

V27 - Der Zeeman-Effekt

Michael Gutnikov
michael.gutnikov@udo.edu

Lasse Sternemann
lasse.sternemann@udo.edu

Abgegeben am 10.12.2021

Inhaltsverzeichnis

1 Ziel	3
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Das magnetische Moment eines Elektrons	3
2.2 Die Spin-Bahn Wechselwirkung	3
2.2.1 LS-Kopplung	3
2.2.2 jj-Kopplung	4
2.3 Aufspaltung der Energieniveas im Magnetfeld	4
2.4 Zeemann-Effekt	5
2.4.1 Normaler Zeemann-Effekt	5
2.4.2 Anormaler Zeemann-Effekt	6
3 Durchführung	8
3.1 Versuchsaufbau	8
3.2 Kalibrierung des Magnetfelds	10
3.3 Vermessung der Spektrallinienaufspaltung	10
4 Auswertung	12
4.1 Kalibrierung des Elektromagneten	12
4.2 Bestimmung der Wellenlängenaufspaltung	13
5 Diskussion	18

1 Ziel

Ziel dieses Versuches ist es den Zeemann-Effekt an den Spektrallinien zu untersuchen und daraus die Landé-Faktoren zu bestimmen.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Das magnetische Moment eines Elektrons

Hüllenelektronen in einem Atom besitzen zwei Drehimpulse - den Bahndrehimpuls \vec{l} und den Spin \vec{s} . Für die entsprechenden magnetischen Momente gilt

$$\vec{\mu}_l = -\frac{\mu_B}{\hbar} \vec{l} \quad \text{und} \quad \vec{\mu}_s = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{s}, \quad (1)$$

mit dem Bor'schen Magneton

$$\mu_B = -\frac{e_0 \hbar}{2m_0} \quad (2)$$

und dem sogenannten Landé-Faktor g_s . Dabei ergeben sich die Beträge der Drehimpulse aus den dazugehörigen Quantenzahlen l und s

$$|\vec{l}| = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar \quad \text{und} \quad |\vec{s}| = \sqrt{s(s+1)} \cdot \hbar \quad (3)$$

2.2 Die Spin-Bahn Wechselwirkung

Das magnetische Moment $\vec{\mu}_s$ koppelt an das B-Feld, welches aus der Bewegung des Atomkerns, aus der Sicht des Elektrons entsteht. Bei einem System mit mehreren Elektronen werden dabei folgende zwei Grenzfälle behandelt.

2.2.1 LS-Kopplung

Im Falle von Atomen mit kleinen Ordnungszahlen überwiegt die Wechselwirkung zwischen den Bahndrehimpulsen und den Spinkräften untereinander gegenüber der Spin-Bahn-Wechselwirkung der einzelnen Elektronen. Die Drehimpulse der einzelnen Elektronen werden dabei jeweils zu dem Gesamtbahndrehimpuls und dem Gesamtspin

$$\vec{L} = \sum \vec{l}_i \quad \text{mit} \quad |\vec{L}| = \sqrt{L(L+1)} \cdot \hbar \quad (4)$$

$$\vec{S} = \sum \vec{s}_i \quad \text{mit} \quad |\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)} \cdot \hbar \quad (5)$$

addiert, wobei L und S die Quantenzahlen beschreiben. Diese ergeben zusammen wiederum den Gesamtdrehimpuls

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad \text{mit} \quad |\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)} \cdot \hbar. \quad (6)$$

2.2.2 jj-Kopplung

Bei Atomen mit großen Ordnungszahlen Z überwiegt die Spin-Bahn Kopplung der Elektronen der Wechselwirkung untereinander, da diese proportional zu Z ist. Für jedes Elektron ergibt sich jeweils der Gesamtdrehimpuls

$$\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i \quad (7)$$

und für das gesamte Atom gilt

$$\vec{J} = \sum \vec{j}_i. \quad (8)$$

Im Rahmen dieses Versuches befinden wir uns aber im Grenzfall der LS-Kopplung.

2.3 Aufspaltung der Energieniveaus im Magnetfeld

Wird ein externes Magnetfeld angelegt, so spalten sich die Energieniveaus in Abhängigkeit der Gesamtquantenzahl J auf. Es ergeben sich dabei $2J + 1$ äquidistante Energieniveaus mit Energien von

$$E_{B \neq 0} = E_0 + m g_J \mu_B B \quad \text{mit} \quad m = -J, -J+1, \dots, J-1, J. \quad (9)$$

Für den Landé-Faktor g_j gilt

$$g_j = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (10)$$

Diese Aufspaltung ist in Abbildung 1 graphisch dargestellt.

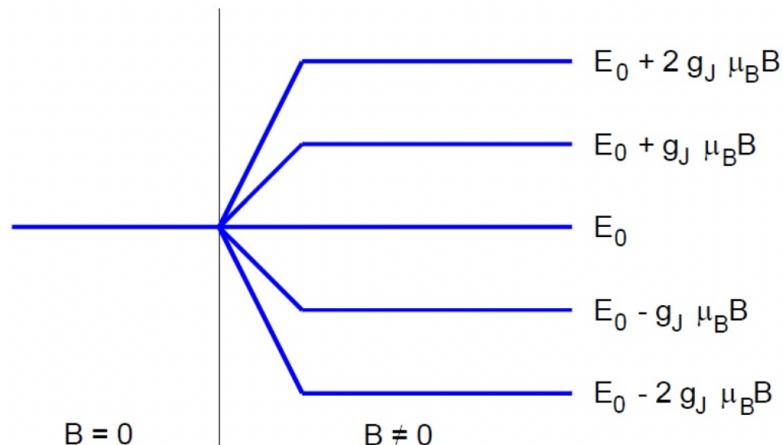


Abbildung 1: Aufspaltung von Energieniveaus bei angelegtem Magnetfeld für $J = 2$. Entnommen aus [1]

2.4 Zeemann-Effekt

Die Aufspaltung von angeregten Energieniveaus hat eine Aufspaltung der Spektrallinien als Folge, da zusätzliche Übergänge zwischen den Niveaus möglich werden. Diese Spektrallinienaufspaltung wird als Zeemann-Effekt bezeichnet. Die Übergänge zwischen den verschiedenen Energieniveaus können dabei nur dann stattfinden, wenn $\Delta m = 0, \pm 1$. Bei $\Delta m = 0$ wird dabei in Richtung von \vec{B} linearpolarisiertes Licht (π -Licht) emittiert. Für $\Delta m = \pm 1$ ist das ausgesendete Licht (σ -Licht) zirkular um \vec{B} polarisiert. Die Aufspaltung der Zeemann-Linien ΔE lässt sich mit der Formel

$$\Delta E = (m_{\uparrow}g_{\uparrow} - m_{\downarrow}g_{\downarrow}) \mu_B B \quad (11)$$

berechnen.

Man unterscheidet zwischen dem sogenannten normalen und dem anormalen Zeemann-Effekt.

2.4.1 Normaler Zeemann-Effekt

Dieser tritt auf bei einem Übergang von zwei Zuständen mit $S = 0$, der Spin wird also nicht berücksichtigt. Für den Landé-Faktor gilt dabei $g_j = 1$ und mit Formel 9 ergibt sich für die Abstände der aufgespaltenen Energieniveaus untereinander jeweils

$$E_A = \mu_B B. \quad (12)$$

Diese Zusammenhänge sind in Abbildung 2 anhand des $1P_1 \leftrightarrow 1D_2$ Übergangs einer Cd-Lampe zu sehen. Hier ergibt sich für den normalen Zeemann-Effekt eine Aufspaltung

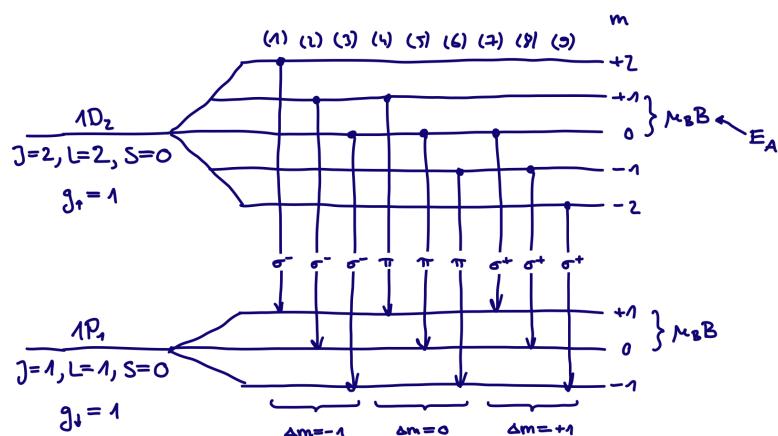


Abbildung 2: Normaler Zeemann-Effekt beim $1P_1 \leftrightarrow 1D_2$ Übergang.

in genau drei Spektrallinien. einer Aufspaltung ΔE der Zeemann-Linien von

$$(1)(2)(3) : \Delta E = \mu_B B \quad (13)$$

$$(4)(5)(6) : \Delta E = 0 \quad (14)$$

$$(7)(8)(9) : \Delta E = -\mu_B B. \quad (15)$$

Durch Beobachtung in Feldrichtung ist das linear polarisierte π -Licht nicht sichtbar und es kann nur der longitudinale Anteil des zirkular polarisierten σ -Licht identifiziert werden. Bei longitudinaler Beobachtung beobachtet man also nur eine Aufspaltung in zwei Spektrallinien (siehe Abbildung 3)

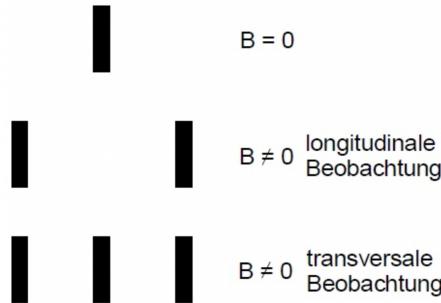


Abbildung 3: Aufspaltung beim normalen Zeemann-Effekt aus verschiedenen Beobachtungsrichtungen. Entnommen aus [1]

2.4.2 Anormaler Zeemann-Effekt

In diesem Falle wird der Spin $S \neq 0$ berücksichtigt. Daraus ergeben sich Landé-Faktoren $g \neq 1$ und nach Formel 9 existiert für die zwei Energieniveaus zwischen welchen die Übergänge stattfinden, eine spinabhängige Aufspaltung. Die äquidistant aufgespaltenen Energieniveaus haben untereinander einen Abstand von jeweils

$$E_A = g_{\uparrow\text{bzw}\downarrow} \mu_B B. \quad (16)$$

Das führt im Endeffekt zu einer deutlich linienreichereren Spektrallinienaufspaltung im Falle eines Übergangs zwischen den Energieniveaus. In Abbildung 4 ist der anormale Zeemann-Effekt anhand des $3S_1 \leftrightarrow 3P_1$ Übergangs einer Cd-Lampe verdeutlicht. Hier

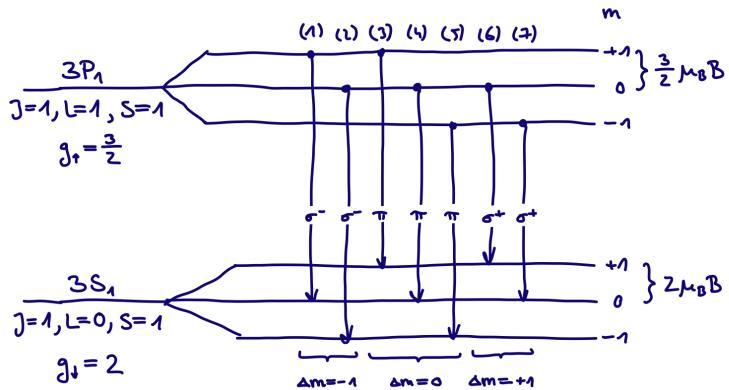


Abbildung 4: Anormaler Zeemann-Effekt beim $3S_1 \leftrightarrow 3P_1$ Übergang.

ergibt sich für die Energiedifferenzen:

$$(1) : \Delta E = \frac{3}{2} \mu_B B \quad (17)$$

$$(2) : \Delta E = 2 \mu_B B \quad (18)$$

$$(3) : \Delta E = -\frac{1}{2} \mu_B B \quad (19)$$

$$(4) : \Delta E = 0 \quad (20)$$

$$(5) : \Delta E = \frac{1}{2} \mu_B B \quad (21)$$

$$(6) : \Delta E = -2 \mu_B B \quad (22)$$

$$(7) : \Delta E = -\frac{3}{2} \mu_B B \quad (23)$$

$$(24)$$

3 Durchführung

3.1 Versuchsaufbau

Um die Spektrallinien und deren Aufspaltung zu vermessen, wird eine Cadmium-Spektrallampe innerhalb eines Elektromagnetens so platziert, dass das Licht der Lampe senkrecht zu den Magnetfeldlinien beobachtet werden kann. Dieses ausgesendete Licht wird zunächst durch das Objektiv O kollimiert und anschließend durch die Kondensorlinse L₁ möglichst genau auf den Spalt S₁ abgebildet. Hinter dem Spalt wird das Licht durch die Linse L₂ erneut kollimiert und durchläuft daraufhin ein Geradsichtprisma, in dem die Wellenlängenkomponenten aufgrund unterschiedlich starker Brechung räumlich getrennt werden. Es ergeben sich eine grüne, blaue, dunkelblaue und rote Komponente. Die nun getrennten Komponenten durchlaufen einen Polarisationsfilter, der ermöglicht nur ausgewählte Übergänge zu beobachten und werden durch die Linse L₃ auf einen weiteren Spalt S₂ fokussiert. Dieser ist verschiebbar, sodass eine ausgewählte Wellenlängenkomponenten den Spalt durchlaufen kann, während alle anderen Komponenten blockiert werden. Zuletzt wird das Licht über die Linse L₄ auf die Lummer-Gehrcke-Platte fokussiert. Diese ist in Abbildung 5 dargestellt und erzeugt ein Interferenzmuster, wenn die Bragg-Bedingung

$$2nd \cos(\beta) = m\lambda,$$

wobei d die Dicke der Platte, λ die Wellenlänge des Lichts, n der Brechungsindex des Glases, β der Reflexionswinkel innerhalb der Platte und m die Ordnung des Interferenzmaximas ist. Das Interferenzbild wird über eine Digitalkamera aufgenommen und ermöglicht die Bestimmung der Wellenlänge des Lichts.

Auflösungsvermögen und Dispersionsgebiet der Lummer-Gehrcke-Platte

Eine Veränderung des Magnetfeldes hat eine Wellenlängenverschiebung

$$\delta\lambda = \frac{1}{2} \frac{\delta s}{\Delta s} \Delta\lambda_D \quad (25)$$

zur Folge. Δs ist dabei der Linienabstand bei abgeschaltetem Magnetfeld und δs die Verschiebung der Linien wenn das Feld angeschaltet wird.

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda^2}{2d} \sqrt{\frac{1}{n^2 - 1}} \quad (26)$$

ist das sogenannte Dispersionsgebiet, welches die nötige Differenz angibt, sodass sich zwei Wellenlängen nicht überlagern. Für eine gegebene Wellenlänge λ lässt sich das Auflösungsvermögen der Lummer-Gehrcke-Platte über folgende Formel

$$A = \frac{L}{\lambda} (n^2 - 1), \quad (27)$$

die die Länge der Lummer-Gehrcke-Platte L und den Brechungsindex des Materials der Platte n enthält.

So lassen sich für die zu untersuchenden Übergänge folgende Dispersionsgebiete und Auflösungsvermögen berechnen:

$$\begin{aligned}\Delta\lambda_{D,643,8 \text{ nm}} &= 48,91 \text{ pm} & A_{643,8 \text{ nm}} &= 2,09 \cdot 10^5 \\ \Delta\lambda_{D,480,0 \text{ nm}} &= 26,95 \text{ pm} & A_{480,0 \text{ nm}} &= 2,85 \cdot 10^5\end{aligned}$$

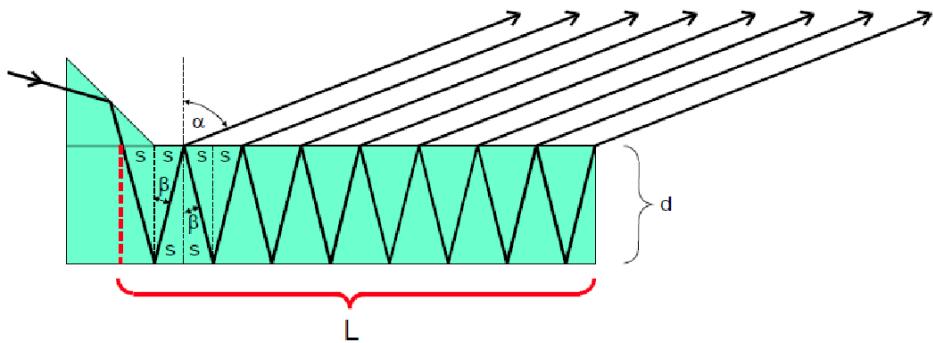


Abbildung 5: Schematischer Aufbau der Lummer-Gehrcke Platte, deren erzeugtes Interferenzmuster zur Bestimmung der Wellenlängenverschiebung genutzt wird. Entnommen aus [2]

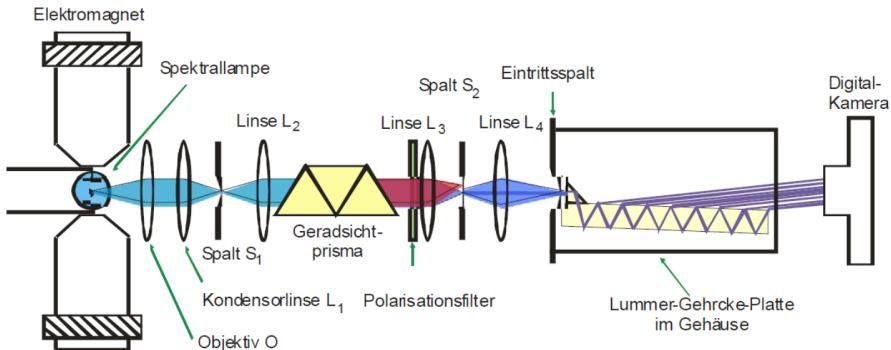


Abbildung 6: Der Aufbau zur Vermessung der Spektrallinien sowie deren Aufspaltung. Das Licht stammt aus einer Cadmium-Spektrallampe und die Spektrallinien werden durch einen Elektromagneten aufgespalten. Anschließend wird das Licht durch ein Geradsichtprisma räumlich in seine Wellenlängenkomponenten zerlegt. Die Komponenten können einzeln auf eine Lummer-Gehrcke-Platte abgebildet werden und erzeugen dort ein Interferenzbild. Entnommen aus [2]

3.2 Kalibrierung des Magnetfelds

Für die Auswertung der Aufspaltung ist die Kenntnis des angelegten Magnetfelds notwendig. Da das Magnetfeld jedoch nicht gemessen werden kann, während die Spektrallampe in den Elektromagneten eingesetzt ist, wird das Magnetfeld im Zentrum des Elektromagneten zunächst kalibriert. Dazu wird das Magnetfeld in Abhängigkeit vom angelegtem Spulenstrom mit einer Hall-Sonde im Bereich von 0,4 A bis 7,2 A vermessen. So soll ein Zusammenhang zwischen Magnetfeldstärke und Stromstärke ermittelt werden, der es ermöglicht die angelegte Magnetfeldstärke über den Spulenstrom zu berechnen.

3.3 Vermessung der Spektrallinienaufspaltung

Vermessung des normalen Zeeman-Effekts

Zur Vermessung des normalen Zeeman-Effekts wird die rote Spektrallinie untersucht. Dazu wird diese auf die Lummer-Gehrcke-Platte abgebildet und das Interferenzbild für vier Fälle aufgenommen.

1. $I_{\text{Spule}} = 0 \text{ A}$, $\varphi_{\text{Pol}} = 0^\circ$
2. $I_{\text{Spule}} = 0 \text{ A}$, $\varphi_{\text{Pol}} = 90^\circ$
3. $I_{\text{Spule}} = 5 \text{ A}$, $\varphi_{\text{Pol}} = 0^\circ$
4. $I_{\text{Spule}} = 5 \text{ A}$, $\varphi_{\text{Pol}} = 90^\circ$

In den ersten beiden Fällen liegt kein Magnetfeld an und die Spektrallinie sollte nicht

aufgespalten sein. Im dritten und vierten Fall sind die Spektrallinien aufgespalten. Es sollte dennoch nur im dritten Fall eine optische Aufspaltung erkennbar sein, da das Licht des normalen Übergangs hier nicht durch den Polarisationsfilter herausgefiltert wird.

Vermessung des anormalen Zeeman-Effekts

Zur Vermessung des anormalen Zeeman-Effekts wird die blaue Spektrallinie untersucht. Diese wird wie die rote auf die Lummer-Gehrcke-Platte abgebildet und das Interferenzbild für folgende vier Fälle aufgenommen. Hier ist der letzte Fall durch eine Magnetfeldstärke definiert, da die zugehörigen Daten aus einem externen Experiment übernommen werden mussten.

1. $I_{\text{Spule}} = 0 \text{ A}, \quad \varphi_{\text{Pol}} = 0^\circ$
2. $I_{\text{Spule}} = 0 \text{ A}, \quad \varphi_{\text{Pol}} = 90^\circ$
3. $I_{\text{Spule}} = 2,6 \text{ A}, \quad \varphi_{\text{Pol}} = 0^\circ$
4. $B_{\text{Spule}} = 1,009 \text{ T}, \quad \varphi_{\text{Pol}} = 90^\circ$

Erneut sollte für die ersten beiden Fällen keine Aufspaltung zu sehen sein. Im dritten und vierten Fall sind die Spektrallinien erneut aufgespalten. Bei dieser Beobachtung sollte die optische Aufspaltung im Gegensatz zur Beobachtung des normalen Zeeman-Effekts im vierten Fall bei einem Polarisationswinkel von 90° zu sehen sein.

4 Auswertung

4.1 Kalibrierung des Elektromagneten

Die gemessenen Wertepaare aus angelegtem Spulenstrom und erzeugtem Magnetfeld am Ort der Spektrallampe sind in Grafik 7 aufgetragen. Zur Zuordnung einer Magnetfeldstärke B zu einem angelegten Spulenstrom I , wird eine Funktion dritter Ordnung an die Werte angepasst. So ergibt sich die Funktion

$$B(I) = aI^3 + bI^2 + cI + d \quad (28)$$

mit den Parametern

$$a = -0,000\,562\,6 \text{ T/A}^3 \quad b = 0,000\,266\,65 \text{ T/A}^2 \quad c = 0,106\,922\,88 \frac{\text{T}}{\text{A}} \quad d = -0,006\,624\,35 \text{ T},$$

die die Magnetfeldstärke in Tesla angibt.

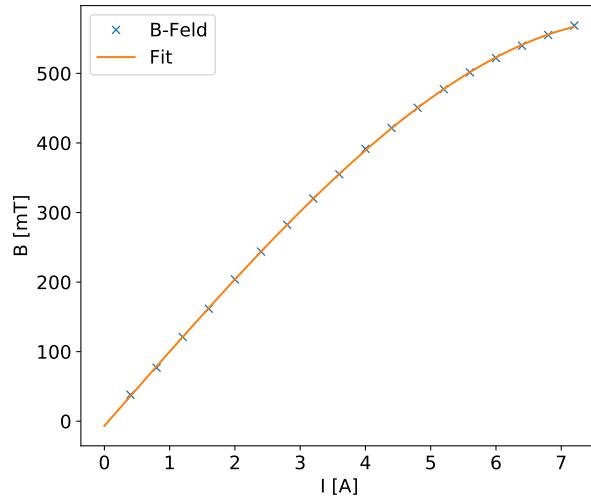


Abbildung 7: Die gemessenen Magnetfeldstärken B sind gegen die angelegten Stromstärken I aufgetragen. Zur Beschreibung des Zusammenhangs wird ein Polynom dritter Ordnung an die Messwerte angepasst.

4.2 Bestimmung der Wellenlängenaufspaltung

In der folgenden Auswertung wird angenommen, dass die Abstände im Interferenzmuster mit einem Fehler von ± 1 Pixel abgelesen werden. Die daraus resultierenden Fehler werden über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung berechnet. Dabei berechnet sich der Fehler Δf einer Größe, die aus fehlerbehafteten Größen berechnet wird über folgende Formel

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{df}{dy_i} \cdot \Delta y_i \right)^2},$$

in der N für die Anzahl der einfließenden, fehlerbehafteten Größen und y_i bzw. Δy_i für die fehlerbehaftete Größe und deren Fehler steht.

Untersuchung des 643,8 nm-Übergangs

Zunächst wird die Verschiebung der Maxima im Interferenzmuster für den roten Übergang der Wellenlänge 643,8 nm untersucht. Für eine Einstellung des Polarisators auf 90° wird wie aus der Geometrie des Aufbaus zu erwarten keine Aufspaltung der Interferenzmaxima beobachtet.

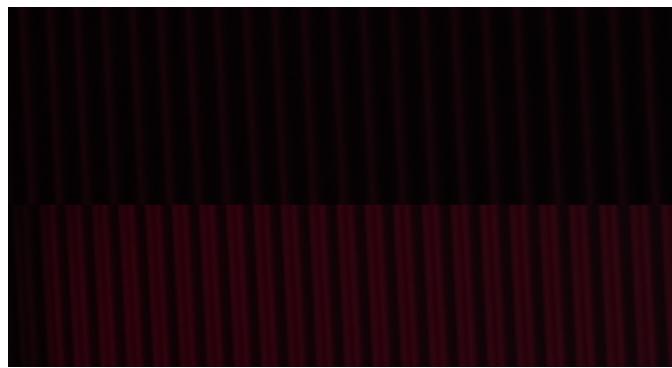


Abbildung 8: Das per Digitalkamera aufgenommene Interferenzmuster bei ausgeschaltetem Magnetfeld (oben) und das verschobene Interferenzmuster bei einer Magnetfeldstärke von 465 mT (unten) für den σ -polarisierten Anteil des 643,8 nm-Übergangs.

Durch Einstellen des Polarisators auf 90° wird der σ -polarisierte Anteil des Lichts untersucht. Hier stellt sich wie Abbildung 8 zu sehen bei einem angelegten Magnetfeld von 465 mT, das über Formel 28 für einen Spulenstrom von 5 A bestimmt wurde, eine Verschiebung der Interferenzmaxima ein. Aus dem Interferenzmuster bei ausgeschaltetem Magnetfeld wird der Abstand zwischen den Maxima ohne Zeeman-Aufspaltung Δs für 13 Maxima ermittelt. Analog wird die Aufspaltung der Maxima bei eingeschaltetem Magnetfeld δs aus dem aufgenommenen Interferenzmuster abgelesen. Diese Werte sowie

die daraus über Formel 26 berechnete Verschiebung der Wellenlänge $\delta\lambda$ sind in Tabelle 1 aufgelistet. Aus diesen wird die mittlere Wellenlängeverschiebung berechnet, die sich zu

$$\overline{\delta\lambda_{\text{rot},\sigma}} = (8,92 \pm 0,12) \text{ pm}.$$

ergibt. Mit dieser wird der Landé-Faktor g berechnet, indem die Energieaufspaltung ΔE 9 nach diesem umgestellt wird und diese Energieänderung aufgrund der Zeeman-Aufspaltung über

$$\Delta E = \frac{\delta E}{\delta\lambda} E(\lambda) \quad \text{mit} \quad E(\lambda) = \frac{hc}{\lambda}$$

mit der Wellenlängenverschiebung verknüpft wird. Der Landé-Faktor ergibt sich so über

$$g = \frac{\delta\lambda hc}{\mu_B B \lambda^2} \tag{29}$$

zu

$$g_{\text{rot},\sigma} = 0,993 \pm 0,013.$$

Tabelle 1: Die abgelesenen Abstände der Interferenzmaxima $\Delta s_{\text{rot},\sigma}$ bei ausgeschaltetem Magnetfeld, die Aufspaltung der Interferenzmaxima $\delta s_{\text{rot},\sigma}$ sowie die berechnete Wellenlängeverschiebung $\delta\lambda_{\text{rot},\sigma}$

$\Delta s_{\text{rot},\sigma}$ [Pixel]	$\delta s_{\text{rot},\sigma}$ [Pixel]	$\delta\lambda_{\text{rot},\sigma}$ [pm]
61 ± 1	23 ± 1	$9,22 \pm 0,43$
61 ± 1	21 ± 1	$8,42 \pm 0,43$
62 ± 1	23 ± 1	$9,08 \pm 0,43$
60 ± 1	22 ± 1	$8,97 \pm 0,44$
61 ± 1	23 ± 1	$9,23 \pm 0,43$
61 ± 1	23 ± 1	$9,23 \pm 0,43$
61 ± 1	23 ± 1	$9,08 \pm 0,43$
62 ± 1	23 ± 1	$9,47 \pm 0,43$
62 ± 1	24 ± 1	$8,54 \pm 0,42$
63 ± 1	22 ± 1	$8,41 \pm 0,41$
64 ± 1	22 ± 1	$8,90 \pm 0,40$
65 ± 1	24 ± 1	$9,17 \pm 0,41$
61 ± 1	24 ± 1	$8,28 \pm 0,40$

Untersuchung des 480,0 nm-Übergangs

Anschließend wird die Verschiebung der Maxima im Interferenzmuster für den blauen Übergang der Wellenlänge 480 nm untersucht. Hier wird zunächst der Übergang mit π -polarisiertem Licht untersucht. Dazu wurden die Daten eines externen Versuches genutzt, bei dem das angelegte Magnetfeld 1009 mT betrug. Analog zur Auswertung des roten Übergangs werden die benötigten Abstände aus den in Abbildung 9 zu sehenden Interferenzmustern abgelesen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 aufgelistet und werden genutzt, um die mittlere Wellenlängeverschiebung und den Landé-Faktor analog zu dem Vorgehen beim roten Übergang zu berechnen. So ergeben sich die Wellenlängenverschiebung zu

$$\overline{\delta\lambda_{\text{blau},\pi}} = (6,18 \pm 0,10) \text{ pm}$$

und der Landé-Faktor zu

$$g_{\text{blau},\pi} = 0,663 \pm 0,004.$$

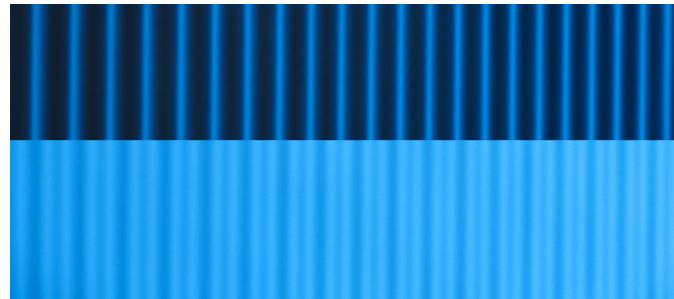


Abbildung 9: Das per Digitalkamera aufgenommene Interferenzmuster bei ausgeschaltetem Magnetfeld (oben) und das verschobene Interferenzmuster bei einer Magnetfeldstärke von 1009 mT (unten) für den π -polarisierten Anteil des 480 nm-Übergangs.

Tabelle 2: Die abgelesenen Abstände der Interferenzmaxima $\Delta s_{\text{blau},\pi}$ bei ausgeschaltetem Magnetfeld, die Aufspaltung der Interferenzmaxima $\delta s_{\text{blau},\pi}$ sowie die berechnete Wellenlängeverschiebung $\delta \lambda_{\text{blau},\pi}$

$\Delta s_{\text{blau},\pi}$ [Pixel]	$\delta s_{\text{blau},\pi}$ [Pixel]	$\delta \lambda_{\text{blau},\pi}$ [pm]
123 ± 1	63 ± 1	6,90 ± 0,13
125 ± 1	59 ± 1	6,36 ± 0,12
113 ± 1	61 ± 1	7,27 ± 0,14
114 ± 1	59 ± 1	6,97 ± 0,14
108 ± 1	57 ± 1	7,11 ± 0,15
103 ± 1	53 ± 1	6,93 ± 0,15
101 ± 1	55 ± 1	7,34 ± 0,16
100 ± 1	53 ± 1	7,14 ± 0,16
92 ± 1	45 ± 1	6,59 ± 0,17
92 ± 1	49 ± 1	7,18 ± 0,17
91 ± 1	55 ± 1	8,14 ± 0,18
92 ± 1	53 ± 1	7,76 ± 0,17
88 ± 1	51 ± 1	7,81 ± 0,18

Zuletzt wird der Übergang mit σ -polarisiertem Licht untersucht. Hier wird die Magnetfeldstärke über die Kalibrierung für einen Spulenstrom von 2,6 A zu 263 mT bestimmt. Per analogem Vorgehen zu den vorherigen Übergängen werden die in Tabelle 3 aufgelisteten Werte wieder aus den in Abbildung 10 zu sehenden Interferenzbildern abgelesen. Die mittlere Wellenlängenverschiebung ergibt sich zu

$$\overline{\delta \lambda_{\text{blau},\sigma}} = (6,18 \pm 0,10) \text{ pm}$$

und der Landé-Faktor wird daraus zu

$$g_{\text{blau},\sigma} = 2,180 \pm 0,040$$

bestimmt.



Abbildung 10: Das per Digitalkamera aufgenommene Interferenzmuster bei ausgeschaltetem Magnetfeld (oben) und das verschobene Interferenzmuster bei einer Magnetfeldstärke von 263 mT (unten) für den σ -polarisierten Anteil des 480 nm-Übergangs.

Tabelle 3: Die abgelesenen Abstände der Interferenzmaxima $\Delta s_{\text{blau},\sigma}$ bei ausgeschaltetem Magnetfeld, die Aufspaltung der Interferenzmaxima $\delta s_{\text{blau},\sigma}$ sowie die berechnete Wellenlängeverschiebung $\delta \lambda_{\text{blau},\sigma}$

$\Delta s_{\text{blau},\sigma}$ [Pixel]	$\delta s_{\text{blau},\sigma}$ [Pixel]	$\delta \lambda_{\text{blau},\sigma}$ [pm]
40 ± 1	19 ± 1	$6,40 \pm 0,38$
41 ± 1	20 ± 1	$6,57 \pm 0,37$
42 ± 1	18 ± 1	$5,78 \pm 0,35$
40 ± 1	19 ± 1	$6,40 \pm 0,38$
40 ± 1	20 ± 1	$6,74 \pm 0,38$
41 ± 1	20 ± 1	$6,57 \pm 0,37$
40 ± 1	18 ± 1	$6,06 \pm 0,37$
40 ± 1	18 ± 1	$6,06 \pm 0,37$
40 ± 1	17 ± 1	$5,73 \pm 0,37$
42 ± 1	18 ± 1	$5,78 \pm 0,36$
41 ± 1	18 ± 1	$5,92 \pm 0,37$
40 ± 1	18 ± 1	$6,06 \pm 0,38$
39 ± 1	18 ± 1	$6,22 \pm 0,39$

5 Diskussion

Die Aufspaltung der Energieniveaus konnte in diesem Versuch für die Cadmium-Übergänge der Wellenlängen 480,0 nm und 643,8 nm für den σ -polarisierten Anteil des Lichts beobachtet werden. Die Aufspaltung des π -polarisierten Anteils des Lichts des 480,0 nm-Übergangs konnte in diesem Versuch nicht beobachtet werden, sodass externe Daten verwendet werden mussten. Dies könnte daran liegen, dass der Elektromagnet nach einiger Zeit aufgrund von Erhitzung sehr instabil wurde und nur schwer hohe Magnetfeldstärken erzeugt werden konnten. Insgesamt führte das Aufheizen des Elektromagneten zu Schwierigkeiten beim Erzeugen hoher Magnetfeldstärken.

In den aufgenommenen Interferenzmustern sind die Maxima und die Verschiebung dieser eindeutig zu erkennen. Da die Maxima per Auge identifiziert werden, ist der Abstand der etwas verwaschenen Maxima dennoch fehlerbehaftet und trägt vermutlich stark zu den Fehlern in der Bestimmung der Landé-Faktoren bei. Aufgrund der hohen Zoomstufe der Kamera und des digitalen Bildbearbeitungsprogramms wurde der Ablesefehler dennoch auf nur einen Pixel festgelegt.

Der Landé-Faktor für den σ -polarisierten Anteil des 643,8 nm-Übergangs weicht um circa einen Prozent vom Literaturwert und kann damit als eindeutig bestimmt bezeichnet werden. Für den 480,0 nm-Übergang treten mit 24,6% ($g_{\text{blau},\sigma}$) und 32,6% ($g_{\text{blau},\sigma}$) deutlich stärkere Abweichungen auf. Ursächlich dafür kann die stärkere Verschmierung der Maxima im Interferenzmuster des π -polarisierten Anteils des 480,0 nm-Übergangs sein. Zusätzlich ist der Landé-Faktor des σ -polarisierten Anteils des 480,0 nm-Übergangs aufgrund des anomalen Zeeman-Effekts ein Mittelwert aus den Landé-Faktoren 1,5 und 2.

Tabelle 4: Die bestimmten Landé-Faktoren g_{exp} für die verschiedenen Übergänge sowie die zugehörigen Literaturwerte g_{Lit} , die dazu relative Abweichung A und die angelegten Magnetfeldstärken zur Vermessung der Aufspaltung.

Übergang	B [mT]	g_{exp}	g_{Lit}	A
643,8 nm - σ	464	$0,993 \pm 0,013$	1,00	(0,7 ± 1,3)%
480,0 nm - σ	263	$2,180 \pm 0,040$	1,75	(24,6 ± 2,1)%
480,0 nm - π	1009	$0,663 \pm 0,004$	0,50	(32,6 ± 0,8)%

Literatur

- [1] Hermann Haken und Hans Christoph Wolf. *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Achte, aktualisierte und erweiterte Auflage. Springer-Lehrbuch. Berlin Heidelberg: Springer, 2004. 531 S. doi: 10.1007/978-3-642-18519-9.
- [2] TU Dortmund. *Versuchsanleitung V27 - Zeeman-Effekt*. 2021.