

Versuchsdatum: 9.1.2012

Zeeman-Effekt

Iris Conradi und Melanie Hauck
Gruppe 118

21. Januar 2012

Inhaltsverzeichnis

1	Ziel des Versuches	4
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	Kopplungsmechanismen und Vektorgerüstmodell	4
2.2	Aufspaltung der Spektrallinien	4
2.2.1	Magnetfeld	5
2.2.2	Elektrisches Feld	6
2.3	Übergänge	6
2.4	Das Heliumatom	7
3	Versuchsaufbau	8
4	Auswertung	8
4.1	Zuordnung der He-Linien	8
4.2	Zeeman-Aufspaltung der 667.8 nm Linie	9
4.3	e/m -Bestimmung	11
4.4	Zeeman-Aufspaltung der 587 nm Linie	13
5	Korrektur zur e/m-Bestimmung	14

1 Ziel des Versuches

In diesem Versuch beobachten wir den Zeeman-Effekt an Helium. Außerdem bestimmen wir aus dieser Messung die spezifische Ladung des Elektrons.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Kopplungsmechanismen und Vektorgerüstmodell

Die Drehimpulse der Elektronen in einem Mehrelektronenatom können auf verschiedene Weise koppeln. Dies hängt davon ab, wie groß die Spin-Bahn-Wechselwirkung eines einzelnen Elektrons im Vergleich zur Wechselwirkung der Elektronen untereinander ist.

jj-Kopplung Diese Kopplung ist der Grenzfall in dem die Spin-Bahn-Wechselwirkung der einzelnen Elektronen deutlich stärker ist als die gegenseitige Wechselwirkung. Daher koppeln s und l der einzelnen Elektronen zu j_i . Anschließend koppeln die j der verschiedenen Elektronen zum Gesamtdrehimpuls $J = \sum j_i$.

LS-Kopplung Diese Kopplung beschreibt den anderen Grenzfall. Hier koppeln erst die Spins s_i der einzelnen Elektronen zum Gesamtspin S . Die Bahndrehimpulse l_i koppeln zum Gesamtbahndrehimpuls L . Anschließend koppeln Gesamtspin und Gesamtbahndrehimpuls zum Gesamtdrehimpuls J .

Wie sich L und S zu J kombinieren kann man sich mit Hilfe eines Vektormodells veranschaulichen. Die möglichen Werte für J liegen im Bereich von $|L - S|$ bis $L + S$, also von \vec{L} und \vec{S} antiparallel bis parallel.

Im Versuch betrachten wir das Heliumatom. Bei diesem liegt LS -Kopplung vor. Der Gesamtspin kann die Werte $S = 0$ und $S = 1$ annehmen.

2.2 Aufspaltung der Spektrallinien

Wenn sich Atome in einem magnetischen Feld befinden, so spalten die Spektrallinien, die man ohne Feld beobachtet, auf.

Dies resultiert daraus, dass durch Anlegen eines Feldes eine Quantisierungsachse für die Drehimpulse ausgezeichnet wird. Je nachdem welche magnetische Quantenzahl m die Drehimpulse haben, also wie sie im Bezug zu dem Feld ausgerichtet sind, haben sie eine

verschieden hohe potentielle Energie. Diese Energiedifferenzen führen zur Aufspaltung der Spektrallinien.

2.2.1 Magnetfeld

Dem Drehimpuls J können wir ein magnetisches Moment $\vec{\mu}_J$ zuordnen.

$$\vec{\mu}_J = -\frac{e}{2m}g_J\vec{J} \quad (1)$$

Die potentielle Energie im Magnetfeld beträgt:

$$V = -\vec{\mu}_J\vec{B} = \mu_B g_J m_J B \quad (2)$$

wobei $\mu_B = e\hbar/2m$ und das Skalarprodukt $\vec{B}\vec{J}$ hat den Wert $B \cdot \hbar m_J$, da $\hbar m_J$ der Betrag des Drehimpulses in die Quantisierungsrichtung bezeichnet.

In obigen Gleichungen tritt der sogenannte Landé-Faktor g auf. Er beschreibt das Verhältnis des magnetischen Momentes in Einheiten von μ_B zum Drehimpuls in Einheiten von \hbar . Er kann beispielsweise mit Hilfe des Einstein-de Haas-Versuches aus dem gyromagnetischen Verhältnis bestimmt werden.

anomaler Zeeman-Effekt Da der Drehimpuls und der Spin verschiedene g-Faktoren haben, ist das magnetische Moment $\vec{\mu}_J = \vec{\mu}_S + \vec{\mu}_L$ nicht antiparallel zum Gesamtdrehimpuls $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$.

Wegen der Präzession des magnetischen Momentes bleibt im zeitlichen Mittel nur die Komponente von $\vec{\mu}_J$ in Richtung von \vec{J} übrig. Diese Komponente hat eine potentielle Energie im Magnetfeld und wird somit in Gleichung (2) eingesetzt. Damit ergibt sich der in Gleichung (3) beschriebene g-Faktor.

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (3)$$

normaler Zeeman-Effekt Wenn nun der Gesamtspin $S = 0$ ist, dann ist $\vec{J} = \vec{L}$ antiparallel zu $\vec{\mu}_J = \vec{\mu}_L$. Da $g_L = 1$ ist gilt somit $V = \mu_B B m_L$. Somit erhält man eine äquidistante Aufspaltung der Energieniveaus, sodass viele Übergänge die gleiche Energie haben und somit nicht zu unterscheiden sind.

Quadratischer Zeeman-Effekt Analog zu dem im nächsten Abschnitt behandelten quadratischen Stark-Effekt gibt es auch eine Energieverschiebung, die durch Polarisation hervorgerufen wird. Es wird ein magnetisches Moment $\vec{\mu} \propto \vec{B}$ induziert, sodass $V \propto \vec{B}^2$ gilt.

Diese Verschiebung geschieht also sogar bei Atomen mit abgeschlossenen Schalen (kein äußeres magnetisches Moment).

Paschen-Back-Effekt Wenn das äußere Magnetfeld zu stark wird, sodass es die Spin-Bahn-Kopplung, die durch das Magnetfeld der Bahn hervorgerufen wird übersteigt, tritt der Paschen-Back-Effekt auf.

Die magnetischen Momente μ_S und μ_L präzedieren dann näherungsweise unabhängig um \vec{B} . Somit ergibt sich für die Energieverschiebung:

$$V = (g_L m_L + g_S m_S) \mu_B B \approx (m_L + 2m_S) \mu_B B \quad (4)$$

2.2.2 Elektrisches Feld

Auch wenn sich ein Atom in einem elektrischen Feld befindet, so kann es zur Verschiebung und Aufspaltung der Spektrallinien kommen. Dies wird als Stark-Effekt bezeichnet.

Wie auch beim Zeeman-Effekt gibt es einen linearen und einen quadratischen Effekt. Der quadratische Stark-Effekt ist wie der quadratische Zeeman-Effekt auf eine Polarisation zurückzuführen.

2.3 Übergänge

Bei der Betrachtung von Übergängen muss man beachten, dass nur Übergänge möglich sind, für die Folgendes¹ gilt

$$\Delta J = 0, \pm 1 \text{ (ohne } J = 0 \rightarrow J = 0) \quad (5)$$

$$\Delta m_J = 0, \pm 1 \text{ (ohne } m_J = 0 \rightarrow m_J = 0 \text{ bei } \Delta J = 0) \quad (6)$$

$$\Delta S = 0 \quad (7)$$

$$\Delta L = 0, \pm 1 \text{ (} \Delta l = \pm 1) \quad (8)$$

Wenn man ohne Magnetfeld eine Spektrallinie betrachtet und dann das Magnetfeld anschaltet, spaltet sich diese Linie auf.

Dies erklärt sich dadurch, dass die beiden Energieterme zwischen denen der Übergang geschieht, jeweils aufspalten (außer Terme mit $L = 0$). So ergeben sich Übergänge (nach

¹Quelle: Haken Wolf, Atom- und Quantenphysik, 8. Auflage, S.361

obiger Auswahlregel) mit verschiedenen Energien und somit verschiedenen Wellenlängen. Bei Übergängen mit $\Delta m_j \neq 0$ ändert sich die z-Komponente des Drehimpulses. Diese Änderung muss aufgrund der Drehimpulserhaltung auf das Photon übertragen werden. Daher hat man in diesen Fällen zirkular polarisiertes Licht. Die Drehebene des Lichtes steht senkrecht auf der Richtung des Magnetfeldes, da die Änderung des Drehimpulses in dieser Richtung geschieht.

Bei Übergängen mit $\Delta m_j = 0$ erhält man linear polarisiertes Licht, der \vec{E} ist parallel zum Magnetfeld ausgerichtet.

2.4 Das Heliumatom

Abbildung 1 zeigt das Termschema des Heliumatoms². Dargestellt sind die Energien des eine Elektrons, während das andere Elektron sich im Grundzustand befindet. Zu erken-

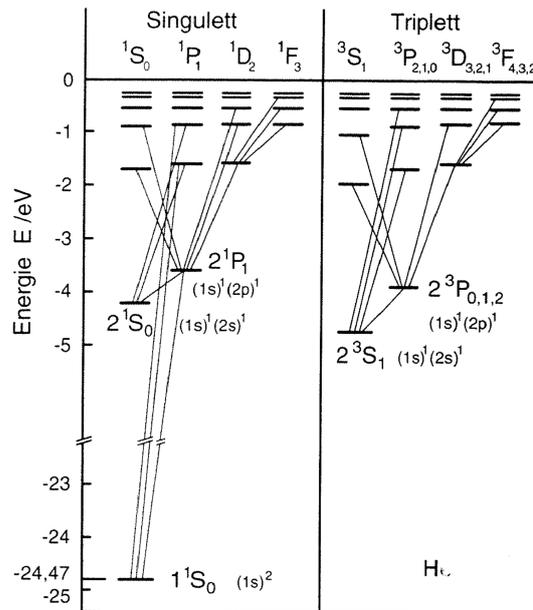


Abbildung 1: Termschema des Heliumatoms

nen ist, dass sich zwei voneinander völlig getrennte Termschemata ergeben. Zwischen ihnen sind keine Übergänge möglich.

Die Singulett Zustände (auch Parahelium) haben antiparallele Spins. Daher gibt es hier auch im Termschema für das zweite Elektron ein Energie bei $n = 1$.

Dies ist für das Orthohelium (Triplett) nicht möglich, da hier die Spins parallel sind und somit nach dem Pauliprinzip nicht beide Elektronen $n = 1$ haben können.

²entnommen aus Haken Wolf, Atom- und Quantephysik, 8.Auflage, S.322

Das Parahelium hat $S = 0$ und das Orthohelium $S = 1$, daher ist nach obigen Auswahlregeln auch klar, dass zwischen den beiden Bereichen keine Übergänge stattfinden.

3 Versuchsaufbau

Um die Spektrallinien des Heliums zu untersuchen, verwenden wir ein Gitterspektrometer (vgl. Abbildung 2). Das Gitterspektrometer zerlegt das Licht in seine spektralen

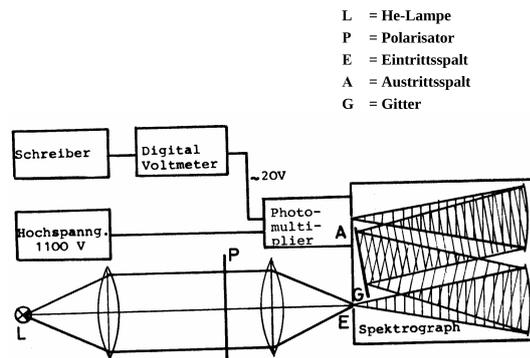


Abbildung 2: Gitterspektrometer

Anteile. Dabei wird ausgenutzt, dass der Winkel in dem das Licht vom Gitter reflektiert wird von der Wellenlänge abhängt. Durch Drehen des Gitters werden die verschiedenen Wellenlängen mit Hilfe eines Photomultipliers nacheinander untersucht.

4 Auswertung

4.1 Zuordnung der He-Linien

Zuerst haben wir ohne Magnetfeld das Spektrum von Helium vermessen.

Dazu haben wir zwei Messungen bei einer Spaltöffnung von $100 \mu\text{m}$ durchgeführt. Beide Messungen wurden bei $500 \text{ \AA}/\text{min}$ mit einem Papiervorschub von $120 \text{ mm}/\text{min}$ durchgeführt. Wir haben zuerst von 2992 \AA bis 8033 \AA gemessen. Das Spektrometer nimmt auch höhere Beugungsordnungen auf. Deshalb werden in dem zuerst aufgenommenen Spektrum die Übergänge mit kleinen Wellenlängen am Ende unserer Messung bei ihrer doppelten Wellenlänge wieder registriert. Problematisch ist es nun diese Übergänge in zweiter Ordnung von den Übergängen mit großen Wellenlängen, die in erster Ordnung auftreten, zu unterscheiden. Daher haben wir einen Rotfilter zwischen Heliumlampe und Spalt in den

Strahlengang gestellt. Dieser wirkt als Bandpass für rotes sichtbares Licht.

Diese Messung führten wir im Bereich von 4999 Å bis 8022 Å durch. In diesem Bereich erwarten wir nun nur die Übergänge mit großer Wellenlänge in erster Ordnung zu sehen. Denn das Licht von Übergängen mit kleinerer Wellenlänge gelangt auf Grund des Rotfilters nicht zum Spalt.

Aufgrund der Einstellungen für Papiervorschub und Gitterdrehung wissen wir, dass 1 mm auf dem Papier des Schreibers 4.1667 Å entspricht. Damit können wir den Peaks die entsprechende Wellenlänge zuordnen. Wir haben den Peak immer an seiner rechten Flanke gemessen.

Tabelle 1 enthält die Zuordnung der beobachtete Übergänge zum Helium-Schema. Auffällig

λ in Å	λ in Å (Rf.)	$\lambda_{theoretisch}$ in Å	Übergang	ortho/para
3913	-	3888,646(3888,603)	$3p_1(3p_2) \rightarrow 2s$	ortho
4496	-	4471,477	$4d \rightarrow 2p_1$	ortho
4738	-	4713,143	$4s \rightarrow 2p_1$	ortho
5042	-	5015,675	$3P_1 \rightarrow 2S$	para
5075	-	5047,736	$4S \rightarrow 2P_1$	para
5900	5895	5875,618(5875,960)	$3d \rightarrow 2p_1(2p_2)$	ortho
6700	6699	6678,149	$3D_2 \rightarrow 2P_1$	para
7088	7087	7065,185(7065,707)	$3s \rightarrow 2p_1(2p_2)$	ortho
7305	7303	7581,349	$3S \rightarrow 2P_1$	para
7800	-	3888,646(3888,603)	$3p_1(3p_2) \rightarrow 2s$	ortho
7955	-	4009,27	$7D_2 \rightarrow 2P_1$	para

Tabelle 1: Zuordnung der Helium-Linien

ist, dass wir einige Übergänge bei kleinen Wellenlänge, die im vermessenen Bereich liegen, nicht beobachtet haben. Zu Beginn der Messung hat der Schreiber nicht ordnungsgemäß funktioniert. Dies erkennt man daran, dass die Peaks zu Beginn der Messung sehr niedrig und verwackelt sind. Erst bei großen Wellenlängen ist ein richtiger Peak zu erkennen.

Vermutlich hat die Halterung des Stiftes des Schreibers gehakt, da manchmal bei Ausschlägen des Schreibers knackende Geräusche zu hören waren.

4.2 Zeeman-Aufspaltung der 667.8 nm Linie

Wir beobachteten die Zeeman-Aufspaltung der 667.8 nm Linie in zweiter Beugungsordnung (doppelte Wellenlänge), da mit steigender Ordnung die Linien weiter auseinander gehen. Man kann also auch die Zeeman-Aufspaltung besser beobachten. Jedoch wird mit steigender Ordnung auch die Intensität geringer.

Eine Beobachtung in zweiter Ordnung ist also ein guter Mittelweg.

Wir haben den genauen Ort der zu beobachtenden Linie bestimmt, indem wir mit immer geringerer Gitterdrehung den entsprechenden Bereich abgesucht haben. Schließlich haben wir die Messung mit einer Gitterdrehung von $1.25 \text{ \AA}/\text{min}$ durchgeführt, somit entspricht 1 cm auf dem Papier 0.104 \AA .

Diese Linie haben wir nun unter verschiedenen Bedingungen beobachtet:

B=0; ohne Polarisator Wir haben hier wie auch im Folgenden den Ort des Peaks aus Symmetrie und dem Ort des größten Ausschlages bestimmt. Diese Wahl ist in gewisser Weise beliebig. Daher entsteht eine Ungenauigkeit.

Hier lag der Peak bei $13\,354.5 \text{ \AA}$ (zweite Ordnung), sodass die Linie bei 6677.25 \AA liegt. Dies stimmt nicht exakt mit dem Literaturwert überein.

Eine Fehlerquelle ist die Angabe des Startpunktes des Schreibers. Dieser ist aus zwei Gründen ungenau. Zum einen mussten Schreiber und Gitterspektrometer gleichzeitig eingeschaltet werden. Zum anderen war die Anzeige am Spektrometer nur auf 1 \AA genau.

B=1 T; ohne Polarisator Wir erwarteten drei Peaks (für $\Delta m_J = 0, \pm 1$). Jedoch sind die äußeren schlecht zu erkennen, da sie in den Flanken des mittleren Peaks verschwinden.

Der mittlere Peak lag bei 6677.15 \AA . Dies ist niedriger als die vorangegangene Messung. Er sollte gegenüber der Messung ohne Magnetfeld nicht verschoben sein, da für $m_J = 0$ keine Energieverschiebung stattfindet (vgl. Gleichung (2)). Dies kann an den oben genannten Schwierigkeiten bei der Messung liegen.

Im Allgemeinen kann jedoch auch dieser Peak auf Grund des quadratischen Zeeman-Effektes gegenüber der Linie ohne Magnetfeld verschoben sein.

B=1 T; σ -Polarisator Das Magnetfeld war senkrecht zum Strahlengang ausgerichtet. Das zirkular polarisierte Licht trifft also nur in seiner Projektion auf den Polarisator, da die Drehebene senkrecht zum Magnetfeld liegt. Das linear polarisierte Licht ist senkrecht zu der Drehebene, also auch senkrecht zur Projektion des zirkular polarisierten Lichtes. Mit dem σ -Polarisator beobachten wir nur die beiden Peaks des zirkular polarisierten Lichtes.

Zu erwarten war, dass diese beiden Peaks unterhalb und oberhalb des ursprünglichen Peaks liegen.

Die Messung ergab zwei Peaks bei 6677.56 \AA und 6677.975 \AA .

B=1 T; π -Polarisator Hier beobachteten wir nur einen Peak. Erwartungsgemäß handelt es sich um den mittleren Peak der Messung ohne Polarisator. Er lag bei 6678.085 \AA .

Wir konnten die erwarteten Peaks erkennen, jedoch konnten wir die Werte aus mehreren Messungen nicht in Bezug setzen, da der Fehler durch den Startwert zu groß war.

4.3 e/m -Bestimmung

Nun haben wir an dieser Linie mit dem σ -Polarisator Messungen bei verschiedenen Magnetfeldern durchgeführt um die spezifische Ladung des Elektrons zu bestimmen. Es gilt:

$$\frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{\mu_B g_J B \Delta m_J}{\hbar} = 2\pi c \left(\frac{1}{\lambda_+} - \frac{1}{\lambda_-} \right) = \Delta\omega \quad (9)$$

Hier gilt $g_J = 1$, da die beobachtete Linie zum Parahelium gehört und somit $S = 0$ gilt. Die beobachteten Peaks gehören zu $m = 1$ (λ_+) und $m = -1$ (λ_-), sodass $\Delta m_J = 2$ gilt.

Mit der Definition des Bohrschen Magnetons finden wir folgende Gleichung aus der wir durch lineare Regression die spezifische Ladung des Elektrons bestimmen können.

$$\Delta\omega(B) = \underbrace{\frac{e}{m}}_{=d} B \quad (10)$$

Fehler Anhand des Kalibrierungsdiagrammes konnte der Strom ermittelt werden, der nötig war, um ein bestimmtes Magnetfeld einzustellen. Diesen Strom konnte man bis auf 0.1 A genau einstellen. Jedoch fiel der Strom über die Messung hinweg ab und konnte zum Teil nicht nachgeregelt werden. Daher haben wir mit Hilfe des Diagramms entschieden, dass das Magnetfeld auf ± 0.02 T genau bestimmt war.

Den Fehler auf $\Delta\omega$ entsteht durch die Fehler auf die Wellenlängen. Beim Abmessen der Wellenlänge auf dem Papier macht man einen Messfehler, der jedoch auf Grund der Skalierung (1 mm entspricht 0.0104 \AA) sehr gering ist. Dieser kann im Vergleich zum schon oben beschriebenen Fehler auf den Startwert vernachlässigt werden. Insgesamt haben wir den Fehler auf die abgelesene Wellenlänge auf 0.1 \AA abgeschätzt. Da die Wellenlänge noch halbiert werden musste, erhalten wir auf die Wellenlänge der ersten Beugungsordnung einen Fehler von 0.05 \AA .

Tabelle 2 zeigt die für den Fit verwendeten Werte sowie die abgelesenen Wellenlängen. Abbildung 3 zeigt das Ergebnis der linearen Regression. Wir verwendeten zur Durchführung des Fits eine Gerade der Form $f(x) = d \cdot x$. Dabei ergab sich

$$d = (1,81453 \pm 0,03162)10^{11} \frac{As}{kg} = \frac{e}{m} \quad (11)$$

B [T]	$\Delta\omega$ [1/s]	Fehler auf B [T]	Fehler auf $\Delta\omega$ [1/s]	$2\lambda_-$ [Å]	$2\lambda_+$ [Å]
0,5	82358335552	0,02	42235043891	13356,34	13356,73
0,6	111949853582	0,02	42245227800	13354,66	13355,19
0,7	126716990459	0,02	42238996862	13355,61	13356,21
0,8	152063804218	0,02	42239945678	13355,4	13356,12
0,9	166836417549	0,02	42237067808	13355,82	13356,61
1	175301680796	0,02	42241368948	13355,12	13355,95

Tabelle 2: Aufarbeitung der Messwerte

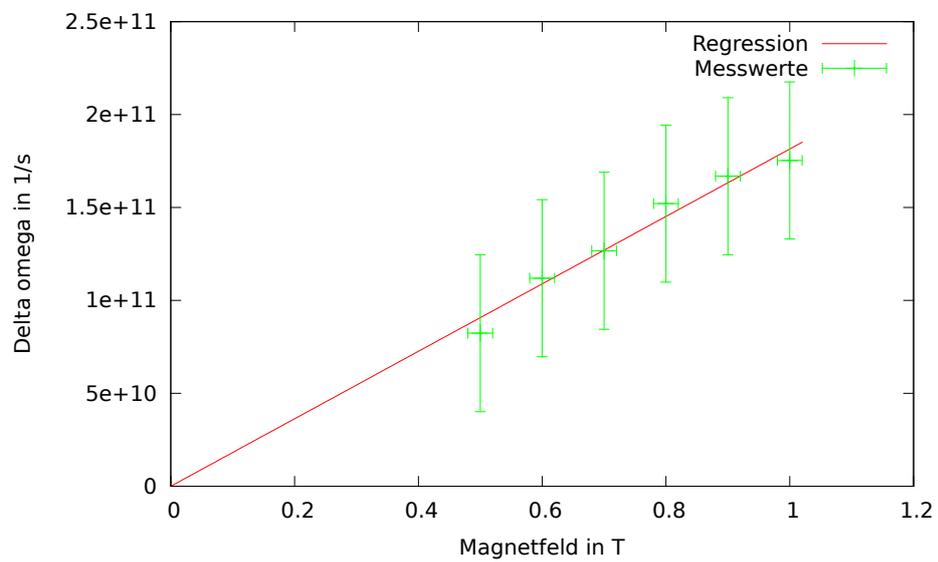


Abbildung 3: Lineare Regression

Der Literaturwert lautet:

$$\frac{e}{m} = 1,75882 \cdot 10^{11} \frac{As}{kg} \quad (12)$$

Unser Wert liegt also nicht im Fehlerbereich. Wir können uns nicht erklären worauf dies zurückzuführen ist.

Eigentlich wollten wir einen Fit der Form $f(x) = d \cdot x + e$ durchführen. Jedoch kam es dabei auf Grund der großen Fehlerbereiche zu einer singulären Matrix. Damit hätte es zu einer anderen Steigung kommen können und man hätte aus dem von Null abweichenden y-Achsenabschnitt eventuell auf einen weiteren Fehler schließen können.

4.4 Zeeman-Aufspaltung der 587 nm Linie

Die Messung der Aufspaltung dieser Linie haben wir mit den vorherigen Einstellungen für Gitterdrehung und Papiervorschub durchgeführt. Aus oben genannten Gründen haben wir wieder die zweite Beugungsordnung beobachtet.

Bei der Messung mit 1 T und ohne Polarisator erkennen wir mindestens fünf Peaks. Bei der Messung mit 1 T und σ -Polarisator sehen wir mindestens vier Peaks, allerdings sind sie sehr stark überlagert, sodass es auch fünf Peaks sein könnten.

Beim normalen Zeeman-Effekt erwarten wir drei Peaks ohne Polarisator und zwei Peaks mit σ -Polarisator. Beim anomalen Effekt würden wir mehr Linien erkennen, da nicht so viele Übergänge die gleiche Energiedifferenz haben.

Im Termschema erkennt man, dass zwei Linien in diesem Bereich sehr dicht beieinander liegen (5875.96 Å, 5875.618 Å). Deren Peaks können wir also nicht genau zuordnen.

Unsere Messungen erlauben nun zwei Schlüsse. Entweder handelt es sich bei mindestens einer Linie um den anomalen Zeeman-Effekt oder es handelt sich bei beiden um den normalen Zeeman-Effekt (vier Linien mit σ -Polarisator).

Mit Hilfe des Termschemas erkennen wir jedoch, dass beide Linien aus dem Orthohelium stammen und es sich auf Grund der Quantenzahlenkonfigurationen jeweils um den anomalen Zeeman-Effekt handelt.

5 Korrektur zur e/m -Bestimmung

Wir haben den Fit nun nochmals durchgeführt. Dabei haben wir nur die absoluten Messwerte, nicht aber die Fehler gefittet. Als statistischen Fehler auf den Bestwert der Steigung verwenden wir die beim Fit ermittelten Fehler.

Abbildung 4 zeigt das Ergebnis des Fits. Die Parameter des Fits mit der Funktion $f(x) = c \cdot x + e$.

$$d = (1,8706 \pm 0,1566)10^{11} \frac{As}{kg} = \frac{e}{m} \quad (13)$$

$$e = (-4,43 \pm 12,05)10^9 \frac{1}{s} \quad (14)$$

Nun wollen wir noch einen Fehler auf die spezifische Ladung bestimmen, der sich aus

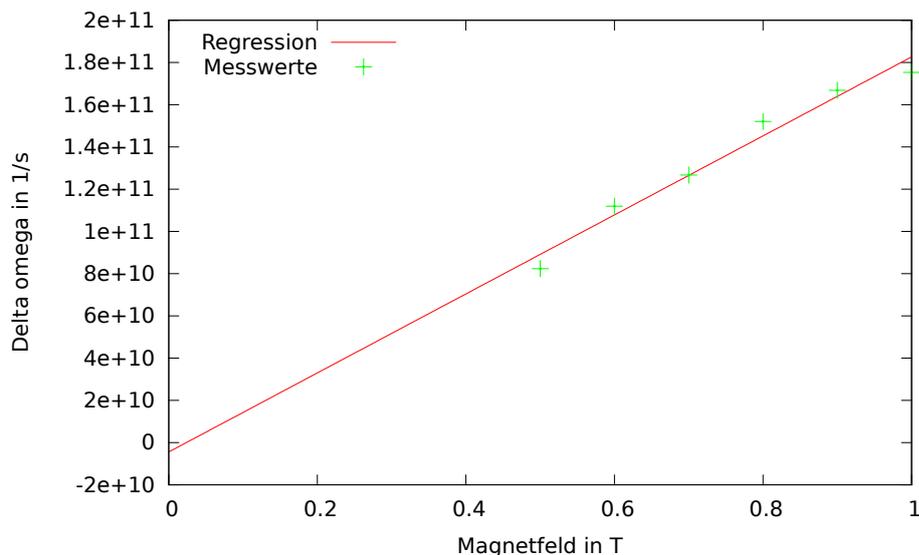


Abbildung 4: Lineare Regression ohne Fehlerbalken

den oben genannten Fehlern ergibt. Da die oben besprochenen Fehler sowohl statistischen als auch systematischen Charakter haben, führen wir eine Größtfehlerabschätzung durch.

Zur Durchführung der Größtfehlerabschätzung benötigen wir die Bestwerte der zur Berechnung der spezifischen Ladung verwendeten Größen. Wir müssen hier die spezifische Ladung aus den xy-Wertepaaren unserer Messwerte bestimmen, da wir auf diese die oben angegebenen Fehler kennen.

Da die Wertepaare nicht auf unserer Geraden liegen, ist folgende Gleichung nicht er-

füllt:

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{\text{Bestwert}} = \frac{y - e}{x} \quad (15)$$

Der Fehler auf die x-Werte ist für alle Werte gleich (0.02 T). Der Fehler auf die y-Werte variiert jedoch (vgl. Tabelle 2).

Daher haben wir uns entschieden zu den gemessenen y-Werten den korrekten x-Wert über die durch den Fit bestimmte Geradengleichung zu berechnen. Mit diesen neuen xy-Wertepaaren haben wir die Größtfehlerabschätzung durchgeführt.

$$\Delta \frac{e}{m} = \left| \frac{1}{x} \right| \cdot (\Delta y + \sigma_e) + \left| \frac{e - y}{x^2} \right| \Delta x \quad (16)$$

Diese Berechnung haben wir für alle y-Werte durchgeführt und anschließend den größten Fehler als Abschätzung für den systematischen Fehler gewählt.

Insgesamt erhalten wir für die spezifische Ladung:

$$\frac{e}{m} = (1,8706 \pm 0,1566 \pm 1,2508) 10^{11} \frac{As}{kg} \quad (17)$$

Nun liegt der Literaturwert im Fehlerbereich.