen in der Bildschirmdarstellung ließen sich die erwarteten Effekte klar erkennen und die theoretischen Voraussagen bestätigen. Interessant und beeindruckend ist auch die trickreiche Messmethode, die auch mit einer recht hohen Messgenauigkeit aufwartet und ein Ergebnis für das Bohrsche Magneton dicht am Literaturwert geliefert hat.

5 Quellen

Literatur

[ANLEITUNG] Anleitung zum Versuch 1.5

[MAPPE 2.4] Literaturmappe zum Versuch 1.5

6 Eigenständigkeitserklärung

Wir versichern hiermit, dass wir die vorliegende Ausarbeitung selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt haben. Die Stellen, die anderen Werken dem Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen wurden, haben wir durch die Angabe der Quelle kenntlich gemacht.

Darmstadt, 22.01.2011

Carl Böhmer, Maxim Singer