

Zeeman Effekt

Axel Müller und Marcel Köpke
Gruppe: 144

18.11.2012

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Heliumatom	3
1.2	Auswahlregeln	5
1.3	Zeeman Effekt	6
1.4	Paschen-Back Effekt	6
1.5	Quadratischer Zeeman Effekt	7
1.6	Stark Effekt	7
1.7	Termschema des Heliumatoms	7
2	Ausführung	8
2.1	Aufbau	8
2.2	Übersichtsspektrum	8
2.3	$\frac{e}{m}$ -Bestimmung	10
2.4	Untersuchung einer beliebigen He-Linie	16

1 Theorie

1.1 Heliumatom

Das Heliumatom kann quantenmechanisch und nicht-relativistisch durch folgenden Hamiltonoperator beschrieben werden:

$$H_0 = \frac{\vec{P}_1^2}{2m_1} + \frac{\vec{P}_2^2}{2m_2} - \frac{2e^2}{4\pi\epsilon_0 R_1^2} - \frac{2e^2}{4\pi\epsilon_0 R_2^2} + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |R_1 - R_2|^2}$$

wobei die Mitbewegung des Kerns auf Grund der viel größeren Masse vernachlässigt wurde. Durch den letzten Term ist das Problem nicht mehr rotationssymmetrisch. Allerdings kann das Problem gut genähert werden durch die Annahme das erste Elektron befindet sich im ungestörten Potential des Kerns und schirme das zweite Elektron gegen dieses Potential teilweise ab, sodass das zweite Elektron sich in einem effektiv schwächeren Potential als das erste bewegt. Damit wird der Hamiltonoperator zu:

$$H_0 = \frac{\vec{P}_1^2}{2m_1} + \frac{\vec{P}_2^2}{2m_2} - \frac{2e^2}{4\pi\epsilon_0 R_1^2} - \frac{Z_{eff}e^2}{4\pi\epsilon_0 R_2^2}$$

wobei $Z_{eff} < 2$ die effektive Kernladung für das zweite Elektron ist. Für dieses Problem sind n , L , S und J gute Quantenzahlen. Sie beschreiben die Energie-, Gesamtbahndrehimpuls-, Gesamtspin- sowie Gesamtdrehimpulsquantellung. Für die obigen Hamiltonoperator sind die Energien E_n entartet. Berücksichtigt man noch Effekt wie die Spin-Bahnkoppelung so wird diese Entartung aufgehoben. Die Energien sind dann von n und J abhängig, also $E = E_{n,,J}$. Bezüglich einer willkürlich gewählten Vorzugsrichtung (z.B. die z -Achse) des Gesamtdrehimpulses sind diese Energien aber immer noch entartet. Anders gesagt: Die Energien sind bezüglich der magnetischen Quantenzahl $m = m_J$ entartet. Sie beschreibt im klassischen Sinne die (gequantelte) Projektion des Gesamtdrehimpulses \vec{J} auf die Vorzugsrichtung.

Diese Form der Entartung kann durch das Anlegen eines äußeren Magnetfelds aufgehoben werden. Der Hamiltonoperator hat in diesem Fall die Form:

$$H = H_0 + H_{LS} + H_Z$$

wobei H_{LS} Effekte der Spin-Bahnkoppelung und H_Z Einflüsse des Magnetfelds berücksichtigt.

Klassisch kann man sich Vorstellen dass durch die Bewegung der Elektronen um den Kern ein magnetisches Moment induziert wird, welches auf Grund des gyromagnetischen

Verhältnisses proportional zum Drehimpuls angegeben werden kann:

$$\begin{aligned}\vec{\mu}_L &= \gamma_L \vec{L} = -g_L \mu_0 \frac{\vec{L}}{\hbar} \\ \vec{\mu}_S &= \gamma_S \vec{S} = -g_S \mu_0 \frac{\vec{S}}{\hbar}\end{aligned}$$

mit $g_L = 1$, $g_S \approx 2$ (Landé-Faktoren) und $\mu_0 = \frac{e}{2m_e} \hbar$. Die magnetischen Momente von Bahndrehimpuls und Spin induzieren wiederum ein Magnetfeld in welchem das jeweils andere magnetische Moment die potentielle Energie $V = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ besitzt. Dies führt im allgemeinen zu einem Kopplungsterm der Form:

$$H_{LS} = A(R_1, R_2) \cdot \vec{L} \cdot \vec{S}$$

Umgekehrt haben die magnetischen Momente von \vec{L} und \vec{S} in einem äußeren Magnetfeld \vec{H} ebenfalls die potentielle Energie $V = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}$. Dies führt daher zu:

$$H_Z = \frac{\mu_0}{\hbar} (\vec{L} + 2\vec{S}) \cdot \vec{H}$$

Koppeln \vec{L} und \vec{S} zum Gesamtdrehimpuls $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ so kann man auch schreiben:

$$H_Z = g_J \mu_0 \frac{\vec{J} \cdot \vec{H}}{\hbar}$$

mit $g_J = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$ dem Landé-Faktor für den Gesamtdrehimpuls. Da für das Heliumatom nach obiger Näherung keine Raumrichtung ausgezeichnet ist wählen wir das Koordinatensystem so, dass wir $\vec{H} = H \hat{e}_z$ schreiben können. Damit vereinfacht sich H_Z zu:

$$H_Z = \frac{\mu_0}{\hbar} H (L_z + 2S_z) = g_J \frac{\mu_0}{\hbar} H J_z$$

Wählt man als Basis $|n, J, m\rangle$ so erhält man für die Energien:

$$E_{n,L,S,J,m} = E_{n,,J} + E_{L,S,J,m}$$

mit dem neuen Energieterm

$$E_{L,S,J,m} = g_J \mu_0 H m$$

welcher durch das äußere Magnetfeld \vec{H} verursacht wird. Wie man sieht spalten die Energien $E_{n,,J}$ nun auf, sodass die Entartung bezüglich L,S und m aufgehoben wird. Die relative Aufspaltung beträgt somit:

$$\Delta E = |E_{n,L,S,J,m} - E_{n,L,S,J,m+1}| = g_J \mu_0 H$$

1.2 Auswahlregeln

Betrachtet man den Einfluss von elektromagnetischer Strahlung auf ein Atom so ergibt sich folgender Hamiltonoperator:

$$H = H_{Atom} + V$$

wobei V das Störpotential der Strahlung ist. In einfachen Fällen ist es näherungsweise proportional zum Skalarprodukt von elektrischem Dipolmoment \vec{p} des Atoms und elektrischer Feldstärke \vec{E} der Strahlung. Betrachtet man den Einfluss von V auf das Atom so stellt man fest, dass V als Störpotential mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit $W(E_1, E_2)$ Übergänge im Zustand des Atoms ermöglicht. Nämlich solche von Zuständen zur Eigenenergie E_1 zu Zuständen zur Eigenenergie E_2 . Man kann zeigen, dass die Wahrscheinlichkeit $W(E_1, E_2)$ verschwindet, wenn das Matrixelement $\langle E_2 | V | E_1 \rangle$ (wobei $|E_i\rangle$ Eigenzustände zur Energie E_i sind) Null ist.

Für ein Störpotential gibt es also verschiedene «erlaubte» Energieübergänge. Da die Energien E_i wie oben beschrieben von den Quantenzahlen n, L, S, J, m abhängen ergeben sich so «Auswahlregeln» für die Quantenzahlen bei einem solchen Übergang. Jedoch ist es klar, dass die Auswahlregeln auch vom eigentlichen System H_{Atom} abhängen, da durch dieses die Eigenzustände $|E_i\rangle$ sowie die Energien E_i festgelegt werden.

Allerdings kann in den meisten Fällen folgende Auswahlregel für elektromagnetische Dipolstrahlung immer abgeleitet werden:

$$\Delta m = 0, \pm 1$$

wobei der Übergang von $m=0$ zu $m=0$ verboten ist, falls $\Delta J = 0$ gilt. Diese Auswahlregel beschreibt die grundlegende Tatsache, dass ein gebundenes Elektron elektromagnetische Strahlung absorbieren und emittieren kann. Der Übergang mit $\Delta m = 0$ erfolgt dabei durch linear-polarisierte Strahlung (auch π -Komponente genannt). Die Übergänge mit $\Delta m = \pm 1$ werden durch zirkular-polarisierte Strahlung (auch σ_{\pm} -Komponenten genannt) in Absorption sowie Emission hervorgerufen. Der Polarisationscharakter folgt in einer allgemeinen Rechnung durch die zusätzliche Winkelabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeiten $W(E_1, E_2)$.

Für Mehrelektronensysteme findet man zudem:

$$\Delta J = 0, \pm 1$$

wobei der Übergang von $J=0$ zu $J=0$ verboten ist,

$$\Delta L = 0, \pm 1$$

$$\Delta S = 0$$

wobei der Übergang von $L=0$ zu $L=0$ verboten ist, oder

$$\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$$

$$\Delta S = \pm 1$$

1.3 Zeeman Effekt

Der Zeeman Effekt besteht nun in der Aufspaltung von Spektrallinien unter Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes. Hervorgerufen wird diese Aufspaltung durch die oben bereits beschriebene Aufspaltung der Energieniveaus.

Dabei ist zu beachten, dass die Anzahl der neuen Spektrallinien meist geringer ist als die Anzahl der neuen Energieniveaus. Verursacht wird dies durch die zuvor eingeführten Auswahlregeln. Nicht jedes Energieniveau kann (in erster Ordnung) von jedem anderen Niveau erreicht werden.

Im Spezialfall von $\vec{S} = 0$ spricht man vom normalen Zeeman Effekt. Hier gilt dann $\vec{J} = \vec{L}$ und somit $g_J = g_L = 1$ und $E_{L,S,J,m} = E_m = \mu_0 H m$. Für einen Übergang mit $\Delta m = 0$ gilt dann für die Strahlungsenergie:

$$\begin{aligned} E_{rad} &= \left| E_{\tilde{n},\tilde{L},m} - E_{n,L,m} \right| \\ &= \left| E_{\tilde{n},\tilde{L}} - E_{n,L} + E_m - E_m \right| \\ &= \left| E_{\tilde{n},\tilde{L}} - E_{n,L} \right| \\ &= E_{rad,alt} \end{aligned}$$

Es ergibt sich also keine «neue» Spektrallinie. Für Übergänge mit $\Delta m = \pm 1$ ergibt sich entsprechend:

$$E_{rad} = E_{rad,alt} \pm \mu_0 H$$

Zusammen erhält man also maximal drei Spektrallinien (die alte, plus zwei neue, falls die übrigen Auswahlregeln nicht verletzt werden), ein sogenanntes Zeeman-Triplett.

Für $\vec{S} \neq 0$ spricht man vom anormalen Zeeman Effekt. Hier können sich auf Grund der Abhängigkeit des Landé-Faktors g_J von L, S und J mehr als drei Spektrallinien ergeben.

1.4 Paschen-Back Effekt

Für starke Magnetfelder wird die LS-Kopplung aufgehoben, da sich nun die magnetischen Momente von Spin und Bahndrehimpuls (und damit die Größen selbst) beinahe ausschließlich bezüglich der Magnetfeldrichtung in Form einer Präzessionsbewegung um das Magnetfeld \vec{H} ausrichten. Anders gesagt ist aus obiger Betrachtung der H_{LS} -Term mit zunehmender Ausrichtung von Spin und Bahndrehimpuls zu vernachlässigen. Damit wird die Beschreibung des System mit Hilfe des Gesamtdrehimpulses $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ überflüssig (der $\vec{L} \cdot \vec{S}$ -Term machte dies ursprünglich nötig!). Wir beschreiben das System nun mit $|n, L, m_L, S, m_S\rangle$ und erhalten damit für die durch H_Z hervorgerufene Energieverschiebung:

$$E_V = \mu_0 H (m_L + 2m_S)$$

man erhält damit äquidistante Energieniveaus, ähnlich denen des normalen Zeeman Effekts.

1.5 Quadratischer Zeeman Effekt

Auch für abgeschlossene Schalen mit $L=S=J=0$ («normalerweise keine atomaren magnetischen Momente vorhanden») induziert ein äußeres Magnetfeld H in einem Atom dennoch ein magnetisches Moment, welches zu einer Energieaufspaltung führt, welche quadratisch in H ist:

$$\Delta E = \alpha_m H^2$$

mit α_m der magnetischen Polarisierbarkeit.

Starke Felder können das induzierte magnetischen Moments (im Vergleich zum bereits vorhandenen Moment vom linearen Zeeman Effekt) zudem ins Gewicht fallen lassen.

1.6 Stark Effekt

Analog zum Zeeman-Effekt, jedoch mit elektrischen Feldern. Je nach Feldstärke E unterscheidet man hier zwischen dem linearen (Energieaufspaltung linear in E) sowie dem quadratischen (Energieaufspaltung quadratisch in E) Stark Effekt. Der quadratische Stark Effekt wird analog zum quadratischen Zeeman Effekt durch Induzierung von elektrischen Dipolen verursacht. Der lineare Stark Effekt setzt solche Dipole im Atom bereits voraus.

1.7 Termschema des Heliumatoms

Man unterscheidet zwei Zustände des Heliumatoms:

- Parahelium:
Spins der Elektronen antiparallele $\rightarrow S=0$
- Orthohelium:
Spins der Elektronen parallele $\rightarrow S=1$

Nach dem Pauliprinzip können die beiden Elektronen des Orthohelium somit nicht gleichzeitig den Zustand $1s$ einnehmen. $2S$ ist damit der niedrigste Energiezustand des Orthoheliums.

Aufgrund der Auswahlregeln für Mehrelektronensysteme besteht ein Interkombinationsverbot für die Termsystem von Para- und Orthohelium.

2 Ausführung

2.1 Aufbau

Mithilfe eines Gitterspektrometers haben wir das Licht einer Heliumlampe in die Spektrallinien zerlegt und deren Wellenlänge bestimmt. Das Ergebnis wurde auf dem Computer ausgegeben.

2.2 Übersichtsspektrum

Die erste Aufgabe bestand darin, ein Übersichtsspektrum im Wellenlängenbereich von 300nm bis 800nm aufzunehmen. Dabei betrug die Spaltöffnung $100\mu\text{m}$ und die Gitterdrehung $250\frac{\text{\AA}}{\text{min}}$. Wir erhielten folgende Verteilung:

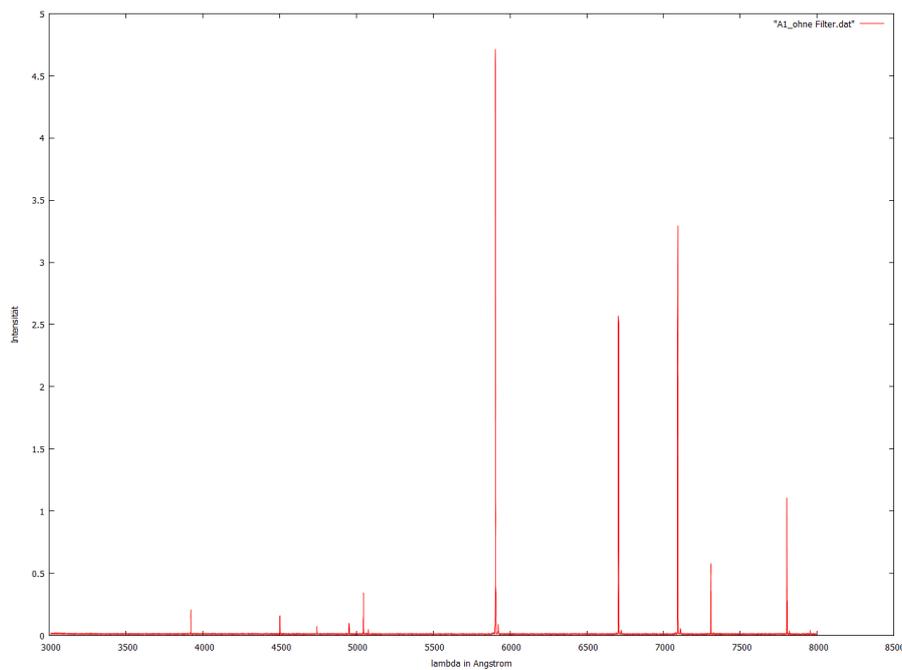


Abbildung 2.1: Übersichtsspektrum

Mit Origin lassen sich die acht folgenden Peaks identifizieren:

Peak	λ	λ_{theo}	Zuordnung [von-nach]
1	3919,821	3888	3p-2s
2	4502,129	4471	4d-2p
3	5045,6279	5047	4S-2P
4	5905,02531	5875	3d-2p
5	6706,93477	6678	3D-2P
6	7093,26321	7065	3s-2p
7	7308,8262	7281	3S-2P
8	7803,49173	2 * 3888	3p-2s(2.Ordnung)

Tabelle 2.1: Peaks

Im Bereich von $500nm$ bis $800nm$ wurde nun das Spektrum mit einem Rotfilter aufgenommen. Der Rotfilter bewirkt, dass Wellenlängen höherer Ordnung nicht angezeigt werden. Es wurde folgendes Spektrum angezeigt:

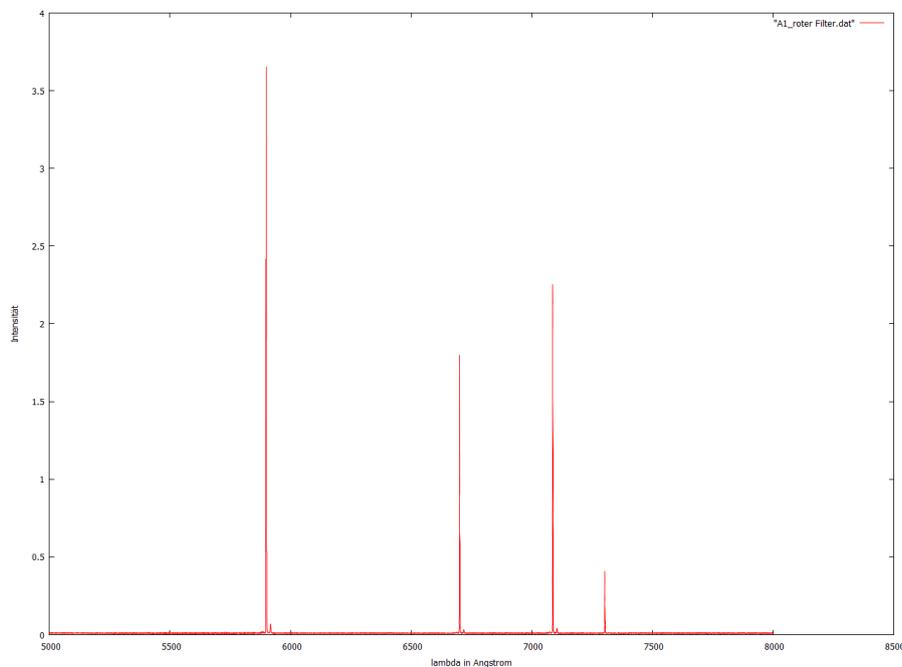


Abbildung 2.2: 500nm-800nm mit Rotfilter

Auch dieses Spektrum wurde wieder mit Origin ausgewertet, wodurch folgende Wellenlängen für die Peaks festgelegt wurden:

Peak	λ [nm]	λ_{theo} [nm]	Zuordnung [von-nach]
1	5898,44509	5876	3d-2p
2	6700,17475	6678	3D-2P
3	7086,32356	7066	3s-2p
4	7302,04904	7281	3S-2P

Tabelle 2.2: Peaks-Rotfilter

Offensichtlich wurde der 8. Peak aus dem Übersichtsspektrum nicht angezeigt, was die Vermutung bestätigt, dass es sich um eine Linie zweiter Ordnung handelt.

2.3 $\frac{e}{m}$ – Bestimmung

In den verschiedenen Aufgabenteilen haben wir die Aufspaltung der Spektrallinie von Parahelium (damit normaler Zeemaneffekt) bei 667,8 nm in 2. Ordnung unter dem Einfluss eines Magnetfelds beobachtet. Dabei erhielten wir folgende Aufspaltungsbilder:

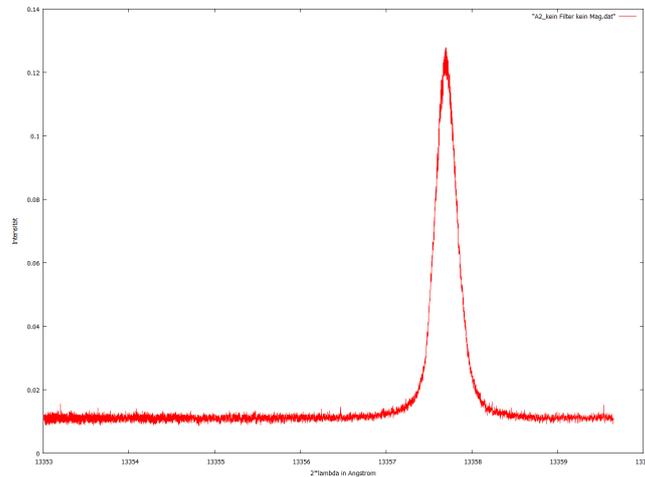


Abbildung 2.3: kein Filter; 0 Tesla

Dies ist die zu beobachtende Linie ohne Magnetfeldaufspaltung.

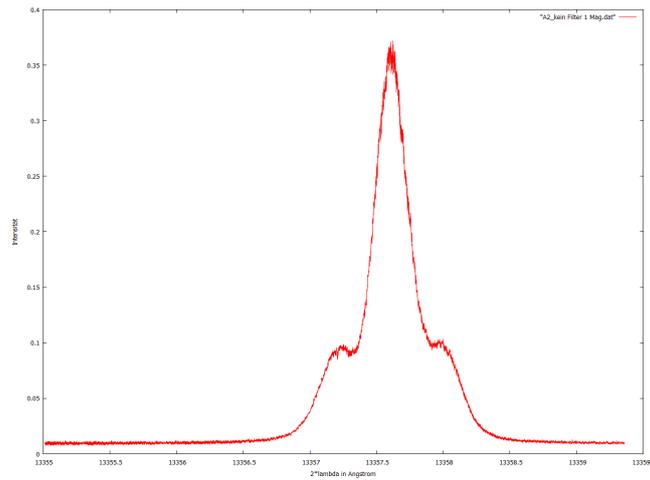


Abbildung 2.4: kein Filter; 1 Tesla

In dem obigen Plot wurde ein Magnetfeld von 1 Tesla angelegt. Die Aufspaltung ist klar zu erkennen.

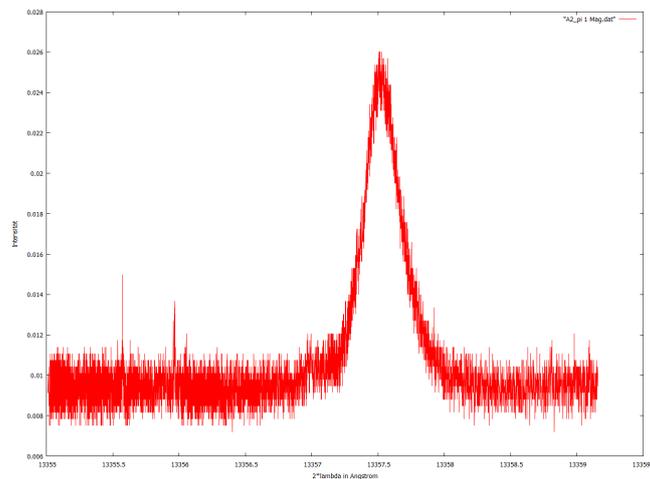


Abbildung 2.5: π - Filter; 1 Tesla

Die σ -polarisierten Anteile wurden im obigen Bild durch einen Pol-Filter herausgefiltert. Man erkennt hier also nur noch den π - Anteil der Linie.

Im Folgenden betrachten wir nun die Aufspaltung der σ - polarisierten Anteile der Spektrallinie bei verschiedenen Magnetfeldern

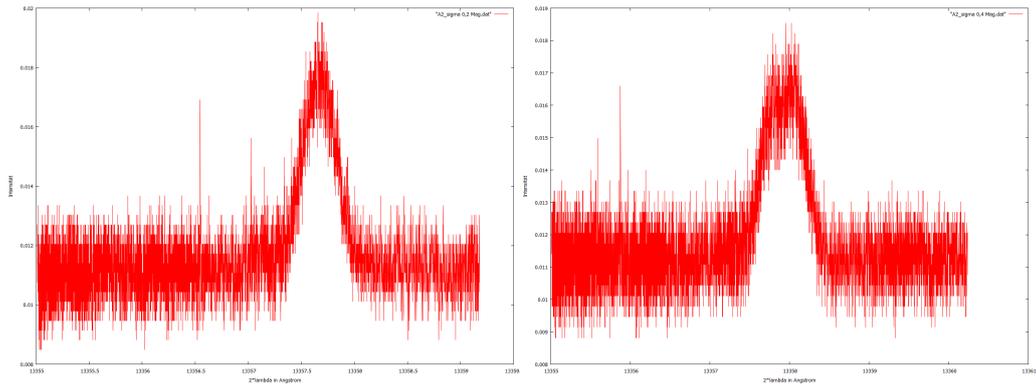


Abbildung 2.6: 0,2 Tesla / 0,4 Tesla

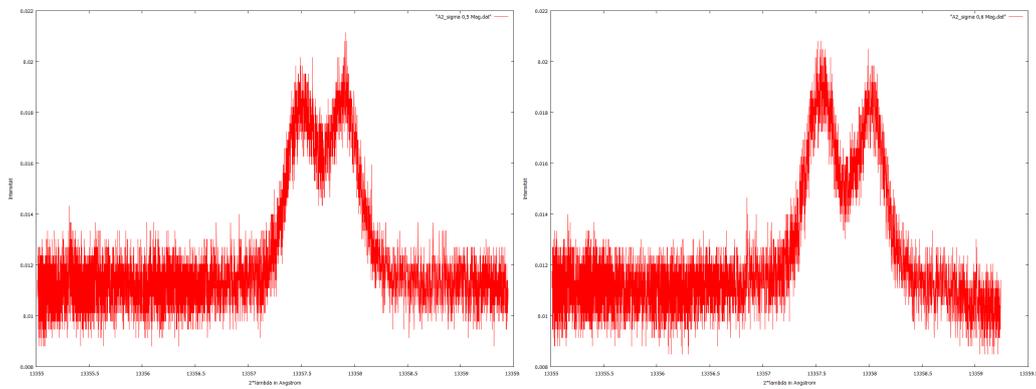


Abbildung 2.7: 0,5 Tesla / 0,6 Tesla

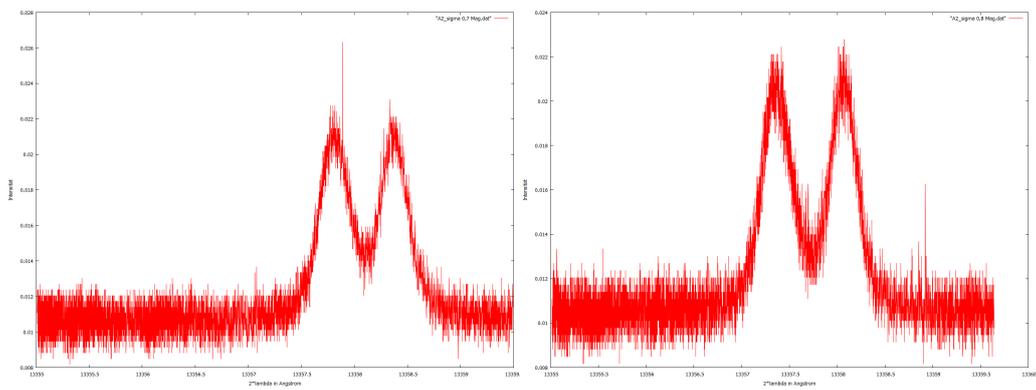


Abbildung 2.8: 0,7 Tesla / 0,8 Tesla

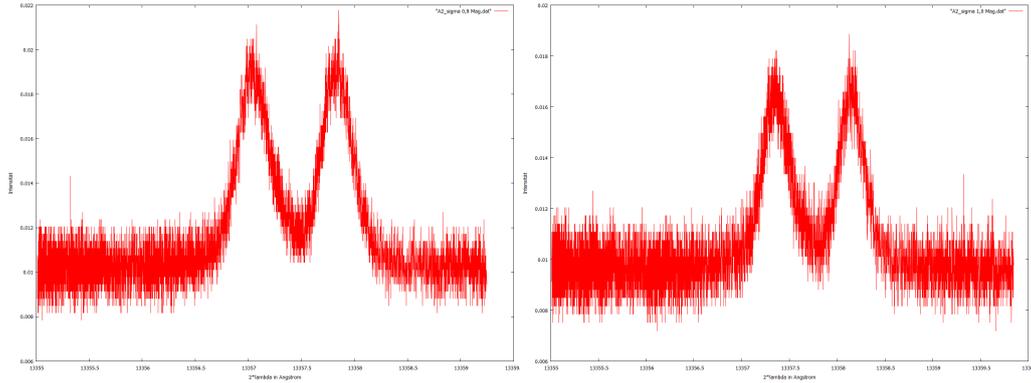


Abbildung 2.9: 0,9 Tesla / 1,0 Tesla

Aus dieser Aufspaltung kann das Verhältnis $\frac{e}{m}$ bestimmt werden. Der unterschied der magnetischen Quantenzahlen der beiden σ - Komponenten ist $\Delta m = 2$ Damit ist die Aufspaltung der beiden Komponenten:

$$\Delta E = 2\mu_0 H$$

Nun ist

$$E_{\pm} = E_0 \pm \frac{1}{2}\Delta E$$

Damit folgt:

$$\begin{aligned} \lambda_- &= \frac{hc}{E_0 - \frac{1}{2}\Delta E} \\ \lambda_+ &= \frac{hc}{E_0 + \frac{1}{2}\Delta E} \\ \Delta\lambda &= \lambda_- - \lambda_+ \\ &= hc \left(\frac{\Delta E}{E_0^2 - (\frac{1}{2}\Delta E)^2} \right) \\ &= \frac{2hc\mu_0 H}{E_0^2 - \mu_0^2 H^2} \\ &= 2\pi \cdot \frac{c\hbar^2 H \cdot \frac{e}{m}}{E_0^2 - \left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{1}{4}\hbar^2 H^2} \\ &= \frac{\frac{e}{m} \cdot H}{\frac{E_0^2}{2\pi c\hbar^2} - \left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{H^2}{8\pi c}} \end{aligned}$$

mit $E_0 = \frac{hc}{\lambda_0} = \frac{hc}{667,8nm} = 2,97 \cdot 10^{-19} J = 1,86eV$. Setze $a = \frac{E_0^2}{2\pi c\hbar^2} = 4,2268 \cdot 10^{21} \frac{1}{ms}$ und $b = \frac{1}{8\pi c} = 1,3263 \cdot 10^{-10} \frac{s}{m}$. Damit dann:

$$\Delta\lambda = \frac{\frac{e}{m} H}{a - b \left(\frac{e}{m}\right)^2 H^2}$$

Wir erhalten aus den obigen Plots durch Anpassung mit Gaußkurven folgende Werte für λ_+ und λ_- in Abhängigkeit vom Magnetfeld H .

H[T]	$2\lambda_- []$	$2\sigma_{\lambda_-} []$	$2\lambda_+ []$	$2\sigma_{\lambda_+} []$	$2\Delta\lambda []$	$2\sigma_{\Delta\lambda} []$
0	13357,69969	0,000122731	13357,69969	0,000122731	0	0,00017357
0,2	13357,6674	0,00106	13357,6674	0,00106	0	0,00149907
0,4	13357,93506	0,00174	13357,93506	0,00174	0	0,00246073
0,5	13357,9071	0,0017	13357,49677	0,00167	0,41033	0,00238304
0,6	13358,00451	0,00137	13357,56356	0,00103	0,44095	0,001714
0,7	13358,37409	0,000881417	13357,814387	0,000763069	0,559703	0,00116583
0,8	13358,06267	0,00352	13357,37023	0,00068051	0,69244	0,00358518
0,9	13357,83262	0,000827651	13357,05309	0,000847796	0,77953	0,00118481
1	13358,14772	0,00117	13357,36205	0,000882944	0,78567	0,00146577

Tabelle 2.3: Messwerte

Die Fehler ergeben sich aus:

$$\begin{aligned}\sigma_{\Delta\lambda} &= \sqrt{\left(\frac{\partial\Delta\lambda}{\partial\lambda_+}\right)^2 \sigma_{\lambda_+}^2 + \left(\frac{\partial\Delta\lambda}{\partial\lambda_-}\right)^2 \sigma_{\lambda_-}^2} \\ &= \sqrt{\sigma_{\lambda_+}^2 + \sigma_{\lambda_-}^2}\end{aligned}$$

Es wurde eine Helmholtzspulenanordnung zur Erzeugung des homogenen Magnetfelds H benutzt. Für eine solche Anordnung ist H gegeben durch:

$$H = \alpha I$$

wobei α ein Proportionalitätsfaktor ist. Das in der Vorbereitungshilfe gegebene Schaubild von H über I zeigt jedoch einen anderen funktionalen Zusammenhang.

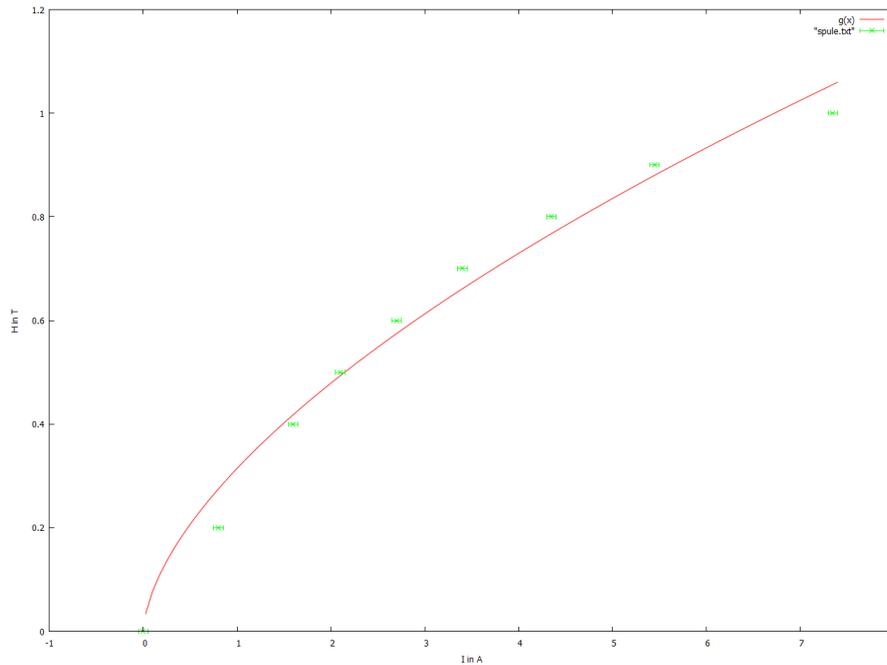


Abbildung 2.10: Magnetfeld

Wobei $g(x)=H(I)$ angefitet wurde.

$$H(I) = c \cdot I^d$$

mit $c = 0,314442 \frac{T}{A}$ und $d = 0,606937$. Damit folgt:

$$\begin{aligned} \sigma_H &= \sqrt{\left(\frac{\partial H}{\partial I}\right)^2 \sigma_I^2} \\ &= cd \cdot I^{d-1} \cdot \sigma_I \end{aligned}$$

Damit können wir nun $\Delta\lambda$ über H auftragen und mit Hilfe der Fehlerbalken die zuvor ermittelte Funktion $\Delta\lambda(H)$ anpassen. Der Fitparameter ist dann gerade $\frac{e}{m}$.

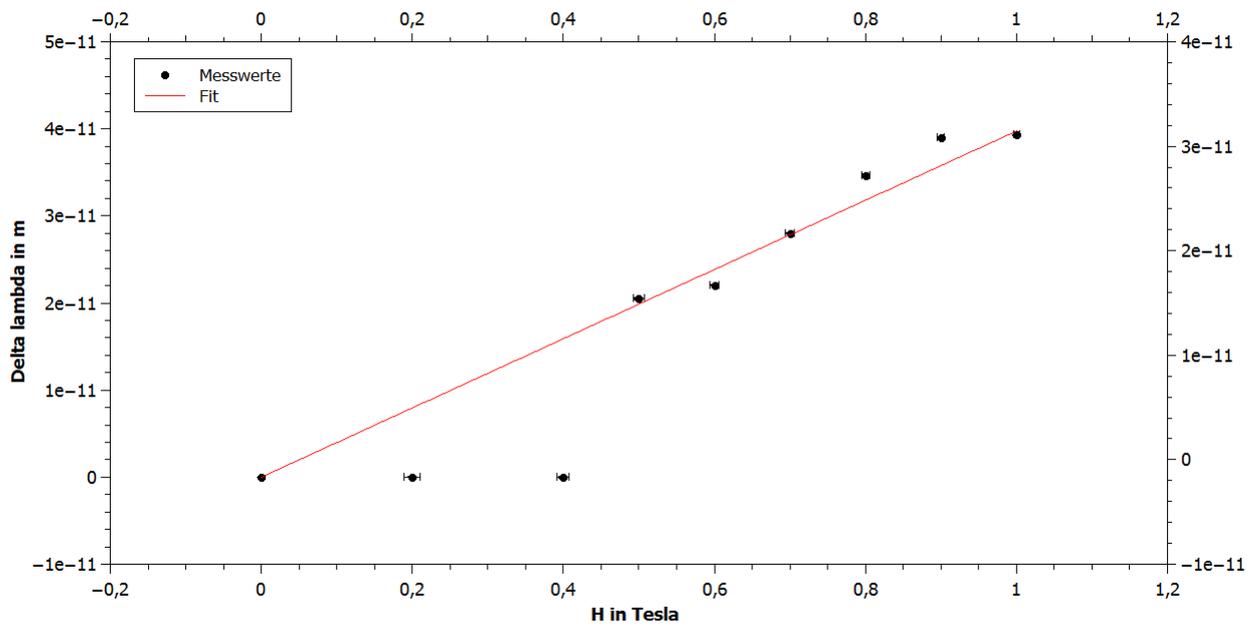


Abbildung 2.11: Anpassung

Wir erhalten:

$$\frac{e}{m} = (1,681 \pm 0,103) \cdot 10^{11} \text{As/kg}$$

Der Literaturwert beträgt:

$$\frac{e}{m} = 1,759 \cdot 10^{11} \text{As/kg}$$

Damit liegt dieser in unseren Fehlergrenzen.

2.4 Untersuchung einer beliebigen He-Linie

Abschließend soll noch eine beliebige Linie des He-Spektrums untersucht, und entschieden werden, ob es sich um normale oder anomale Zeeman-Aufspaltung handelt. Um die Aufspaltung besser erkennen zu können, entschieden wir wieder eine Linie zweiter Ordnung zu wählen und untersuchten das Spektrum im Bereich von $11756,1 \text{ \AA}$. Hier findet man die Linie zweiter Ordnung des Übergangs:

$$3d \rightarrow 2p$$

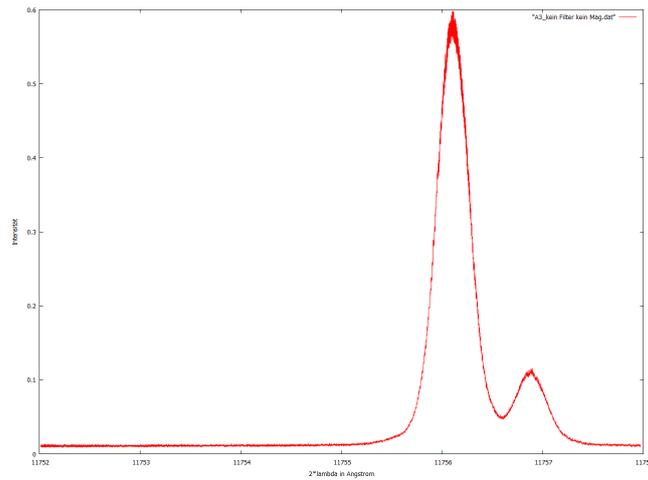


Abbildung 2.12: ohne Filter/Magnetfeld

Der zu untersuchende Peak ist deutlich zu erkennen. Der kleine Peak rechts davon stellt vermutlich die Linie dritter Ordnung zur Wellenlänge 3889\AA dar. Im folgenden legten wir wieder ein Magnetfeld mit der Stärke $1,0T$ an und nahmen das Spektrum auf. Hierfür ergab sich folgende Verteilung:

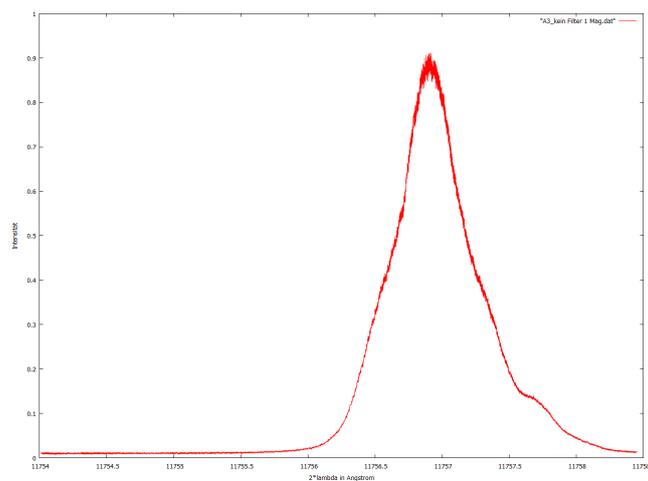


Abbildung 2.13: 1Tesla - ohne Filter

Die Verbreiterung des Peaks, und somit die Zeeman-Aufspaltung, ist deutlich zu erkennen. Diese Aufspaltung wurde nun mit einem σ -Filter untersucht. Dafür ergab sich folgendes Spektrum:

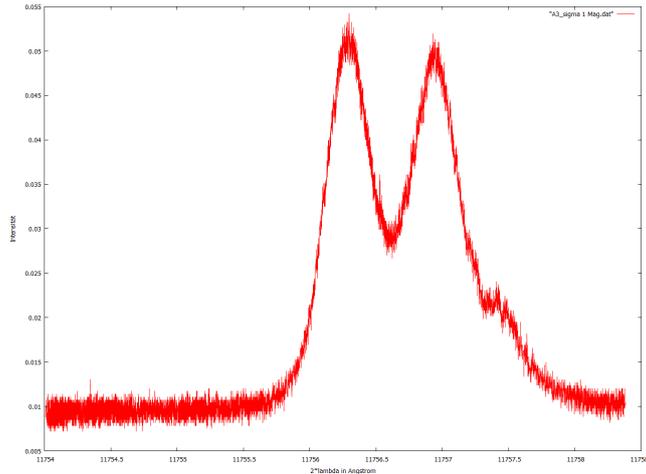


Abbildung 2.14: 1Tesla - σ -Filter

Die Aufspaltung in zwei Energieniveaus ist deutlich erkennbar, was somit auf den normalen Zeeman-Effekt schließen lässt. Die Auswertung mit Origin liefert folgende Wellenlängen:

$2\lambda_- [\text{\AA}]$	$2\lambda_+ [\text{\AA}]$	$2\Delta\lambda [\text{\AA}]$
11756,9523	11756,2754	0,6769

Tabelle 2.4: Messwerte

Hier stellt sich nun die Frage, warum die Wellenlänge des ursprünglichen Peaks nicht in der Mitte der aufgespaltenen Wellenlängen liegt. Dies lässt sich einfach mit der ungenauen Einstellmöglichkeit für den Startwert der Wellenlänge für die Messung erklären. Eigentlich müsste sich für diesen Übergang der anomale Zeeman-Effekt einstellen, da es sich hierbei um einen Übergang von Orthohelium handelt, also $S = 1$. Dass es dennoch nur zwei Aufspaltung gibt kann entweder damit erklärt werden, dass die Auflösung des Spektrometers nicht ausreicht um die weitere Aufspaltung der σ - Linien darzustellen, oder mit dem Paschen-Back-Effekt, der die Aufhebung der l-s-Kopplung durch ein starkes Magnetfeld beschreibt, was in unserem Fall ebenfalls möglich wäre.