

Versuch Nr.V27

Zeeman-Effekt

Jana Schlücking
jana.schluecking@tu-dortmund.de

Benedikt Sander
benedikt.sander@tu-dortmund.de

Durchführung: 07.11.2022 Abgabe: 18.11.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Theorie	3
2 Zielsetzung	3
3 Theorie	3
3.1 Energieniveaulandé-Faktoren	3
3.1.1 Die einfachen Niveaus und die Feinstruktur	3
3.1.2 Der normale Zeeman-Effekt	5
3.1.3 Auswahlregeln der optischen Übergänge	5
3.1.4 Der anomale Zeeman-Effekt	6
4 Versuchsaufbau und Durchführung	7
5 Auswertung	9
5.1 Kalibrierung des Magnetfeldes	9
5.2 Theoretische Berechnung der Landé-Faktoren	10
5.3 Rote Spektrallinie	11
5.4 Blaue Spektrallinie	12
5.4.1 σ -Linie	13
5.4.2 π -Linie	13
6 Diskussion	16
7 Anhang	17

1 Theorie

2 Zielsetzung

Das Ziel dieses Versuchs ist es die Aufspaltung der Zeeman-Niveaus und ihre Polarisation zu untersuchen. Dabei werden die Aufspaltung einer Cd-Spektrallampe unter Einfluss eines Magnetfeldes untersucht.

3 Theorie

3.1 Energienivelestruktur

3.1.1 Die einfachen Niveaus und die Feinstruktur

Die Energieniveaus der Valenzelektronen hängt in erster Ordnung von der Hauptquantenzahl n ab, welche beschreibt im wievielen angeregten Zustand sich ein Elektron befindet. Für jeden dieser Zustände kann das Elektron unterschiedliche Bahndrehimpulse annehmen. Genauer gilt $l \in \{0, 1, \dots, n - 1\}$. Im energetischen Grundzustand gilt also $l = 0$. Dieser Effekt hat die größten Energiedifferenzen ΔE zwischen seinen Niveaus. Der Betrag des Bahndrehimpulsvektors ist

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

Dies sind aber nicht alle Effekte, die zur Aufspaltung der Energieniveaus der Elektronen beitragen. Des Weiteren muss noch beachtet werden, dass der Elektronenspin $s = \frac{1}{2}$ an seinen Bahndrehimpuls koppelt. Dabei hat der Spinvektor den Betrag

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

Dies ist die sogenannte Spin-Bahn-Kopplung, welche Teil der Feinstruktur ist.

Stark vereinfacht gesagt wechselwirkt der Elektronenspin mit dem Magnetfeld, dass durch seine Bewegung entsteht, wodurch sich die Energieniveaus in s und l aufspalten.

Die Aufspaltung kann dabei durch J , den Spin der gesamten Schale beschrieben werden. Dabei kann J Werte von $|L - S|$ bis $|L + S|$ annehmen.

Im Vergleich mit den n -Niveaus sind die Energiedifferenzen deutlich kleiner.

Dieser Effekt tritt so aber nur für Atome mit einem Valenzelektron oder einer hohen Ordnungszahl auf. Für die großen Atome wird er **jj-Kopplung** genannt. Wenn sich bei einem solchen Atom mehrere Elektronen auf der äußersten Schale befinden, werden die einzelnen Elektronen über den Kern stark voneinander abgeschirmt. Die Wechselwirkung

der Spins mit dem eigenen Bahndrehimpuls ist also größer als die der Elektronen untereinander. Aus diesem Grund wird für die Bestimmung des Gesamtdrehimpulses der Schale J über die Gesamtdrehimpulse der einzelnen Elektronen $\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i$ summiert mit

$$\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i .$$

Für Atome mit geringerer Ordnungszahl ist das Gegenteil der Fall. Hier dominiert die Wechselwirkung der Elektronen untereinander. Dies wird die **LS-Kopplung** genannt. Der Gesamtdrehimpuls \vec{J} ergibt sich über

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad |\vec{J}| = \hbar \sqrt{J(J+1)} \quad (1)$$

mit

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \quad |\vec{L}| = \hbar \sqrt{L(L+1)} \quad (2)$$

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i \quad |\vec{S}| = \hbar \sqrt{S(S+1)}. \quad (3)$$

Den Drehimpulsen lassen sich magnetische Momente zuordnen. Für die Quantenzahlen s und l ergibt sich dabei

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_l &= -\frac{\mu_B}{\hbar} \cdot \vec{l}, & |\vec{\mu}_l| &= -\mu_B \sqrt{l(l+1)} \\ \vec{\mu}_s &= -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} \cdot \vec{s}, & |\vec{\mu}_s| &= -g_s \mu_B \sqrt{s(s+1)} , \end{aligned}$$

wobei μ_B das Bohrsche Magneton ist. Dies setzt sich aus

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$$

zusammen. e ist die Elektronenladung[5], \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum[8] und m_e die Elektronenmasse[7].

In der LS-Kopplung lässt sich daraus das Gesamtmoment für die Schale über

$$\vec{\mu}_J = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S \quad |\vec{\mu}_J| = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (4)$$

berechnen. Dabei ist g_J das gyromagnetische Verhältnis oder der Landé-Faktor

$$g_J = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} . \quad (5)$$

Außerdem ist zu beachten, dass der Gesamtdrehimpuls \vec{J} oft nicht parallel zu μ_J steht.

3.1.2 Der normale Zeeman-Effekt

Wenn nun ein externes Magnetfeld angelegt wird, tritt noch eine weitere Aufspaltung auf. Dies ist der sogenannte Zeeman-Effekt und er hebt die Entartung der Energie in der magnetischen Quantenzahl m auf.

Diese Quantenzahl beschreibt dabei die Projektion des Spins auf das externe Magnetfeld. Je nach Orientierung von \vec{J} ist die Stärke der Kopplung zwischen magnetischem Moment und Magnetfeld also unterschiedlich. m hat dabei die $2J + 1$ Eigenwerte von $-J$ bis J . Für kleine externe Magnetfelder B ergeben sich die Zeeman-Niveaus zu

$$E_Z = g_J \mu_B m |B| . \quad (6)$$

Sie beschreiben dabei die Abweichung von den Feinstruktur-Niveaus in Abhängigkeit von der Stärke des Magnetfelds $|B|$, der magnetischen Quantenzahl m , dem Bohrschen Magneton μ_B und dem gyromagnetischen Verhältnis oder auch Landé-Faktor g_J .

Für den normalen Zeeman-Effekt besitzen die Elektronen auf der äußeren Schale einen Gesamtspin $S = 0$, womit $g_J = 1$ gilt. Die Energieniveaus für den normalen Zeeman-Effekt sind in Abbildung 1 schematisch aufgetragen.

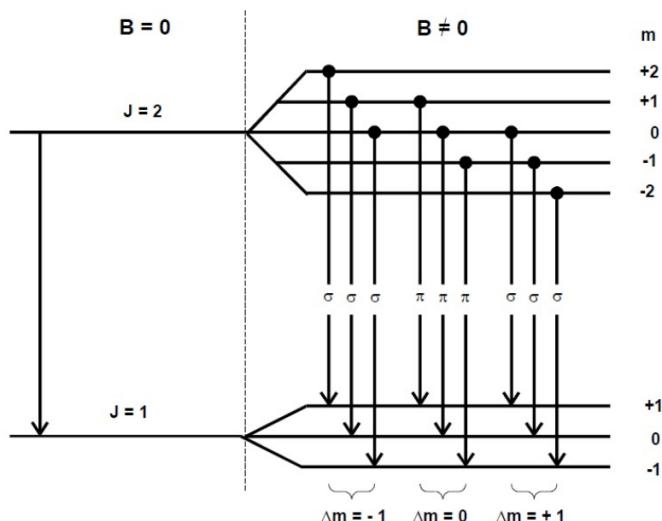


Abbildung 1: Die Energieniveaus des normalen Zeeman-Effekts inklusive der möglichen optischen Übergänge schematisch dargestellt [1].

3.1.3 Auswahlregeln der optischen Übergänge

Wie in Abbildung 1 und Abbildung 3 dargestellt, existieren zwischen den Zeemanniveaus eines angeregten und eines nicht angeregten Zustandes optische Übergänge. Dabei ist allerdings zu beachten das nicht alle Übergänge erlaubt sind. Die Elektronen können über die spontane Emission eines Photons aus dem angeregten in den Grundzustand zerfallen. Da das externe Magnetfeld allerdings die Entartung in m aufhebt, sind bei Zerfällen aus den Niveaus der angeregten Zustände nur die möglich, bei denen $\Delta m = \pm 1, 0$ gilt. Dies

lässt sich damit begründen, dass ein Photon als Boson einen Gesamtdrehimpuls von $\pm 1,0$ annehmen kann, wodurch dies die einzigen Übergänge sind, die Drehimpulserhaltung nicht verletzen.

Übergänge mit $\Delta m = 0$ senden dabei π -polarisiertes Licht aus, was linear-polarisiert bedeutet. Das für $\Delta m = \pm 1$ ausgesendete zirkular-polarisierte Licht, wird mit σ^\pm benannt. Wie in Abbildung Abbildung 2 dargestellt unterscheiden sich die Aufspaltungsbilder der Spektrallinien abhängig davon, ob ein Magnetfeld anliegt und von dem Beobachtungswinkel. Für ein deaktiviertes Magnetfeld existiert nur der Übergang zwischen den Niveaus von J , weswegen dort nur π -polarisiertes Licht emittiert wird, was der Linie in der Mitte entspricht. Bei Betrachtung entlang des Magnetfeldes, in longitudinaler Richtung, ist das π -polarisierte Licht nicht zu erkennen, da sein Wellenvektor senkrecht zum Feld schwingt. Für die transversale Richtung, orthogonal zum Feld, sind alle Linien zu erkennen. Da die zirkulare Polarisation allerdings auf diese Ebene projiziert wird erscheint es linear.

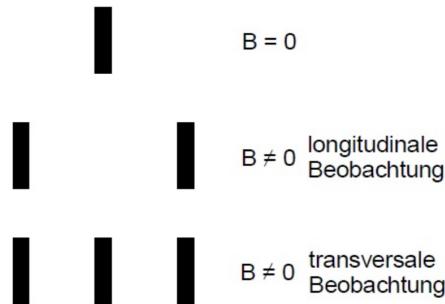


Abbildung 2: Die Aufspaltungsbilder der optischen Übergänge in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel [1].

3.1.4 Der anomale Zeeman-Effekt

Für den anomalen Zeeman-Effekt werden die Zustände berücksichtigt, für die $S \neq 0$ gilt. Damit gilt auch $g_J \neq 1$, wobei dieser nun wieder abhängig von S , L und J ist. Damit ergibt sich für die anomalen Zeemanniaveaus

$$E_{\text{aZ}} = \underbrace{(m_1 g(L_1, S_1, J_1) - m_2 g(L_2, S_2, J_2))}_{=g_{1,2}} \mu_B |\vec{B}| . \quad (7)$$

Dabei geben die Indices die Zugehörigkeit zu den unterschiedlichen Niveaus an. In Abbildung 3 sind diese Übergänge schematisch dargestellt. Dabei gelten immer noch die Auswahlregeln für die optischen Übergänge.

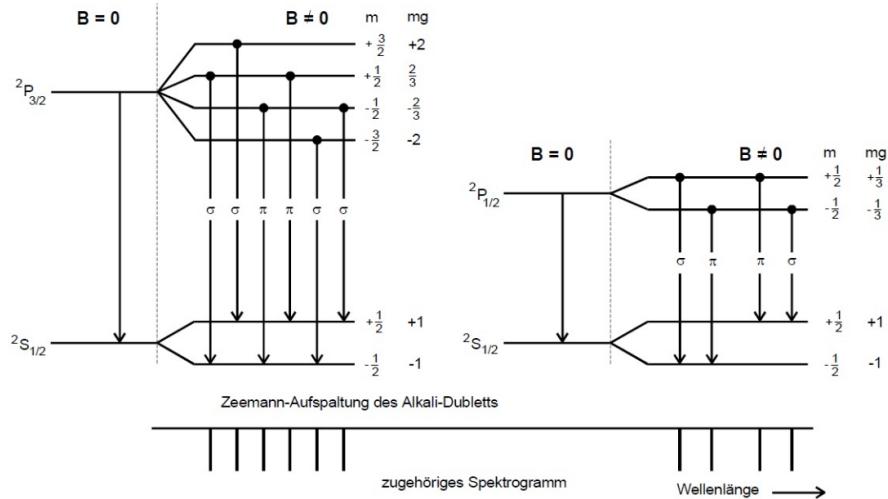


Abbildung 3: Die Energieniveaus des anomalen Zeeman-Effekts inklusive der optischen Übergänge schematisch dargestellt. Außerdem sind noch die Aufspaltungsbilder der Übergänge aufgetragen [1].

4 Versuchsaufbau und Durchführung

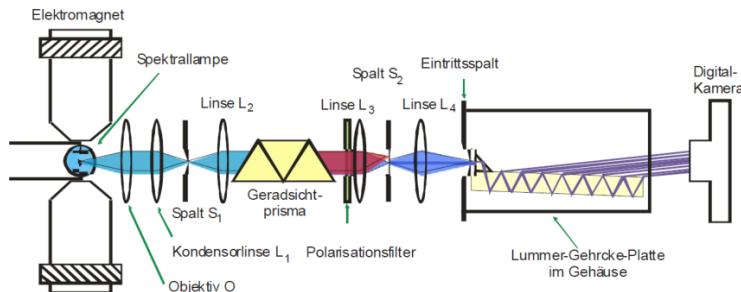


Abbildung 4: Der schematische Versuchsaufbau zur Untersuchung des Zeeman-Effekts [12].

Der Aufbau des Versuchs ist in Abbildung 4 schematisch dargestellt.

Auf der linken Seite ist eine Cd-Spektrallampe zwischen den Polen eines Magneten dargestellt. Wenn diese aktiviert ist, sendet sie Licht aus, welches anschließend von zwei Linsen entlang des Strahlengangs gebündelt und auf einen Spalt fokussiert wird. Nach dem Spalt wird der Strahl wieder parallelisiert und mit Hilfe eines Geradsichtprismas in seine Frequenzen aufgeteilt. Diese durchlaufen einen Polarisationsfilter, welcher die linearen Polarisationen des Lichts in vertikale und horizontale Richtung herausfiltert. Anschließend wird der Strahl so gebündelt, dass mit einem verschiebbaren Spalt eine der aufgespaltenen Spektrallinien gewählt werden kann. Zuletzt wird der Strahl auf das Eintrittsprisma der Lummer-Gehrcke-Platte fokussiert.

Durch das vielfache Reflektieren des Lichtstrahls im Inneren der Platte entsteht ein Interferenzmuster, welche die Dicke d und Länge l hat. Das einfallende Strahlenbündel wird von der oberen und unteren Grenzfläche der Platte immer wieder fast vollständig reflektiert. Allerdings tritt an der Grenzschicht immer ein kleiner Teil des Strahls in Richtung einer Kamera aus. Dieser interferiert dort mit den anderen Strahlen, welche eine Reflexion später ausgetreten sind und somit einen kleinen Laufzeitunterschied besitzen. Diese Funktionsweise ist schematisch in Abbildung 5 dargestellt.

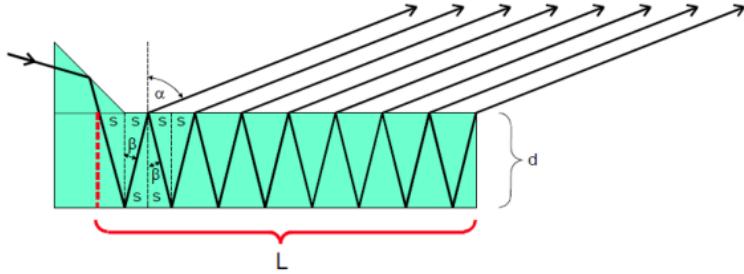


Abbildung 5: Die Funktion einer Lummer-Gehrcke-Platte schematisch dargestellt.[12].

Für den Gangunterschied der Beugungsmaxima m -ter Ordnung ergibt sich dabei als Bedingung

$$2nd \cos(\beta) = m\lambda, \quad (8)$$

wobei n der Brechungsindex der Platte ist, β der Reflektionswinkel innerhalb der Platte und λ die Wellenlänge des Strahlenbündels.

Dabei ist zu beachten, dass der Gangunterschied direkt von der Wellenlänge λ des Lichts abhängt. Damit sich unterschiedliche Ordnungen nicht überlagern, lässt sich ein Dispersionsgebiet $\Delta\lambda_D$ für die Wellenlängen bestimmen, in welchem die Messung möglich ist. Für dieses gilt

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda^2}{2d} \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (9)$$

Dies führt auch zum Auflösevermögen der Platte mit

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

Für die **Durchführung** wird zuerst die Stärke des Elektromagneten ausgemessen. Dafür wird eine Hall-Sonde zwischen die Magnetpole eingebracht und anschließend in $\Delta I = 0,5$ A Schritten bis zum Maximum hochgeregelt und anschließend wieder hinunter. Dabei werden die korrespondierenden Stärken des Magnetfeldes notiert.

Anschließend wird die Spektrallampe wieder zwischen den Magnetpolen platziert. Nun wird der Aufbau so verstellt, dass die rote Wellenlänge mit $\lambda_{\text{rot}} = 643,8$ nm [12] Interferenzmuster auf der Kamera erzeugt. Dies wird mit der Kamera aufgenommen. Des Weiteren wird dies für die zirkulare Polarisation mit angeschaltetem Magnetfeld wiederholt.

Für die blaue Wellenlänge mit $\lambda_{\text{blau}} = 480 \text{ nm}$ [12] wird das Ganze wiederholt. Dabei werden die Interferenzmuster zuerst für beide Polarisationen ohne Magnetfeld aufgenommen und anschließend noch einmal für beide mit Magnetfeld.

5 Auswertung

5.1 Kalibrierung des Magnetfeldes

Um einen Wert für das Magnetfeld zu geben, wird dieses für verschiedene Stromstärken gemessen. Die Messwerte sind in Tabelle 1 zu finden.

Tabelle 1: Die gemessenen Magnetfelder bei verschiedenen Stromstärken.

Aufsteigend		Absteigend	
I / A	B / mT	I / A	B / mT
0,0	7,6	8,0	591,4
0,5	51,5	7,5	578,0
1,0	98,0	7,0	564,1
1,5	144,1	6,5	545,9
2,0	195,6	6,0	526,2
2,5	243,2	5,5	499,4
3,0	290,0	5,0	468,9
3,5	336,1	4,5	431,3
4,0	380,8	4,0	391,8
4,5	421,8	3,5	344,5
5,0	459,7	3,0	290,6
5,5	493,3	2,5	251,6
6,0	519,4	2,0	203,2
6,5	541,2	1,5	149,9
7,0	559,9	1,0	103,8
7,5	576,4	0,5	56,5
8,0	591,4	0,0	7,6

Die Messwerte aus Tabelle 1 sind in Abbildung 6 graphisch dargestellt. Hier ist neben den Messpunkten eine Ausgleichsrechnung eingezeichnet. Diese ist von der Form

$$B(I) = a_3 I^3 + a_2 I^2 + a_1 I + a_0, \quad (10)$$

sie wird mit der Funktion *polyfit* von Numpy angepasst. Die Parameter ergeben sich zu

$$\begin{aligned} a_3 &= (-0,756 \pm 0,074) \frac{\text{mT}}{\text{A}^3} & a_2 &= (3,544 \pm 0,876) \frac{\text{mT}}{\text{A}^2} \\ a_1 &= (92,153 \pm 2,898) \frac{\text{mT}}{\text{A}} & a_0 &= (6,404 \pm 2,546) \text{ mT}. \end{aligned}$$

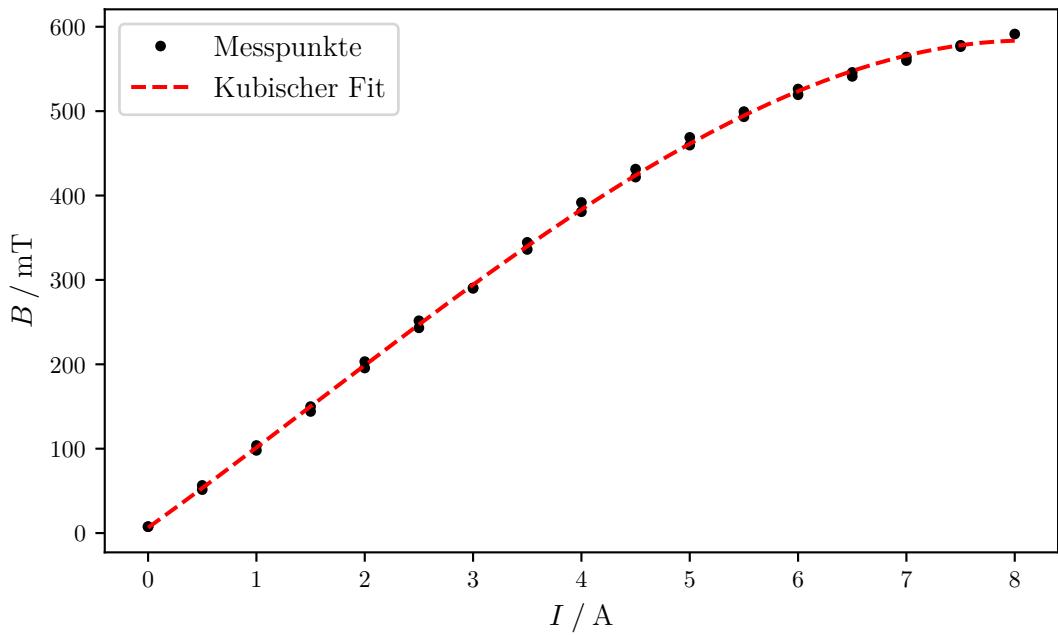


Abbildung 6: Die Messwerte inklusive der Ausgleichsrechnung aus der Messung des Magnetfeldes.

5.2 Theoretische Berechnung der Landé-Faktoren

Die rote Linie ergibt sich aus dem Übergang $^1\text{P}_1 \leftrightarrow ^1\text{D}_2$ der Cd-Lampe, die blaue Linie aus $^3\text{S}_1 \leftrightarrow ^3\text{P}_1$. Aus der Notation sind L , S und J abzulesen und daraus kann der Landé-Faktor g_J berechnet werden.

Tabelle 2: Die Werte für L , S und J der jeweiligen Zustände und der daraus berechnete Landé-Faktor.

	L	S	J	g_J
$^1\text{P}_1$	1	0	1	1
$^1\text{D}_2$	2	0	2	1
$^3\text{S}_1$	0	1	1	2
$^3\text{P}_1$	1	1	1	1,5

Unter dem Einfluss eines Magnetfeldes hebt sich ein Teil der Entartung auf. Die Aufspaltung ΔE der Zeeman-Linien ist durch

$$\Delta E = \mu_{\text{B}} B \cdot g_{ij}$$

gegeben, wobei μ_B das Bohrsche Magneton ist und $g_{ij} = (m_i g_i - m_j g_j)$ der Landé-Faktor des Überganges. Für den Übergang ergibt sich dann:

Tabelle 3: Die Landé-Faktoren der Übergänge.

	$\Delta m = -1$	$\Delta m = 0$	$\Delta m = 1$
rot	1	0	-1
blau	1,5	-0,5	
	2	0	-2
		0,5	-1,5

Somit wird bei der roten Spektrallinie nur eine zirkular polarisierte σ -Aufspaltung beobachtet werden. Währenddessen gibt es bei der blauen Spektrallinie eine kleine π -polarisierte Aufspaltung und 2 verschieden starke σ -Aufspaltungen.

5.3 Rote Spektrallinie

Es wird das Experiment gemäß der Durchführung 4 aufgebaut. Die Wellenlänge des roten Lichtes beträgt $\lambda = 480 \text{ nm}$, der Brechungsindex für dieses Licht $n = 1,4635$ [12]. Die Lummer-Gehrke-Platte hat die Maße $L = 120 \text{ mm}$ und $d = 4 \text{ mm}$. Damit ergibt sich für ihr Auflösungsvermögen $A = 209\,128,591$. Das Dispersionsgebiet berechnet sich nach (9) zu $\Delta\lambda_D = 48,91 \text{ pm}$.

Es wird nun ein Foto gemacht während kein Magnetfeld eingeschaltet ist (Abbildung 7a), aus welchem die Abstände Δs_i zwischen benachbarten Linien abgelesen werden. Anschließend wird das Magnetfeld so hoch gestellt, sodass eine Aufspaltung der Linien zu sehen ist (Abbildung 7b). Hier werden die Abstände δs_i der Aufspaltung abgelesen. Das zweite Foto wird bei einem Strom von $I = 8 \text{ A}$ aufgenommen, welches nach (10) einem Magnetfeld von $(583,50 \pm 71,43) \text{ mT}$ entspricht.

Die aus den Fotos abgelesenen Abstände sind in der Tabelle 4 aufgelistet.



(a) Für $B = 0$.

(b) Für $B = (583,50 \pm 71,43) \text{ mT}$.

Abbildung 7: Die Aufnahmen der roten Spektrallinie mit und ohne Magnetfeld.

Tabelle 4: Die Abstände der Linien aus dem Fotos in Abbildung 7 in Pixeln.

Nr.	$\Delta s / \text{px}$	$\delta s / \text{px}$
1	136	56
2	144	71
3	153	80
4	165	75
5	167	85
6	179	92
7	190	93
8	207	99
9	218	111
10	243	

Zu den abgelesenen Werten werden jeweils 10 px als Messunsicherheit gewählt. Da sich die Abstände von links nach rechts vergrößern, wird die Formel

$$\delta\lambda_i = \frac{1}{2} \frac{\delta s_i}{\Delta \tilde{s}_i} \Delta\lambda_D \quad (11)$$

angewendet, wobei

$$\Delta \tilde{s}_i = \frac{\Delta s_i + \Delta s_{i+1}}{2}.$$

Anschließend wird aus den $\delta\lambda_i$ der Mittelwert berechnet, welcher sich zu

$$\delta\lambda = (11,5 \pm 0,5) \text{ pm}$$

ergibt. Zur Ermittlung des Landé-Faktors wird ein Ausdruck für die Energiedifferenz benötigt. Die Photonenergie wird in erster Ordnung approximiert zu

$$\Delta E \approx \frac{\partial E}{\partial \lambda} \delta\lambda = \frac{h \cdot c}{\lambda^2}.$$

Dies wird in die Formel (7) eingesetzt, sodass sich

$$g_{ij} = \delta\lambda \cdot \frac{hc}{\mu_B B \lambda^2} \quad (12)$$

ergibt. Daraus berechnet sich der Landé-Faktor zu

$$g_{\text{rot},\sigma} = 1,02 \pm 0,05.$$

5.4 Blaue Spektrallinie

Die Wellenlänge des blauen Lichtes ist $\lambda = 643,8 \text{ nm}$, der Brechungsindex beträgt dann $n = 1,4567$. Das Auflösungsvermögen der Lummer-Gehrke-Platte beträgt $A = 285\,458,06$, das Dispersionsgebiet berechnet sich nach (9) zu $\Delta\lambda_D = 26,952 \text{ pm}$. Bei der blauen Spektrallinie kann nicht nur der zirkular-polarisierte σ -Übergang gesehen werden, sondern auch der linear-polarisierte π -Übergang.

5.4.1 σ -Linie

Beim zirkular-polarisierten σ - Übergang gibt es allgemein eine Aufspaltung mit $g_{ij} = 2$ und eine mit $g_{ij} = 1,5$. Da sich diese feine Auflösung in dem Foto nicht absehen lässt, es wird nur eine Aufspaltung gesehen, wird für diesen $g_{ij} = 1,75$ angenommen als theoretischer Wert.

In der Abbildung 8a sind die blauen Linien zu erkennen ohne Magnetfeld. Hier werden die Δs_i abgelesen. In der Abbildung 8b ist die Aufspaltung in einem Magnetfeld zu sehen, es werden die δs_i abgelesen. Diese Werte lassen sich in Tabelle 5 finden. Das Magnetfeld für die Aufspaltung ergibt sich nach (10) aus $I = 3 \text{ A}$ zu $B = (330,99 \pm 14,64) \text{ mT}$.



Abbildung 8: Die Aufnahmen der blauen σ Spektrallinie mit und ohne Magnetfeld.

In Tabelle 5 sind die abgelesenen Daten aus Abbildung 8. Zur weiteren Rechnung werden eine Abweichung von 10 px angenommen. Um die Formel (11) anzuwenden, werden die Δs_i zu $\Delta \tilde{s}_i = \frac{1}{2}(\Delta s_i + \Delta s_{i+1})$ umgeformt. Aus den jeweils ausgerechneten $\delta \lambda_i$ wird der Mittelwert berechnet, dieser ergibt sich zu

$$\delta \lambda = (6,87 \pm 0,35) \text{ pm}.$$

Damit berechnet sich der Landé-Faktor nach (12) zu

$$g_{\text{blau},\sigma} = 1,93 \pm 0,13.$$

5.4.2 π -Linie

Der linear-polarisierte π -Übergang hat einen Landé-Faktor von $g = 0,5$. In Abbildung 9a ist die blaue π -Linie ohne Magnetfeld zu sehen, es werden die Δs_i abgelesen. In Abbildung 9b ist die Aufspaltung im Magnetfeld zu sehen, es wird δs_i abgelesen. Die Werte sind in Tabelle 6 aufgelistet.

Zu den Werten in Tabelle 6 wird für die weitere Berechnung eine Abweichung von 10 px abgenommen. Des Weiteren werden aus aneinanderliegenden Δs_i die $\Delta \tilde{s}_i = \frac{1}{2}(\Delta s_i + \Delta s_{i+1})$ berechnet. Mit den letzteren werden nach Formel (11) die $\delta \lambda_i$ berechnet, aus welchen sich dann der Mittelwert

$$\delta \lambda = (3,29 \pm 0,30) \text{ pm}$$

Tabelle 5: Die Abstände der Linien aus dem Fotos in Abbildung 8 in Pixeln.

Nr.	$\Delta s / \text{px}$	$\delta s / \text{px}$
1	76	53
2	95	53
3	99	47
4	105	50
5	104	64
6	109	61
7	114	67
8	117	60
9	125	67
10	128	63
11	149	72
12	145	60
13	156	86
14	165	68
15	177	



(a) Für $B = 0$.

(b) Für $B = (583,50 \pm 71,43) \text{ mT}$.

Abbildung 9: Die Aufnahmen der blauen π Spektrallinie mit und ohne Magnetfeld.

ergibt. Der hieraus nach (12) berechnete Landé-Faktor beträgt

$$g = 0,52 \pm 0,08.$$

Tabelle 6: Die Abstände der blauen π Linien aus dem Fotos in Abbildung 9 in Pixeln.

Nr.	$\Delta s / \text{px}$	$\delta s / \text{px}$
1	99	17
2	101	26
3	107	27
4	106	23
5	110	31
6	113	23
7	119	25
8	127	28
9	129	31
10	136	42
11	136	38
12	154	38
13	157	47
14	172	52
15	180	

6 Diskussion

In dem Versuch wurde zuerst das Magnetfeld kalibriert. Es wird eigentlich von einem linearen Zusammenhang ausgegangen, jedoch ist ein Polynom-Fit der kubischen Ordnung deutlich passender. Die Abflachung der Steigung erklärt sich durch die Erwärmung des Magneten. Es wurden eine Hystere-Messung durchgeführt, die Werte bei der absteigenden Messung liegen immer etwas höher als ihre entsprechenden Werte. Dies kann mit einer Restmagnetisierung und Erwärmung der Polschuhe erklärt werden.

Anschließend hat die Einstellung der Linsen und Blende eine sehr lange Zeit gedauert und erst nach einigem Probieren ein zufriedenstellendes Ergebnis geliefert. Das Machen der Fotos hat keine größeren Probleme aufgezeigt, jedoch musste aufgepasst werden, die Kamera beim Drücken des Auslösers nicht zu stark zu bewegen. Dies ist wichtig um die Δs_i den jeweiligen δs_i zuordnen zu können.

Die Berechnung der Landé-Faktoren liefert zufriedenstellende Ergebnisse, diese sind in Tabelle 7 aufgelistet. Es ist zu sehen, dass der berechnete Landé-Faktor für den σ Übergang der blauen Spektrallinie am meisten von seinem Theoriewert abweicht. Dies liegt daran, dass es sich hier um eine Überlagerung aus der $g = 2$ und $g = 1,5$ Aufspaltungen handelt. Somit ist das Ablesen der klaren Grenzen der Linie in den Fotos schwierig.

Tabelle 7: Relative Abweichung von den Theoriewerten für die einzelnen Berechnungen

	g_{exp}	g_{theo}	$\Delta g / \%$
rot, σ	$1,02 \pm 0,13$	1	2,02
blau, σ	$1,93 \pm 0,13$	1,75	10,25
blau, π	$0,52 \pm 0,08$	0,5	4,75

7 Anhang

<u>V27 - Zeeman-Effekt</u>			
<u>B-Feldlinien messen</u>		<u>Punkt</u>	
<u>Hoch</u>	<u>I in A</u>	<u>I in A</u>	<u>B in mT</u>
	0	7,6	597,4
	0,5	57,5	578,0
	1	98,0	564,7
	1,5	144,1	545,9
	2	195,6	526,2
	2,5	243,2	499,4
	3	290,0	468,9
	3,5	336,1	437,3
	4	380,8	397,8
	4,5	421,8	349,5
	5	459,7	296,6
	5,5	493,3	257,6
	6	519,4	203,2
	6,5	547,2	174,9
	7	559,9	103,8
	7,5	576,4	56,5
	8	597,4	7,6
	8,5		
		8 + Ende 600 mT bei 8A	
		8,5	
		7,8	

Abbildung 10: Die Messwerte der Magnetfeldeichung.

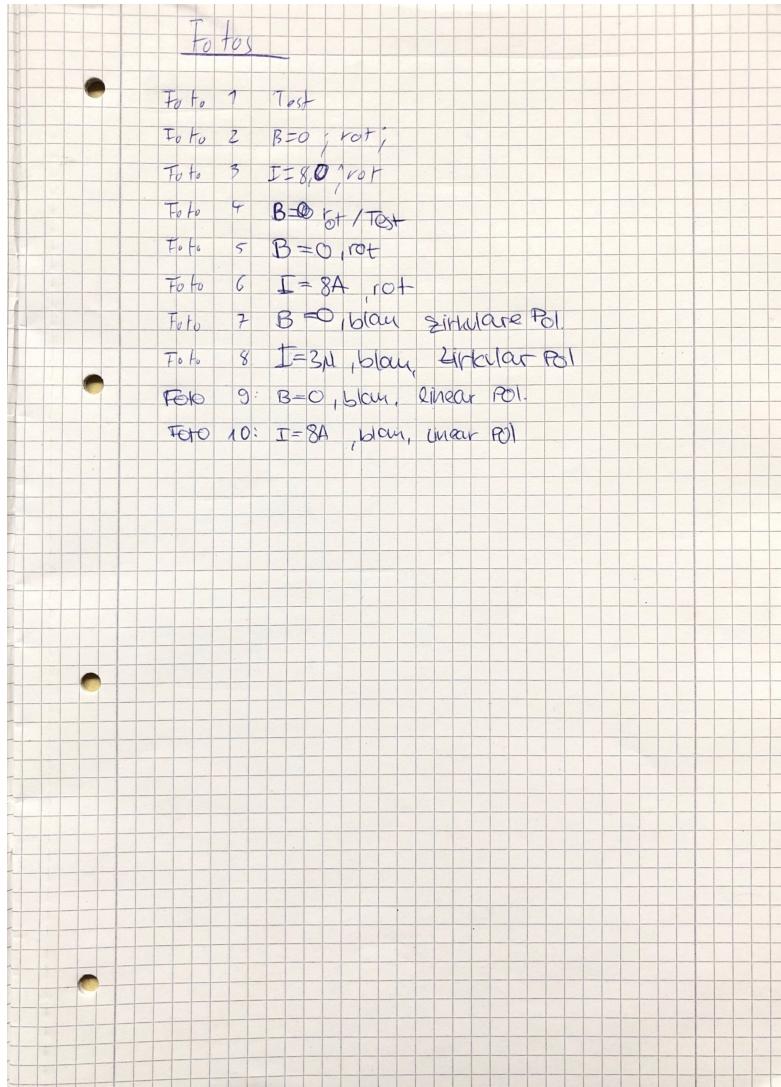


Abbildung 11: Die Numerierung der Fotos inklusive der abgelesenen Stromstärken.

Literatur

- [1] *alte Versuchsanleitung zum Versuch V27: "Der Zeeman-Effekt"*. Fakultät Physik, TU Dortmund.
- [2] 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/>.
- [3] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [4] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [5] *Literaturwert für die Elementarladung*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Elementarladung.html> (besucht am 05.12.2020).
- [6] *Literaturwert für die Lichtgeschwindigkeit c*. 2020. URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/lichtgeschwindigkeit/9012> (besucht am 05.12.2020).
- [7] *Literaturwert für die Ruhemasse eines Elektrons*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Elektron.html> (besucht am 05.12.2020).
- [8] *Literaturwerte für das plancksche Wirkungsquantum*. 2020. URL: https://www.chemie.de/lexikon/Plancksches_Wirkungsquantum.html (besucht am 05.12.2020).
- [9] *Literaturwerte für die Rydberg-Konstante und Energie*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Rydberg-Konstante.html> (besucht am 06.12.2021).
- [10] *Literaturwerte für die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante*. 2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Feinstrukturkonstante.html>.
- [11] 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/>.
- [12] *Versuchsanleitung zu Versuch V27: "Der Zeeman-Effekt"*. Fakultät Physik, TU Dortmund. 2022.