

FP

Zeeman-Effekt

Katharina Brägelmann
Tobias Janßen

Durchführung: 30. Januar 2019,
Abgabe: 27. März 2019

katharina.braegelmann@tu-dortmund.de, tobias2.janssen@tu-dortmund.de

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Einleitung	3
1.2	Wechselwirkung der Drehimpulse und magnetischer Momente untereinander	3
1.3	Aufspaltung der Energieniveaus eines Atoms im homogenen Magnetfeld . .	5
1.4	Energieaufspaltung und Übergänge	6
1.5	Vorbereitungsaufgabe	7
2	Aufbau und Durchführung	10
2.1	Aufbau	10
2.2	Durchführung	10
3	Auswertung	12
3.1	Kalibrierung des B-Felds	12
3.2	Rot: Normaler Zeeman-Effekt	13
3.3	Blau: Anormaler Zeeman-Effekt	14
4	Diskussion	16

1 Theorie

1.1 Einleitung

Der Zeeman-Effekt beschreibt die Aufspaltung und Polarisation von Spektrallinien eines Atoms unter Einfluss eines äußeren Magnetfeldes. Durch das Aufspalten der diskreten Energieniveaus kommt es bei der Lichtemission zu kleinen Unterschieden in der Wellenlänge.

Magnetisches Moment Hüllenelektronen können mit dem Bahndrehimpuls \vec{l} und mit dem Eigendrehimpuls \vec{s} beschrieben werden. Dabei gilt:

$$\begin{aligned} |\vec{l}| &= \sqrt{l(l+1)}\hbar & \text{mit } l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \\ |\vec{s}| &= \sqrt{s(s+1)}\hbar & \text{mit } s = \frac{1}{2}. \end{aligned}$$

Die magnetischen Momente, welche durch die Drehimpulse und die Ladung der Elektronen entstehen, können beschrieben werden mit:

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_l &= -\mu_B \frac{\vec{l}}{\hbar} = -\mu_B \sqrt{l(l+1)} \vec{l}_e \\ \vec{\mu}_s &= -g_S \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{s} = -g_S \mu_B \sqrt{s(s+1)} \vec{s}_e. \end{aligned}$$

\vec{l}_e und \vec{s}_e sind die Einheitsvektoren in die jeweilige Richtung. Die Größe g_S ist der Landé-Faktor. μ_B beschreibt das Bohrsche Magneton und ist dabei gegeben als:

$$-\frac{1}{2} e_0 \frac{\hbar}{m_0}.$$

Weiter gilt, dass e_0 die Elementarladung und m_0 die Elektronenmasse beschreibt.

1.2 Wechselwirkung der Drehimpulse und magnetischer Momente untereinander

Für Atome mit mehreren Elektronen gibt es viele unterschiedliche Arten, wie Bahndrehimpuls und Spin miteinander wechselwirken können. Im Wesentlichen sind können zwei einfache Grenzfälle betrachtet werden, welche häufig in der Natur vorkommen. Für Atome mit niedriger Kernladungszahl kann der Gesamtdrehimpuls \vec{L} der Hülle aus den Bahndrehimpulsen \vec{l} vektoriell zusammengesetzt werden. Das liegt an der großen Wechselwirkung zwischen den Bahndrehimpulsen.

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \text{ mit } |\vec{L}| = \sqrt{L(L+1)}\hbar$$

Für den Gesamtbahndrehimpuls müssen nur unabgeschlossene Schalen betrachtet werden, da abgeschlossene Schalen immer einen Bahndrehimpuls von 0 besitzen. \vec{l} kann dabei

nur ganzzahlige Quantenzahlen von 0,1,2 oder 3 annehmen. Je nach Quantenzahl kann zwischen S,P,D und F-Term unterschieden werden. Das magnetische Moment $\vec{\mu}_L$ vom Gesamtbahndrehimpuls \vec{L} lässt sich errechnen mit:

$$|\vec{\mu}_L| = \mu_B \sqrt{L(L+1)}.$$

Für den Gesamtspin der Elektronenhülle \vec{S} gilt für Atome mit niedriger Ordnungszahl ebenfalls die vektorielle Summation der einzelnen Komponenten. Die Einzelkomponenten sind hier die Einzelspins \vec{s}_i .

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$$

Die Gesamtspinquantenzahl S kann die Werte $\frac{N}{2}, \frac{N}{2} - 1, \dots, \frac{1}{2}, 0$ annehmen. N beschreibt dabei die Anzahl der Elektronen aus den unabgeschlossenen Schalen. Der Betrag des Gesamtspins lässt sich aufstellen zu:

$$|\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)}\hbar.$$

Der dazugehörige Betrag des magnetischen Momentes ist gegeben als:

$$|\vec{\mu}_S| = g_S \mu_B \sqrt{S(S+1)}.$$

Im Falle, dass das Atom keinem zu großen Magnetfeld ausgesetzt ist kann der Gesamtdrehimpuls \vec{J} geschrieben werden als:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}.$$

Die beschriebene LS-Kopplung ist für die Betrachtung des Zeeman-Effekts zugrunde gelegt. \vec{J} kann abhängig von S ganz- oder halbzahlig sein. Der Betrag vom Gesamtdrehimpuls ist gegeben als:

$$|\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar.$$

Beschreibt man ein Energieniveau, kann das mit der Darstellung

$$^M \mathcal{L}_J$$

erfolgen. M ist dabei die Multiplizität und von S abhängig in der Form $M = 2S + 1$. Für das Drehimpulssymbol \mathcal{L} gilt: $\mathcal{L} \in \{S(L=0), P(L=1), D(L=2), F(L=3)\}$. Wobei L wieder der Gesamtdrehimpuls ist.

Der zweite Grenzfall betrachtet die j-j-Kopplung bei Atomen mit höheren Kernladungszahlen. Durch die starke Kopplung zwischen den Spin und den Bahndrehimpuls eines Einzelektrons setzt sich der Gesamtdrehimpuls des Elektrons nun zusammen aus:

$$\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i.$$

1.4 Energieaufspaltung und Übergänge

Durch die Richtungsquantelung sind nur genau $2J + 1$ Einstellungen des atomaren magnetischen Momentes zu der äußeren Feldrichtung möglich. Die zusätzliche Energie, die das Moment $\vec{\mu}$ im äußeren Magnetfeld bekommt, ist gegeben als:

$$E_{\text{mag}} = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{B} = m g_J \mu_B.$$

Für die Orientierungsquantenzahl m gilt $-J < m < J$. Für den Fall, dass $B \neq 0$ spaltet sich also das Energieniveau E_0 eines Atoms auf in $2J + 1$ äquidistante Niveaus. Die Aufspaltung führt bei Lichtemission zur Aufspaltung des Spektrums, diese wird als Zeeman-Effekt bezeichnet. Da nur bestimmte Energieübergänge möglich sind, gibt es die Auswahlregeln. Für die Festlegung der Auswahlregeln wird die zeitabhängige Schrödingergleichung benötigt.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi(\vec{r}, t) + U \psi(\vec{r}, t) - i \hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0. \quad (2)$$

Die Lösungen ψ beschreiben den Übergang zwischen den Energieniveaus α und β . Aus den Lösungen ergibt sich eine Schwingung des Elektrons zwischen den beiden Energieniveaus mit der Frequenz:

$$\nu_{\alpha\beta} := \frac{E_\alpha - E_\beta}{h}.$$

Das Elektron lässt sich dementsprechend als Dipol beschreiben, welches in die x -Richtung mit:

$$D_x = -e_0 \text{const} \, 2\Re \left(\underbrace{\int x \psi_\beta^* \psi_\alpha dV}_{x_{\alpha\beta}} \exp(2\pi i \nu_{\alpha\beta} t) \right)$$

abstrahlt. Für die y und z Richtung kann die Formel analog aufgestellt werden. Das Integral $x_{\alpha\beta}$ und seine analogen y und z Komponenten werden Matixelemente bezeichnet und sind wichtig für die berechnung des Poynting-Vektors $\vec{S}_{\alpha\beta}$. Der Poynting-Vektor berechnet sich nach:

$$|\vec{S}_{\alpha\beta}| \sim (|x_{\alpha\beta}|^2 + |y_{\alpha\beta}|^2 + |z_{\alpha\beta}|^2) \sin^2(\gamma).$$

γ beschreibt dabei den Winkel zwischen Dipolmoment und Ausbreitungsrichtung der Strahlung. Es kann gezeigt werden, dass die Intensität der vom Dipol emittierten Strahlung mit den Matixelementen zusammenhängt. Für den Fall, dass das B-Feld in die Z-Richtung zeigt, verschwindet $z_{\alpha\beta}$, außer wenn gilt, dass $m_\alpha = m_\beta$. $x_{\alpha\beta} \pm i y_{\alpha\beta}$ verschwindet ebenfalls, außer wenn gilt, dass $m_\beta = m_\alpha \pm 1$. Zum Zeeman-Effekt kommt es also nur, wenn sich die Orientierungsquantenzahlen m_α und m_β gar nicht oder nur um ± 1 unterscheiden. Für den Fall, dass $\Delta m = 0$ ($z_{\alpha\beta} \neq 0$, $x_{\alpha\beta} = i y_{\alpha\beta} = 0$) kommt es Schwingung des Dipols parallel zu Magnetfeldachse, dies führt bei der Emission zu linear-polarisiertem Licht

parallel zu \vec{B} . Durch die Polarisation kann das emittierte Licht am besten senkrecht (Transversal) zur Feldrichtung beobachtet werden. Die Strahlungsart wird als π bezeichnet. Für den Fall, dass $\Delta m = \pm 1$ ($z_{\alpha\beta} = 0$, $x_{\alpha\beta} = \pm iy_{\alpha\beta} \neq 0$) kommt es zu links oder rechts zirkular-polarisierter Strahlung um die Magnetfeldachse. Bei Betrachtung aus der transversalen Achse zur Feldachse erscheint emittiertes Licht linear polarisiert. Die Strahlungsarten werden als σ bezeichnet. Die oben getroffenen Aussagen gelten nur für den Fall, dass $S = 0$. Diesen Spezialfall bezeichnet man als normalen Zeeman-Effekt. Für Übergänge mit $S = 0$ gilt $g_J = 1$. Die Verschiebung der Energieniveaus ist dementsprechend unabhängig von den Quantenzahlen. Der Energieunterschied ΔE zwischen den Niveaus ist unabhängig von L und J gleich groß.

$$\Delta E = m\mu_B B \text{ für } -J \leq m \leq J \quad (3)$$

Der anormale Zeeman-Effekt kommt deutlich häufiger vor und tritt auf, wenn $S \neq 0$. Es gelten für die Übergänge die selben Auswahlregeln $\Delta m = 0, \pm 1$. Da $g_J = 1$ nicht mehr gegeben ist, ergeben sich für die Übergänge die Energien von:

$$E = (m_i g_{J_i} - m_j g_{J_j}) \mu_B B + E_0. \quad (4)$$

1.5 Vorbereitungsaufgabe

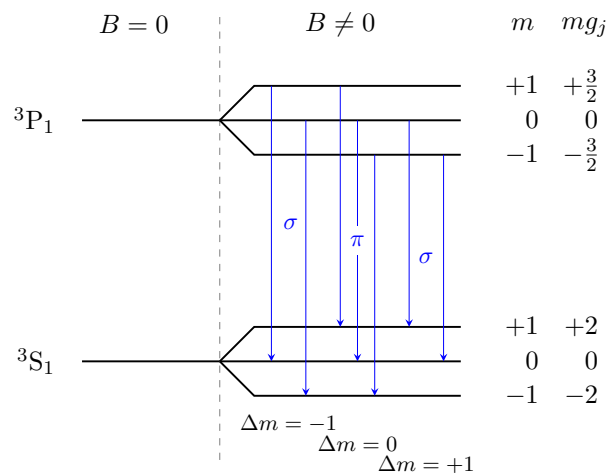


Abbildung 2: Termschema eines $^3P_1 \leftrightarrow ^3S_1$ Übergangs. Der Übergang liegt im blauen Wellenlängenbereich.

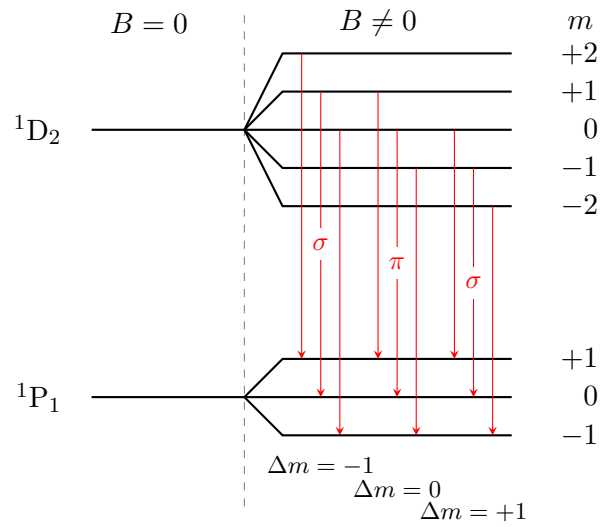


Abbildung 3: Termschema eines $^1D_2 \leftrightarrow ^1P_1$ Übergangs. Der Übergang liegt im roten Wellenlängenbereich.

Übergang	m_1	g_1	m_2	g_2	g_{12}
	1P_1		1D_2		
σ	2	1	1	1	1
	1	1	0	1	1
	0	1	-1	1	1
π	1	1	1	1	0
	0	1	0	1	0
	-1	1	-1	1	0
σ	0	1	1	1	-1
	-1	1	0	1	-1
	-2	1	-1	1	-1

Tabelle 1: Hier sind die Landé-Faktoren der roten Spektrallinie aufgeführt.

Übergang	m_1	g_1	m_2	g_2	g_{12}
	3S_1		3P_2		
σ	+1	2	0	$\frac{3}{2}$	2
	0	2	-1	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$
π	+1	2	+1	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$
	2	2	0	$\frac{3}{2}$	0
	-1	2	-1	$\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$
σ	0	2	1	$\frac{3}{2}$	$-\frac{3}{2}$
	-1	2	0	$\frac{3}{2}$	-2

Tabelle 2: Hier sind die Landé-Faktoren der blauen Spektrallinie aufgeführt.

2 Aufbau und Durchführung

2.1 Aufbau

Um den normalen und anomalen Zeeman-Effekt zu messen werden die Spektrallinien einer Cadmium-Lampe aufgenommen. Von Bedeutung sind dabei die Spektrallinien der Wellenlängen 643,8 nm (blau), welche beim Übergang $^1P_1 \leftrightarrow ^1D_2$ entsteht, und die Wellenlänge 480 nm (rot), welche beim Übergang $^1S_1 \leftrightarrow ^3P_1$ entsteht. Mit der Wellenlänge im blauen Bereich kann der anomale Zeeman-Effekt beobachtet werden. Der normale Zeeman-Effekt kann mit der Wellenlänge im roten Bereich betrachtet werden.

Um die Zeeman-Aufspaltung zu erzeugen wird die Cadmium-Lampe (Cd-Lampe) zwischen zwei Polschuhe eines Elektromagneten gebracht. Die Emissionslinien der Cd-Lampe werden transversal zum Magnetfeld kollimiert. Unter Verwendung eines Gradsichtprismas werden die Wellenlängen separiert. Mithilfe eines Spaltes kann die zu untersuchende Spektrallinie von den andere Wellenlänge separiert werden. Durch einen Polarisationsfilter kann die Spektrallinie auf π - oder σ - Übergänge untersucht werden. Die nachgeschaltete Lummer-Gehrcke-Platte erzeugt ein Interferenzmuster, welches von einer Digitalkamera aufgezeichnet wird. Mithilfe der erzeugten Interferenz kann ein sehr hohes Auflösungsvermögen erzielt werden. Trifft monoenergetisches Licht auf die Lummer-Gehrcke-Platte so entstehen Interferenzstreifen, welche genau einen Gangunterschied von der eingestrahnten Wellenlänge besitzen. Bei eingeschaltetem Magnetfeld kommt es zur Aufspaltung der Wellenlängen. Die maximale Differenz der eingestrahnten Wellenlängen, damit sich die Wellen nicht im Dispersionsgebiet überlagern, ist gegeben mit:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda^2}{2d} \sqrt{\frac{1}{n^2 - 1}}. \quad (5)$$

d ist dabei die Dicke der Lummer-Gehrcke-Platte und n der Brechungsindex für die jeweilige Wellenlänge. Die Wellenlängenänderung ist dabei gegeben als:

$$\delta\lambda = \frac{1}{2} \frac{\delta s}{\Delta s} \cdot \Delta\lambda_D. \quad (6)$$

Die Lummer-Gehrcke-Platte der Länge L besitzt zudem ein Auflösungsvermögen von:

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{L}{\lambda} (n^2 - 1). \quad (7)$$

2.2 Durchführung

Zunächst wird die Vermessung des Elektromagneten, mittels Messung des B-Feldes in Abhängigkeit vom Feldstrom, vorgenommen. Der Strom wird erhöht und anschließend verringert. Auf diese Weise lässt sich eine Hysteresekurve messen.

Anschließend wird die Cd-Lampe eingeschaltet und die Linsen werden justiert. Unter Verwendung der Linsen können bestimmt Spektrallinien betrachtet werden. Desweiteren wird ein Polarisator in den Strahlengang gebracht, welcher erlaubt, einzelne Strahlen mit bestimmter Polarisation zu betrachten. Eine am Ende des Strahlengangs angebrachte

Digitalkamera kann die Interferenzmuster aufnehmen und abspeichern.

Die erste Messung wird mit dem σ -Übergang der roten Linie durchgeführt (normaler Zeeman-Effekt). Durch langsames Erhöhen des Magnetfeldes kann darauf geachtet werden, dass sich die Linien klar aufteilen, die Wellenlängendifferenz jedoch noch nicht ins Dispersionsgebiet gelangt. Das Interferenzmuster wird mit der Kamera aufgenommen. Die Messung wird für die π - und σ - Übergänge des blauen Lichtes analog durchgeführt.

3 Auswertung

3.1 Kalibrierung des B-Felds

Die Messwerte zur Hysteresekurve der Kalibrierung des Magnetfelds sind in Tabelle 3 notiert. Die Werte werden in Abbildung 4 dargestellt. Da im folgenden Versuch kein höheres B-Feld als mit einem Strom von $I = 15,5 \text{ A}$ verwendet wird, lässt sich der verwendete Bereich linear fitten. Aus dem Fit der Form $B = aI + b$ mit Python 3.6.3

Tabelle 3: Messdaten zur Kalibrierung des Magnetfelds

I/A	B/mT	I/A	B/mT	I/A	B/mT	I/A	B/mT
0	3.72	11	697.5	18	1012	7	436.7
1	76.65	12	763.7	17	981	6	386.6
2	132.1	13	820.0	16	943	5	313.5
3	198.2	14	872.5	15	926.2	4	250.0
4	261.7	15	922.3	14	873.9	3	178.7
5	321.9	16	964.1	13	811.2	2	118.7
6	390.6	17	974	12	756.8	1	53.88
7	453.4	18	1009	11	693.8	0	5.871
8	516.9	19	1039	10	612.8	-	-
9	578.5	20	1066	9	577.3	-	-
10	639.6	19	1038	8	503.5	-	-

(*curve_fit*) ergeben sich die Parameter a und b :

$$a = (61,2 \pm 0,5) \frac{\text{mT}}{\text{A}}$$

$$b = (11,7 \pm 4,7) \text{ mT}.$$

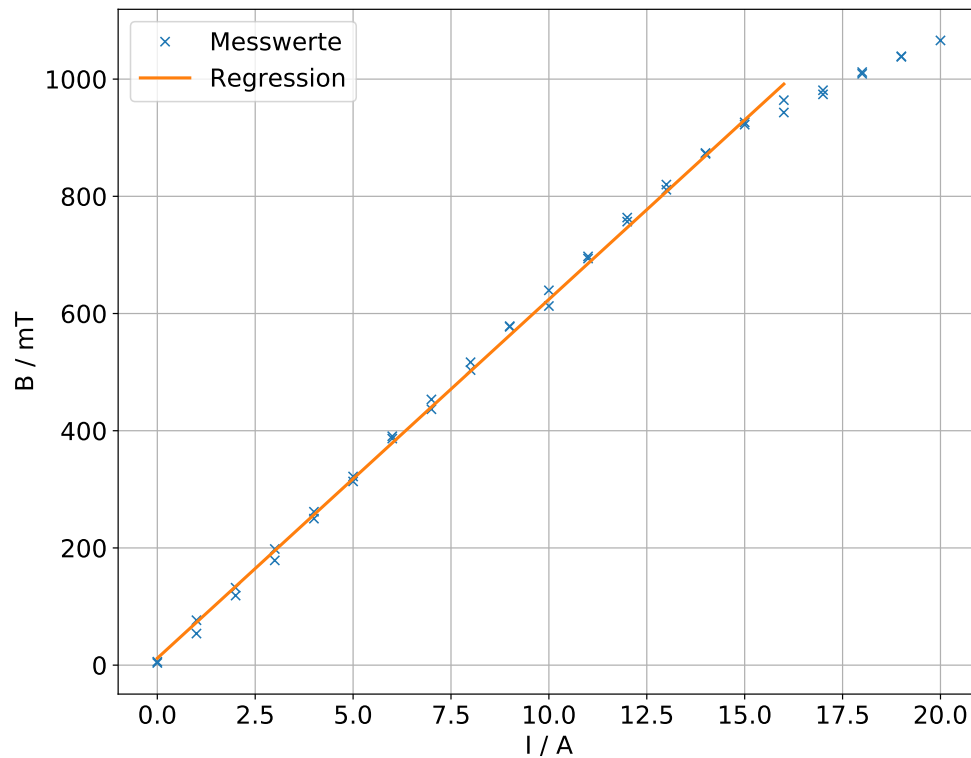


Abbildung 4: Hysteresekurve der Kalibrierung des B-Felds

3.2 Rot: Normaler Zeeman-Effekt

Die Werte zur Berechnung des Dispersionsgebietes der Lummer-Gehrke-Platte sind gegeben als

$$\begin{aligned}
 d &= 4 \cdot 10^{-3} \text{ m} \\
 L &= 120 \cdot 10^{-3} \text{ m} \\
 n(644 \text{ nm}) &= 1.4567 \\
 n(480 \text{ nm}) &= 1.4635
 \end{aligned}$$

Damit ergibt sich für das rote Licht (644 nm) das Dispersionsgebiet

$$\Delta\lambda_D = 4,89 \cdot 10^{-11} \text{ m.}$$

Das rote Licht hat eine zirkuläre Polarisation. Die Abstände zwischen den Linien werden nach entsprechender Bearbeitung des Kontrasts und der Belichtung ausgewertet. Die

Messwerte sind in Tabelle 4 notiert. Es wird das Verhältnis der Aufspaltung bei angelegtem B-Feld zum Abstand der Linien ohne angelegtes B-Feld $\frac{\delta s_1}{\Delta s}$ berechnet. Mit dem Verhältnis und dem Dispersionsgebiet ergibt sich die Wellenlängenverschiebung $\delta\lambda$. Als gemittelte

Tabelle 4: Messdaten zum normalen Zeeman-Effekt

$\Delta s/\text{Pixel}$	$\delta s_1/\text{Pixel}$	$\frac{\delta s_1}{\Delta s}$	$\delta\lambda_1$
158	70	0.443	1.084 e-11
160	76	0.475	1.162 e-11
169	79	0.468	1.143 e-11
173	81	0.468	1.145 e-11
187	82	0.439	1.072 e-11
192	89	0.464	1.134 e-11
192	88	0.458	1.121 e-11
200	93	0.465	1.137 e-11
212	96	0.453	1.108 e-11
224	102	0.455	1.114 e-11
238	106	0.445	1.089 e-11
256	116	0.453	1.108 e-11

Wellenlängenverschiebung ergibt sich

$$\overline{\delta\lambda} = (1,12 \pm 0,03) \cdot 10^{-11} \text{ m.}$$

Das verwendete Magnetfeld beim Strom $I = 9,5 \text{ A}$ hat die Stärke

$$B = (593,5 \pm 6,7) \text{ mT} = (0,5935 \pm 0,0067) \text{ T.}$$

Der Fehler wird als Gaußfehler berechnet. Die Energie wird über die Energieänderung und (3) wie folgt berechnet:

$$\Delta E = |E(\lambda_0 + \overline{\delta\lambda}) - E(\lambda_0)| = \left| E(\lambda_0) + \frac{\partial E}{\partial \lambda} \overline{\delta\lambda} - E(\lambda_0) \right| = \left| \frac{\partial E}{\partial \lambda} \overline{\delta\lambda} \right| = \frac{hc}{\lambda^2} \overline{\delta\lambda}$$

Mit Gleichung (3) und der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ergibt sich

$$\begin{aligned} m &= \frac{hc}{\mu_B B \lambda^2} \overline{\delta\lambda} \\ &= 0,724 \pm 0,012. \end{aligned}$$

3.3 Blau: Anormaler Zeeman-Effekt

Als Dispersionsgebiet ergibt sich für das blaue Licht (480 nm):

$$\Delta\lambda_D = 2,70 \cdot 10^{-11} \text{ m.}$$

Die aus den Bildern aufgenommenen Messwerte sind in Tabelle 5 notiert. Zunächst wird nun das Verhältnis aus den Messwerten der Aufspaltungen mit entsprechender Polarisierung (2 $\hat{=}$ zirkular, 3 $\hat{=}$ linear) zur unpolarisierten Messreihe ohne angelegtes B-Feld $\delta s_2/\Delta s$ bzw. $\delta s_3/\Delta s$ ausgerechnet. Mit dem Verhältnis und dem Dispersionsgebiet wird die Wellenlängenverschiebung $\delta\lambda$ für beide Polarisierungen berechnet. Der Mittelwert der

Tabelle 5: Messdaten zum anomalen Zeeman-Effekt

$\Delta s/\text{Pixel}$	$\delta s_2/\text{Pixel}$	$\delta s_3/\text{Pixel}$	$\frac{\delta s_2}{\Delta s}$	$\frac{\delta s_3}{\Delta s}$	$\delta\lambda_2$	$\delta\lambda_3$
140	49	50	0.350	0.357	4.717 e-12	4.813e-12
154	52	65	0.338	0.422	4.550 e-12	5.688e-12
173	54	63	0.312	0.364	4.206 e-12	4.908e-12
177	62	57	0.350	0.322	4.720 e-12	4.340e-12
187	64	63	0.342	0.337	4.612 e-12	4.540e-12
197	68	69	0.345	0.350	4.652 e-12	4.720e-12
209	72	66	0.345	0.316	4.643 e-12	4.256e-12
233	74	74	0.318	0.318	4.280 e-12	4.280e-12
250	82	80	0.328	0.320	4.420 e-12	4.312e-12
282	89	90	0.316	0.319	4.253 e-12	4.301e-12
321	103	97	0.321	0.302	4.324 e-12	4.072e-12
399	120	135	0.301	0.338	4.053 e-12	4.560e-12

Wellenlängenverschiebung δs und der zugehörige Fehler als Standardabweichung werden mit der numpy-Bibliothek in Python (numpy.mean, numpy.std) berechnet. Es ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{array}{lll} \text{zirkular} & \overline{\delta\lambda} = & (4,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-12} \text{ m} \\ \text{linear} & \overline{\delta\lambda} = & (4,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-12} \text{ m}. \end{array}$$

Der magnetfelderzeugende Strom wird bei der Messung erhöht. Es ergeben sich folgende Magnetfelder:

$$\begin{array}{llll} \text{zirkular} & I = & 5 \text{ A} & B = (317,9 \pm 5,3) \text{ mT} \\ \text{linear} & I = & 15,5 \text{ A} & B = (960,9 \pm 9,1) \text{ mT}. \end{array}$$

Die Energie ergibt sich durch Gleichung (4) und $E = h\nu$. E_0 ist die Energie des Lichts bei $B = 0$ mit $E_0 = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 4,14 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 2,58 \text{ eV}$ Analog zu (8) lässt sich die Energieänderung und der Landé-Faktor des Übergangs berechnen. Für die zirkuläre Polarisierung ergibt sich

$$g_{ij} = 1,30 \pm 0,02.$$

Für die lineare Polarisierung

$$g_{ij} = 0,442 \pm 0,004.$$

4 Diskussion

Im Versuch werden die Übergänge des Cadmiums unter Aufspaltung durch den Zeeman-Effekt betrachtet. Dem roten Licht liegt dabei der normale Zeeman-Effekt zugrunde, dem blauen Licht der anormale Zeeman-Effekt.

Die Orientierungsquantenzahl m ergibt sich für den normalen Zeeman-Effekt (rot) zu

$$m_{\text{exp}} = 0,724 \pm 0,012,$$

was mit einer relativen Abweichung von $f = 27,6\%$ zur theoretischen Quantenzahl

$$m_{\text{theo}} = 1$$

des zirkularen Übergangs passt.

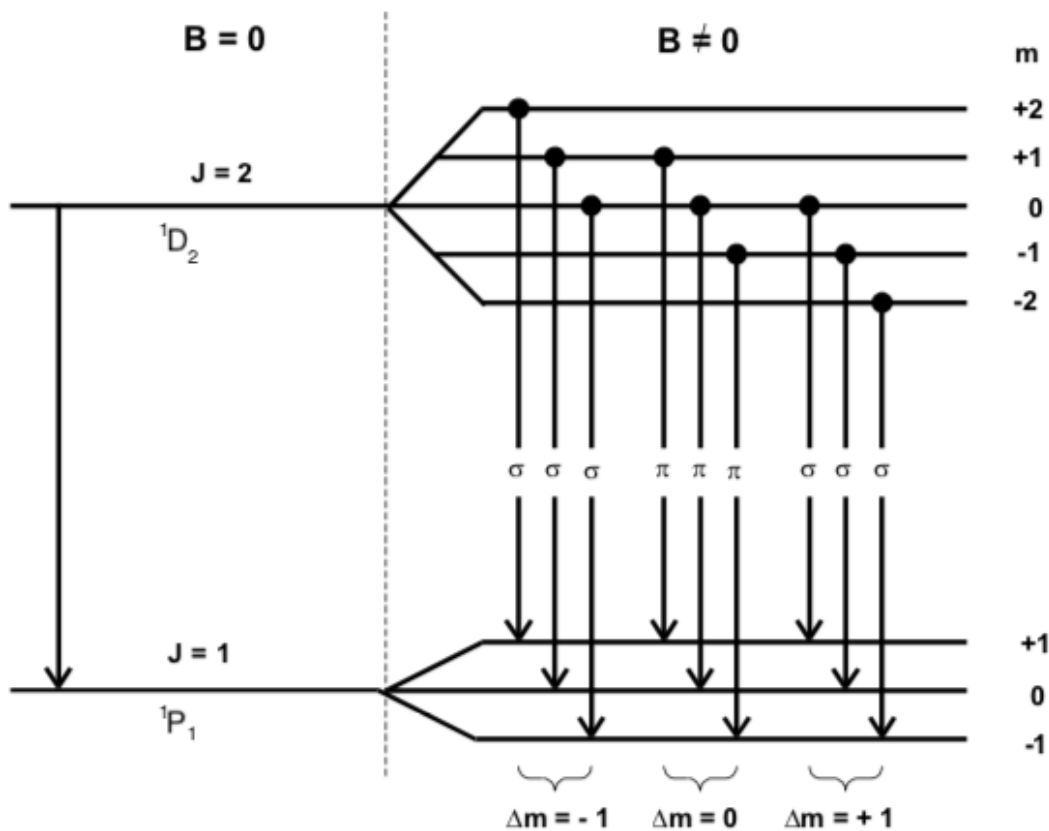


Abbildung 5: Aufspaltung durch den normalen Zeeman-Effekt [1]

Für die Übergänge des anormalen Zeeman-Effekts werden die Landé-Faktoren des Übergangs $g_{ij} = m_1 g_1 - m_2 g_2$ berechnet und mit der Theorie verglichen.

zirkular	$g_{ij,\text{exp}}$	$= 1,30 \pm 0,02$	$g_{ij,\text{theo}}$	$= 2$	$f = 35,0\%$
linear	$g_{ij,\text{exp}}$	$= 0,442 \pm 0,004$	$g_{ij,\text{theo}}$	$= 0,5$	$f = 11,6\%$

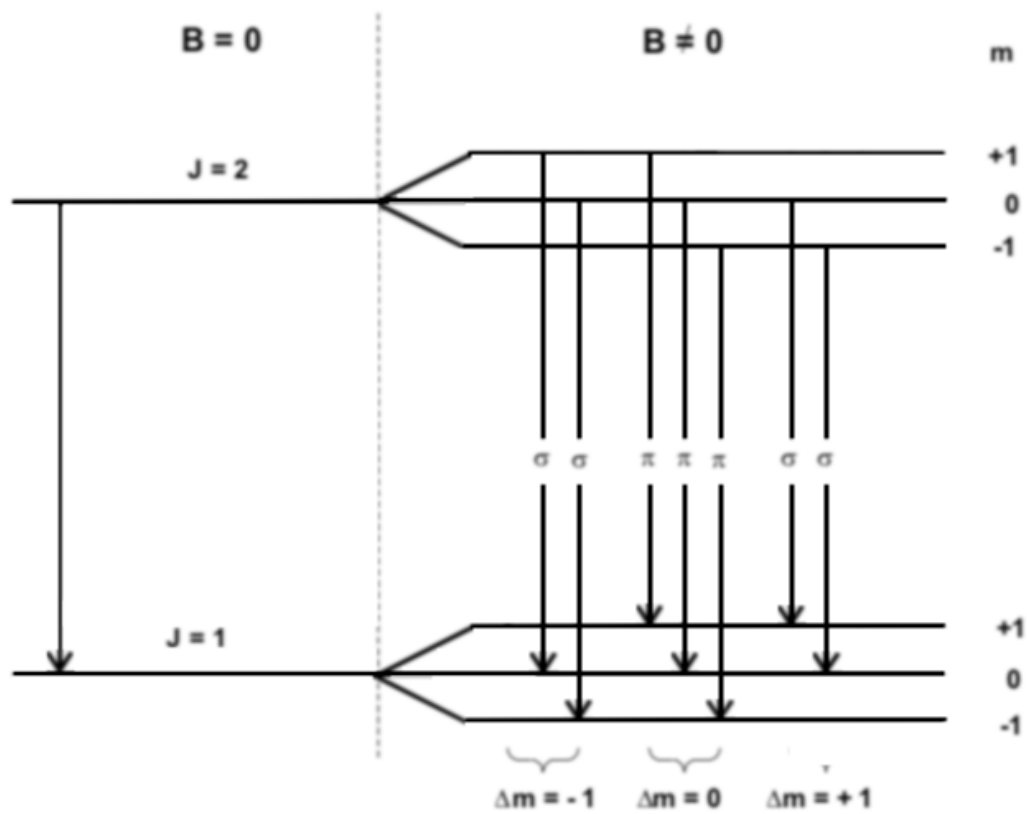


Abbildung 6: Aufspaltung durch den anomalen Zeeman-Effekt [1]

Literatur

- [1] TU Dortmund. In: *Versuchsanleitung V27*.