

Zeemann Effekt

Versuch 27

David Gutnikov
david.gutnikov@tu-dortmund.de

Konstantin Mrozik
konstantin.mrozik@tu-dortmund.de

Abgabe: 10.12.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Grundlagen	3
1.2	Feinstruktur	3
1.3	Mehrelektronen Atome	4
1.4	Energieaufspaltung im äußeren Magnetfeld	5
1.5	Auswahlregeln	6
1.6	Lummer-Gehrcke-Platte	7
2	Durchführung	9
2.1	Aufbau	9
2.2	Messung des Magnetfeldes	9
2.3	Aufnahme des Interferenzmusters	9
3	Auswertung	11
3.1	B-Feld Messung	11
3.2	Der Rote 643,8 nm-Übergang	12
3.3	Der Blaue 480,0nm-Übergang	12
4	Diskussion	14
	Literatur	15
5	Appendix	16

Ziel

Ziel des Versuchs ist es den Zeemann Effekt zu vermessen, wobei die Aufspaltung der Energieniveaus eines Atoms bei angelegtem äußerem Magnetfeld für das Auge sichtbar gemacht wird, um damit die Landè Faktoren für Elektronen in Cadmium zu bestimmen.

1 Theorie

1.1 Grundlagen

Die Zustände wasserstoffähnlicher Atome mit nur einem Valenzelektron können auf den ersten Blick durch drei Quantenzahlen beschrieben werden. $n \in \mathbb{N}$ ist die Hauptquantenzahl, welche in die Energie des Atoms eingeht. l ist die Drehimpulsquantenzahl, die den Betrag des Drehimpulses bestimmt:

$$|\vec{l}| = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad \text{mit} \quad l < n \quad (1)$$

Die magnetische Quantenzahl m_l gibt die Länge des Drehimpulses entlang der z-Achse an:

$$l_z = \hbar m_l \quad \text{mit} \quad m_l = -l, \dots, l-1, l \quad (2)$$

1.2 Feinstruktur

Wird der Spin der Elektronen berücksichtigt, so spalten sich die berechneten Energieniveaus in feinere Niveaus auf, daher auch der Name. Das wird durch ein semiklassisches Modell erklärt. Das umlaufende Elektron wird als Kreisstrom gesehen, welcher ein magnetisches Dipolmoment erzeugt, das proportional zum Drehimpuls ist

$$\vec{\mu}_l = -\frac{e}{2m_e} \vec{l} = -\frac{\mu_B}{\hbar} \vec{l}, \quad (3)$$

wobei $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ das Bohrsche Magneton ist. Nach dem Biot-Savart-Gesetz entsteht daraus ein Magnetfeld, welches mit dem magnetischen Spinnmoment des Elektrons koppelt.

$$E = E_n - \vec{\mu}_s \cdot \vec{B} = E_n + \frac{\mu_0 Z e^2}{8\pi m_e^2 r^3} (\vec{s} \cdot \vec{l}) \quad (4)$$

Mithilfe des Gesamtdrehimpulses $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$, für dessen Betrag $|l-s| \leq j \leq |l+s|$ gilt, lassen sich die Energieniveaus schreiben als

$$E = E_n + \frac{a}{2} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)] \quad \text{mit} \quad a = \frac{\mu_0 Z e^2 \hbar^2}{8\pi m_e^2 r^3}. \quad (5)$$

Durch das Einführen des Gesamtdrehimpulses wird eine andere Notation praktischer, das sogenannte Termschema:

$$^{2S+1}L_J \quad (6)$$

Hierbei steht das L für den Bahndrehimpuls $S(l = 0)$, $P(l = 1)$, $D(l = 2)$ usw., das $S = \frac{1}{2}$ für den Spin und das J für den Gesamtdrehimpuls des Elektrons. Der Gesamtdrehimpuls wird nach den Regeln der Drehimpulsaddition in dem Bereich von $|L - S|$ bis $|L + S|$ berechnet. Die Hauptquantenzahl n wird nicht mehr explizit dazugeschrieben.

1.3 Mehrelektronen Atome

Jedes Elektron besitzt einen Bahndrehimpuls \vec{l}_i und einen Spin \vec{s}_i . Diese Drehimpulse koppeln auf verschiedenste Weisen untereinander. Im Folgenden werden zwei Grenzfälle dieser Kopplungen betrachtet.

jj-Kopplung

Diese Kopplung ist eine gute Näherung für schwere Atome mit einer hohen Ordnungszahl. Da die Feinstrukturaufspaltung proportional zu Z^4 ist, ist die Wechselwirkungsenergie zwischen Bahndrehimpuls und Spin desselben Elektrons bei schweren Atomen viel größer, als die Wechselwirkungsenergien zwischen den Bahndrehimpulsen und Spins verschiedener Elektronen. Es koppeln also zuerst alle \vec{l}_i und \vec{s}_i zu $\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i$ bevor die Gesamtdrehimpulse der einzelnen Elektronen zu dem Gesamtdrehimpuls

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i \quad (7)$$

koppeln.

LS-Kopplung

Diese Kopplung ist eine gute Näherung für leichte Atome mit einer niedrigen Ordnungszahl. Die einzelnen Bahndrehimpulse und Spins setzen sich jeweils zu einem Gesamtbahndrehimpuls

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \quad (8)$$

und einem Gesamtspin

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i \quad (9)$$

zusammen. Diese Drehimpulse verhalten sich analog zu denen eines einzelnen Elektrons in der Abwesenheit starker Magnetfelder. Die beiden Drehimpulse addieren sich zu einem Gesamtdrehimpuls $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$, welcher genauso behandelt werden kann wie \vec{j} in wasserstoffähnlichen Atomen. Das heißt auch, dass das Termschema aus Gleichung 6 verwendet werden kann, wenn für die Drehimpulse des einzelnen Elektrons die kollektiven Gesamtdrehimpulse eingesetzt werden.

In diesem Versuch wird diese Art der Kopplung verwendet, da sie gut zum beobachteten Spektrum der Cadmium Atome passt.

1.4 Energieaufspaltung im äußeren Magnetfeld

Bei einem angelegten Magnetfeld \vec{B} werden die Energieniveaus noch weiter aufgespalten, indem die Entartung in der magnetischen Quantenzahl m aufgehoben wird.

Normaler Zeemann Effekt

Dieser Effekt tritt auf wenn der Spin vernachlässigt wird bzw. wenn $S = 0$ also $\vec{J} = \vec{L}$ gilt. Es bleibt also nur noch der Gesamtbahndrehimpuls übrig, der an das äußere Magnetfeld koppelt. Die Wechselwirkungsenergie ist dann gegeben als

$$\begin{aligned} E_{\text{ZM},L} &= -\vec{\mu}_L \cdot \vec{B} \\ &= \mu_B m_L B. \end{aligned} \quad (10)$$

Dabei spaltet sich ein Energieniveau mit L in $(2L + 1)$ äquidistante Energieniveaus auf, da m_L von $-L$ bis L geht.

Anomaler Zeemann Effekt

Wird der Spin berücksichtigt bzw. ist $S \neq 0$, so ist die Wechselwirkungsenergie mit dem Magnetfeld gegeben als,

$$E_{\text{ZM},J} = g_J \mu_B m_J B \quad (11)$$

wobei μ_B das Bohrsche Magneton ist und g_J der Landé-Faktor mit

$$g_J = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (12)$$

ist.

Der Landé-Faktor kommt daher, dass bei der Bildung des magnetischen Moments des Spins der anomale Spin-g-Faktor $g_S = 2$ dazukommt. Das gesamte magnetische Moment des Gesamtdrehimpulses \vec{J} ist:

$$\vec{\mu}_J = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S = \frac{e\hbar}{2m_e} (g_L \vec{L} + g_S \vec{S}) \quad (13)$$

e ist dabei die Ladung und m_e die Masse des Elektrons. $g_L = 1$ wird einfach nur zur Symmetrie dazugeschrieben. Da $g_L \neq g_S$ sind \vec{J} und $\vec{\mu}_J$ nicht parallel und weil sich die senkrechte Komponente über die Zeit herausmittelt, wird die parallele Komponente μ_{eff} benutzt, um g_J herzuleiten:

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{(\vec{\mu} \cdot \vec{J})}{J^2} \vec{J} = g_J \frac{q\hbar}{2m_e} \vec{J} \quad (14)$$

Nach g_J umgeformt ergibt sich (12).

1.5 Auswahlregeln

Ist die Entartung der Energieniveaus in m aufgrund eines äußeren Magnetfeldes aufgehoben, so sind nur energetische Übergänge möglich, die bestimmte Auswahlregeln befolgen. Die Anregung eines Atoms kann also nur passieren, wenn das absorbierte Licht die Auswahlregeln erfüllt.

Nach einer Anregung relaxieren die Elektronen nach einer zufälligen Zeit wieder in ihren Grundzustand. Die dabei freiwerdende Strahlung wird gleichmäßig in alle Raumwinkel abgegeben. Dieser Prozess wird spontane Emission genannt und auch hierbei muss das emittierte Licht die Auswahlregeln erfüllen.

Im folgenden bedeutet das $\Delta = (\text{Endzustand}) - (\text{Anfangszustand})$ für die Emission von Licht:

- $\Delta J = \pm 1$
- $\Delta m_J = 0$ linear pol. Licht / π -Licht
- $\Delta m_J = -1$ rechtspol. Licht / σ^- -Licht
- $\Delta m_J = +1$ linkspol. Licht / σ^+ -Licht

Normaler Zeemann Effekt in Cadmium

Wenn ein äußeres Magnetfeld angelegt ist, spalten sich die Zustände 1D_2 und 1P_1 anhand des normalen Zeemann Effektes auf. Der Übergang $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ mit der Wellenlänge $\lambda = 643,8 \text{ nm}$ muss deshalb die obengenannten Auswahlregeln erfüllen.

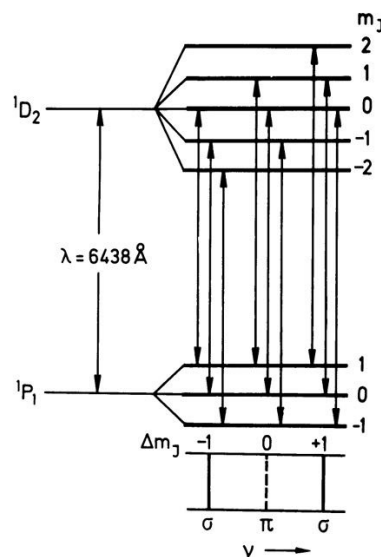


Abbildung 1: Die Aufspaltung der Zustände 1D_2 und 1P_1 und die möglichen Übergänge zwischen diesen Zuständen sind hier dargestellt. [3]

Anomaler Zeemann Effekt in Cadmium

Wenn ein äußeres Magnetfeld angelegt ist, spalten sich die Zustände 3P_2 und 3S_1 anhand des anomalen Zeemann Effektes auf. Der Übergang $^3P_1 \rightarrow ^3S_1$ mit der Wellenlänge $\lambda = 480 \text{ nm}$ muss deshalb die obengenannten Auswahlregeln erfüllen.

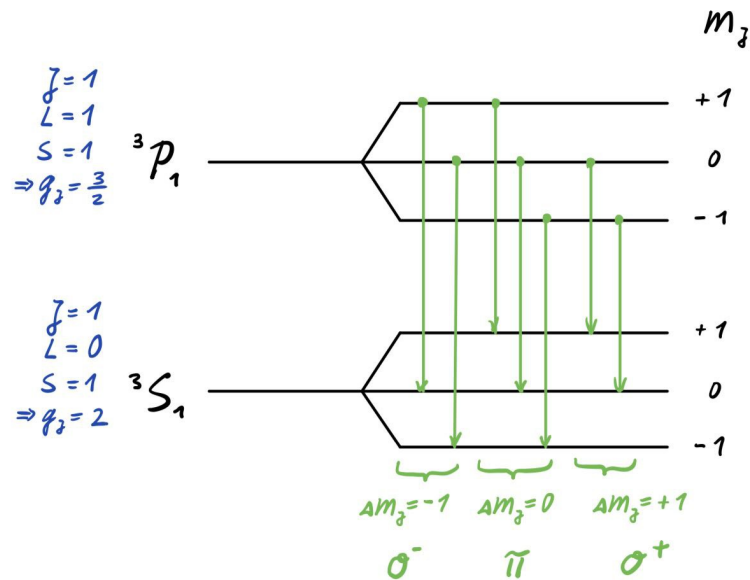


Abbildung 2: Die Aufspaltung der Zustände 1D_2 und 1P_1 und die möglichen Übergänge zwischen diesen Zuständen sind hier dargestellt. [2]

Die Energiedifferenz zwischen zwei aufgespaltenen Energieniveaus lässt sich bestimmen aus

$$\Delta E = (g_{J,1}m_{J,1} - g_{J,2}m_{J,2})\mu_B B. \quad (15)$$

1.6 Lummer-Gehrcke-Platte

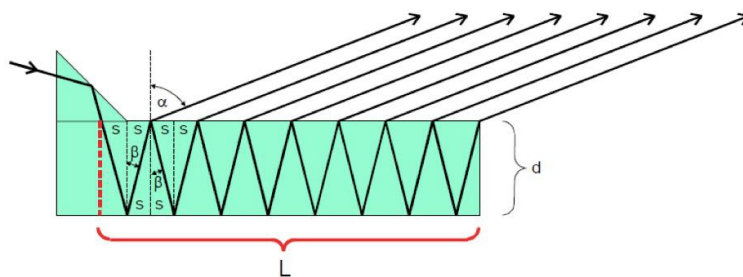


Abbildung 3: Die Funktionsweise der Lummer Gehrcke Platte ist hier schematisch aufgezeigt. [2]

Licht tritt durch ein Eingangsfenster ein und wird innerhalb der Platte an den Grenzflächen reflektiert und transmittiert. Bei jeder Reflektion tritt ein Anteil aus der Platte aus. Diese transmittierten Anteile interferieren miteinander, wobei die Bragg-Bedingung

$$2nd \cos(\beta) = m\lambda \quad \text{mit } m \in \mathbb{N}, \quad (16)$$

erfüllt sein muss, um konstruktive Interferenz zu erhalten. Dabei ist n der Brechungsindex, d die Dicke der Platte, β der Reflexionswinkel und m die Ordnung des Interferenzmaximas.

Wird das Magnetfeld eingeschaltet so verändert sich die Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes um

$$\delta\lambda = \frac{1}{2} \frac{\delta s}{\Delta s} \Delta\lambda_D, \quad (17)$$

wobei Δs der Abstand der Interferenzmaxima bei ausgeschaltetem Magnetfeld ist und δs der Abstand der aufgespaltenen Linien bei angeschaltetem Magnetfeld ist.

Das Dispersionsgebiet

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda^2}{2d} \sqrt{\frac{1}{n^2 - 1}} \quad (18)$$

gibt die maximale Wellenlängendifferenz zweier aufgespaltenen Wellenlängen an, sodass sich die unterschiedlichen Ordnungen der Interferenzmaxima nicht überlagern. Das Auflösungsvermögen A einer bestimmten Wellenlänge ist gegeben als

$$A = \frac{L}{\lambda} (n^2 - 1), \quad (19)$$

wobei L die Länge der Platte ist.

Mit den gegebenen Werten ergeben sich die Dispersionsgebiete und Auflösungsvermögen für den Übergang mit 643,8 nm als

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_D &= 48,91 \text{ pm} \\ A &= 2,09 \cdot 10^5 \end{aligned}$$

und für den Übergang mit 480 nm als

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_D &= 26,95 \text{ pm} \\ A &= 2,85 \cdot 10^5. \end{aligned}$$

2 Durchführung

2.1 Aufbau

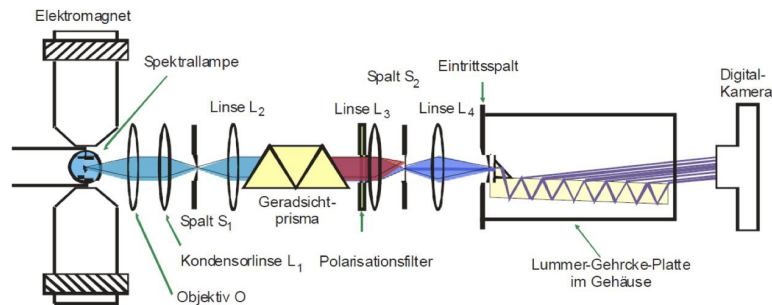


Abbildung 4: Der schematische Aufbau des Versuchs ist hier dargestellt. [2]

Eine Cadmium-Spektrallampe wird zwischen die Pole eines Elektromagneten gestellt. Das Licht senkrecht zum Magnetfeld soll im weiter Verlauf des Versuches betrachtet werden, weshalb der Strahlengang auch senkrecht zum Magnetfeld aufgebaut ist. Das ausgesandte Licht wird am Objektiv O kollimiert und danach durch die Kondensorlinse L_1 auf den Spalt S_1 fokussiert. Weiterhin wird das Licht durch die Linse L_2 kollimiert und durch das Geradsichtprisma gesandt, welches das Licht, aufgrund verschiedener Brechungsindizes, der Wellenlänge nach aufspaltet. Ein Polarisationsfilter ermöglicht das Betrachten des zum Magnetfeld transversal und longitudinal polarisierten Lichtes. Nun kann das Licht durch die Linse L_3 so auf den Spalt S_2 abgebildet werden, dass nur eine bestimmte Wellenlänge durchgelassen wird und somit nur ein bestimmter Übergang betrachtet wird. Das wird erreicht, indem der Spalt senkrecht zum Strahlengang verschoben wird. Zum Schluss wird der Strahl durch die Linse L_4 auf den Eingang der Lummer-Gehrcke-Platte fokussiert, welche ein Interferenzmuster erzeugt. Mit einer Kamera werden Bilder aufgenommen und zur Bestimmung des Abstandes zwischen den Interferenzmaxima benutzt.

2.2 Messung des Magnetfeldes

Zur Berechnung der Landé-Faktoren muss der Wert des angelegten Magnetfeldes bekannt sein. Da dieses jedoch nur über die Stromstärke eingestellt werden kann, muss der Proportionalitätsfaktor bzw. Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Stromstärke bestimmt werden.

Dazu wird eine Hall-Sonde anstelle der Spektrallampe zwischen die beiden Pole des Elektromagneten gehalten. Während die Stromstärke von 0,2 A bis 7,8 A durchlaufen wird, nimmt die Hall-Sonde die Magnetfeldstärke auf.

2.3 Aufnahme des Interferenzmusters

Die Aufspaltung der Interferenzmaxima verbunden mit der roten Spektrallinie wird als Erstes vermessen. Dazu wird der Spalt S_3 so verschoben, dass nur die rote Linie

durchkommt. Die Lummer-Gehrcke-Platte wird so gedreht, dass die Bragg-Bedingung erfüllt ist und ein deutliches Interferenzbild zu sehen ist.

Es werden vier Bilder aufgenommen, zwei davon bei ohne Magnetfeld und zwei bei eingeschaltetem Magnetfeld. Dabei wird für die beiden Einstellmöglichkeiten des Magnetfeldes jeweils ein Bild aufgenommen, wenn der Polarisationsfilter senkrecht und parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist. Die Aufspaltung ist hierbei nur bei angeschaltetem Magnetfeld und parallel zum Magnetfeld ausgerichteten Polarisationsfilter.

Danach wird der Spalt so eingestellt, dass möglichst nur die blaue Linie durchkommt und die Lummer-Gehrcke-Platte wird wieder so gedreht, dass ein helles Interferenzbild zu erkennen ist. Auch hier werden vier Bilder aufgenommen, wobei wieder nur eines davon eine Aufspaltung der Interferenzmaxima aufweist.

3 Auswertung

3.1 B-Feld Messung

Da der Zeemann Effekt abhängig vom angelegten B-Feld ist und in diesem Versuchsaufbau nur der Spulenstrom zur Magnetfelderzeugung eingestellt werden kann, muss zunächst der Zusammenhang zwischen Spulenstrom und Magnetfeld betrachtet werden. Mit den Werten, die wie in Abschnitt 2.2 aufgenommen wurden, wird ein linearer Fit und ein Fit eines Polynoms dritter Ordnung durchgeführt.

Die beiden Fits basieren dabei auf folgenden Funktionen:

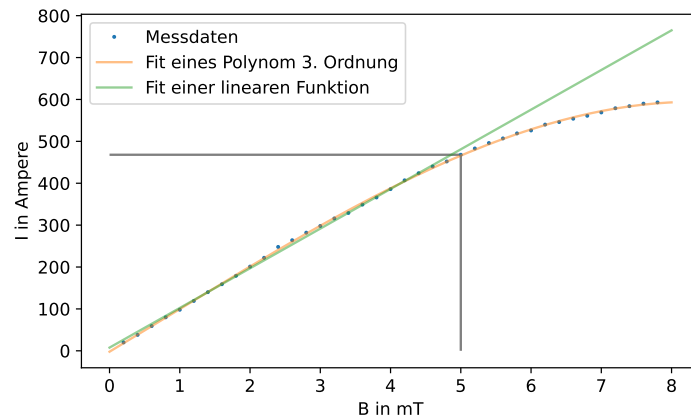


Abbildung 5: Die Feldstärke wird gegen den angelegten Spulenstrom aufgetragen. Im Bereich des grauen Kastens

$$B_1(I) = aI^3 + bI^2 + cI + d$$

$$B_2(I) = mI + e$$

Dabei ergeben sich die Parameter zu:

$$a = (-0,62 \pm 0,05) \frac{\text{T}}{\text{A}^3}$$

$$b = (1,7 \pm 0,6) \frac{\text{T}}{\text{A}^2}$$

$$c = (100,8 \pm 2,2) \frac{\text{T}}{\text{A}}$$

$$d = (-2,1 \pm 2,1) \text{ T}$$

$$m = (94,7 \pm 0,9) \frac{\text{T}}{\text{A}}$$

$$e = (7,6 \pm 2,6) \text{ T}$$

3.2 Der Rote 643,8 nm-Übergang

Im ersten Fall wird die Verschiebung der Interferenzmaxima durch den Zeemann Effekt beim roten Übergang mit der Wellenlänge 643,8 nm. Für die parallele Polarisation wurde keine Aufspaltung gemessen und für die senkrechte Polarisation wurden die Pixel zwischen dem Maxima ausgelesen. Als Unsicherheit für das Ablesen der Pixel wurden drei Pixel gewählt. Die Aufspaltung wurde dabei nur bei der maximalen B-Feld-Stärke von 590,86 mT gesehen. Die Aufspaltung zwischen den Maxima bei ausgeschaltetem B-Feld Δs wird aus dem Bild ermittelt und mit dem selben verfahren auch die Aufspaltung der Maxima beim eingeschalteten B-Feld δs . Aus diesen Werten lässt sich nun gemäß Formel 17 die Verschiebung der Wellenlänge $\delta\lambda$ berechnen. Diese Verschiebung wird gemittelt und gemäß der Gaußschen Fehlerfortpflanzung der Fehler bestimmt.

$$\delta\lambda_{rot,\sigma} = (7,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

Diese Verschiebung wird gemittelt und gemäß der Gaußschen Fehlerfortpflanzung der Fehler bestimmt. Durch umstellen der Energieaufspaltung durch den Zeemann Effekt lässt sich aus den Wellenlängenverschiebungen damit der Landé-Faktor berechnen

$$g = \frac{\delta\lambda \cdot hc}{\mu_B B \lambda^2}$$



Abbildung 6: Das Interferenzmuster des roten Lichts bei senkrechter polarisation und einem Magnetfeld von 590,86 mT

$$g_{rot} = 1,13 \pm 0,06$$

3.3 Der Blaue 480,0nm-Übergang

Für den blauen 480 nm Übergang wird analog vorgegangen. Auch hier wurde eine Magnetfeldstärke von 590,86 mT verwendet um die Aufspaltung zu erzeugen. Mit den Messwerten

ergibt sich dabei eine Wellenlängenverschiebung von:

$$\delta\lambda_{blau,\sigma} = (1,648 \pm 0,113) \cdot 10^{-11} \text{ m}$$

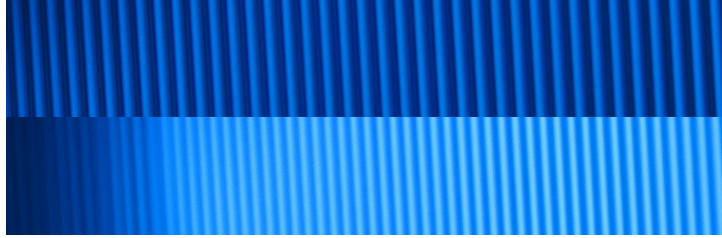


Abbildung 7: Das Interferenzmuster des blauen Lichts bei senkrechter polarisation und einem Magnetfeld von 590,86 mT

$$g_{blau,\sigma} = 1,13 \pm 0,06$$

Die Messung des Blauen π Übergangs war mit dem gegebenen Aufbau nicht möglich da ein Magnetfeld von der Größe (ca 1 T) nicht zu erreichen war.

4 Diskussion

Die beiden Übergänge des σ polarisierten Lichtes bei 480 nm und bei 643,8 nm konnten bei der Versuchsdurchführung beobachtet werden. Der π Übergang bei 480 nm konnte nicht beobachtet werden da der vorhandene Magnet mit der vorhandenen Spannungsquelle nicht die entsprechende Magnetfeldstärke erreichen konnte.

In den aufgenommen Bildern kann man die Aufspaltung der Magnetfeldlinien durch den Zeemann effekt sehr gut erkennen, allerdings ist es nicht möglich die Paare den unaufgespalteten Linien immer genau zuzuordnen. Da mit den Kameraaufnahmen die Positionen der Maxima nicht genau definiert werden können ist dort eine Fehlerquelle beim Auslesen zu erwarten.

Die beiden Landé Faktoren wurden mit relativen Abweichungen von $(13 \pm 5) \%$ und $(18 \pm 5) \%$ bestimmt. Die Unsicherheit dieser bestimmung kann auf das ungenaue Ablesen und auf die eventuelle ungenaue bestimmung des Magnetfeldes zurückgeführt werden.

Übergang	g_{exp}	g_{Lit}	relative Abweichung
rot	$1,13 \pm 0,06$	1	$(13 \pm 5) \%$
blau	$1,5 \pm 0,1$	1,75	$(18 \pm 5) \%$

Literatur

- [1] Wolfgang Demtröder und Wolfgang Demtröder. *Atome, Moleküle und Festkörper*. ger. 5., neu bearbeitete und aktualisierte Auflage. Experimentalphysik / Wolfgang Demtröder 3. Berlin Heidelberg: Springer Spektrum, 2016. ISBN: 978-3-662-49093-8. DOI: 10.1007/978-3-662-49094-5.
- [2] TU Dortmund. *Versuchsanleitung V27 - Zeemann-Effekt*. 2021.
- [3] Hermann Haken und Hans Christoph Wolf. *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. ger. Achte, aktualisierte und erweiterte Auflage. Springer-Lehrbuch. Berlin Heidelberg: Springer, 2004. ISBN: 978-3-642-62142-0 978-3-540-02621-1. DOI: 10.1007/978-3-642-18519-9.
- [4] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [5] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.

5 Appendix

B mT	I A
20	0.2
38	0.4
59	0.6
80	0.8
98	1
119	1.2
140	1.4
159	1.6
179	1.8
201	2
222	2.2
248	2.4
264	2.6
282	2.8
298	3
316	3.2
329	3.4
349	3.6
366	3.8
386	4
407	4.2
424	4.4
440	4.6
452	4.8
468	5
483	5.2
496	5.4
507	5.6
519	5.8
526	6
540	6.2
546	6.4
554	6.6
561	6.8
569	7
579	7.2
584	7.4
590	7.6
593	7.8

Blau senkrecht:

Δ_s	δ_s
pixel	pixel
38	25
39	25
37	24
39	27
39	26
40	26
38	27
39	28
40	27
41	27
39	27

Rot senkrecht:

Δ_s	δ_s
pixel	pixel
60	32
61	34
61	32
62	33
62	33
60	32
64	33
63	35
65	34