

Physikalisches Anfängerpraktikum:
Versuch 607 - Der Zeeman Effekt - Korrektur

Sebastian Rollke
103095
webmaster@rollke.com

und

Daniel Brenner
105292
daniel.brenner@uni-dortmund.de

durchgeführt am 28.Juli 2005

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theorie	3
2.1	Grundlagen des Zeeman Effekts	3
2.1.1	Das magnetische Moment des Elektrons	3
2.1.2	Wechselwirkung zwischen den Drehimpulsen	3
2.1.3	Notation für Atomzustände - Spektroskopische Notation	4
2.2	Energieniveaufspaltung im homogenen Magnetfeld	4
2.3	Spektrallinien - Übergänge zwischen aufgespalteten Energieniveaus	5
2.4	Der normale Zeeman-Effekt	6
2.5	Der anomale Zeeman-Effekt	6
3	Experimentelles Vorgehen	7
3.1	Zielsetzung	7
3.2	Die Lummer-Gehrcke-Platte	7
3.3	Versuchsaufbau	7
4	Auswertung	9
4.1	Allgemeines zur Fehlerrechnung	9
4.2	Theoretische Betrachtung der Übergänge	9
4.3	Berechnung des Dispersionsgebietes und des Auflösungsvermögens der Lummer-Gehrcke-Platte	10
4.4	Eichung des Elektromagneten	10
4.5	Allgemeines zur Messung des Landé-Faktors	12
4.6	Messung des Landé-Faktors für die σ -Komponente der roten Linie	14
4.7	Messung des Landé-Faktors für die σ -Komponente der blauen Linie	16
4.8	Messung des Landé-Faktors für die π -Komponente der blauen Linie	20
4.9	Zusammenfassung und Fehlerdiskussion	20

Kapitel 1

Einleitung

Im allgemeinen beobachtet man, daß wenn ein Atom von einem Zustand in einen niederenergetischen Zustand übergeht, daß die Energiedifferenz als Photon emittiert wird. Die Wellenlänge der emittierten Photonen ist dabei charakteristisch für das abstrahlende Element.

Der Zeeman Effekt wurde erstmals 1896 von dem holländischen Physiker Pieter Zeeman entdeckt. Er lässt sich nur auf Grundlage der Quantenmechanik und der aus ihr folgenden Eigenschaften von Elementarteilchen erklären.

Er beschreibt die Aufspaltung der Spektrallinien von Atomen (verwendet wird in diesem Versuch das Element Cadmium ${}_{48}^{64}\text{Cd}$) unter einem äußeren Magnetfeld. Man beobachtet wie sich einzelne Spektallinien in mehrere (jedoch nur sehr gering voneinander entfernte) Spektrallinien aufspalten. Gleiches gilt somit für die aus den Spektrallinien resultierenden Energieniveaus. Dabei beobachtet man auch die Polarisation der emittierten Photonen, welche sich allerdings beim normalen Zeeman Effekt nicht voneinander trennen lassen.

Wie bereits erwähnt läßt sich diese Aufspaltung nur mit Resultaten aus der Quantenmechanik, nämlich dem **Spin**, dem damit verknüpften **magnetischen Moment** des Elektrons sowie der **Richtungsquantelung** erklären.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Grundlagen des Zeeman Effekts

Im folgenden werden nun die theoretischen Grundlagen dargestellt, die dem Zeeman Effekt zugrunde liegen.

2.1.1 Das magnetische Moment des Elektrons

Elektronen verfügen sowohl über einen Bahndrehimpuls (charakterisiert durch die Quantenzahl l) als auch über einen Eigendrehimpuls, den sogenannten Spin (zugeordnet ist die Quantenzahl s).

Genauer ergeben sich die folgenden Beziehungen

$$|\vec{l}| = \sqrt{l(l+1)\hbar} \quad \text{mit } l = 0, 1, \dots, n-1 \quad (2.1)$$

$$|\vec{s}| = \sqrt{s(s+1)\hbar} \quad \text{mit } s = \frac{1}{2} \quad (2.2)$$

wobei die Bahndrehimpulsquantenzahl höchstens mit $n-1$ von der Hauptquantenzahl n abhängen kann. Durch die Ladung des Elektrons, erzeugen die beiden Drehimpulse dabei die beiden magnetischen Momente

$$\vec{\mu}_l = -\mu_B \sqrt{l(l+1)} \hat{l} \quad (2.3)$$

$$\vec{\mu}_s = -g_S \mu_B \sqrt{l(l+1)} \hat{s} \quad (2.4)$$

Dabei ist μ_B das auf die Drehimpulseinheit bezogene magnetische Moment, das Bohr'sche Magneton

$$\mu_B := -\frac{1}{2} e_0 \frac{\hbar}{m_0} \quad (2.5)$$

Der ebenfalls in Gleichung 2.4 auftretende Faktor g_s ist der sog. Landé-Faktor. Er besitzt in etwa den Faktor 2. Das auf die Eigendrehimpulseinheit bezogene magnetische Moment des Elektrons ist somit doppelt so groß, wie das auf die Bahndrehimpulseinheit bezogene (*magnetomechanische Anomalie des Elektrons*).

2.1.2 Wechselwirkung zwischen den Drehimpulsen

Die generell sehr komplexe Beziehung zwischen Spin und Bahndrehimpuls sei hier nun für einen einfachen Fall genauer dargestellt. Für ein Atom mit vergleichsweise geringer Kernladungszahl gilt

die sog. Spin-Bahn-Kopplung. Hierbei addieren sich einfach die Impulsvektoren zum Gesamtdrehimpuls (*l-s-Kopplung* oder *Russel-Saunders-Kopplung*), da die Wechselwirkung zwischen Spin und Bahndrehimpuls des Einzelelektrons groß gegenüber der Wechselwirkung der Spin- bzw. Bahndrehimpulskomponenten untereinander. Daher gilt

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (2.6)$$

Hierbei sind S und L, Gesamtspin bzw. Gesamtbahndrehimpuls, sie ergeben sich einfach durch Addition der einzelnen Komponenten. Z.B. für den Bahndrehimpuls

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i. \quad (2.7)$$

Das zum Gesamtdrehimpuls bzw. Gesamtspin gehörige magnetische Moment ergibt sich nach 2.3 bzw 2.4

$$|\mu_l| = \mu_B \sqrt{L(L+1)} \quad (2.8)$$

$$|\mu_s| = g_S \mu_B \sqrt{S(S+1)} \quad (2.9)$$

Wichtig ist nur, dass für den Drehimpuls lediglich nicht abgeschlossene Elektronenschalen Beachtung finden, da abgeschlossene Schalen keinen Beitrag zum Gesamtdrehimpuls liefern.

2.1.3 Notation für Atomzustände - Spektroskopische Notation

Im weiteren verwenden wir eine Notation der Form

$$^M L_J \quad (2.10)$$

L kann dabei die Werte S,P,D,F annehmen. Sie entsprechen in analoger Reihenfolge der Quantenzahl $l=0,1,2,3$. M ist die *Multiplizität*, sie definiert den Spin über

$$M = 2S + 1. \quad (2.11)$$

Die Quantenzahl S kann dabei ganze Vielfache von $\frac{1}{2}$ bis zu einem Maximum von $\frac{N}{2}$ (mit der Anzahl der Elektronen auf der äußersten Schale N) annehmen. Das Symbol J, stellt den Gesamtdrehimpuls dar (vgl. Gleichung 2.6).

Als Beispiel sei nun der Zustand

$3P_2$

betrachtet. Aus dem p-Orbital erhält man $l=1$, aus der Multiplizität bzw. dem Gesamtdrehimpuls folgt dann $S=1$ und schließlich noch $J = 2$.

2.2 Energieniveaufspaltung im homogenen Magnetfeld

Zur Beschreibung des Zeeman-Effektes (eben der Energieniveaufspaltung im Magnetfeld) sind folgende Vorüberlegungen nötig.

Man benötigt das zum Gesamtdrehimpuls gehörige magnetische Moment

$$\mu = \mu_s + \mu_l, \quad (2.12)$$

wobei μ_s und μ_l jeweils das magnetische Moment von Spin bzw. Bahndrehimpuls darstellen (vgl Gleichung 2.8 und 2.9).

Da \vec{J} und $\vec{\mu}$ generell nicht gleich orientiert sind, zerlegt man μ in zwei Komponenten $\mu_{par.}$ bzw. $\mu_{orth.}$, die entsprechend senkrecht bzw. parallel zu \vec{J} orientiert sind. Aus quantenmechanischen Betrachtungen folgt, dass die senkrechte Komponente verschwindet. Somit ergibt sich für den Betrag

$$|\mu_J| \approx \mu_B g_J \sqrt{J(J+1)} . \quad (2.13)$$

Dabei ist der *Landé-Faktor*

$$g_J := \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} . \quad (2.14)$$

Weiterhin kommt die **Richtungsquantelung** zum Tragen. Unter quantenmechanischer Betrachtung ergibt sich, daß nur solche Winkel zwischen externem Magnetfeld \vec{B} und $\vec{\mu}$ auftreten, bei denen die zum Feld parallele Komponente

$$\mu_{J_z} = -m \cdot g_j \cdot \mu_B \quad (2.15)$$

ist. Der Faktor m ist dabei eine natürliche Zahl, die Orientierungsquantenzahl, die sämtliche Werte von $-J$ bis J annehmen kann. Somit ergeben sich $2J+1$ Einstellmöglichkeiten zwischen äußerem Feld und magnetischem Moment.

Die Energieniveaus für die verschiedenen Orientierungsquantenzahlen ergeben sich dabei durch

$$E = E_0 + m \cdot g_j \mu_B B , \quad (2.16)$$

die Aufspaltung wird dabei in Abb.2.1 graphisch dargestellt.

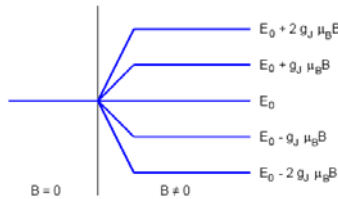


Abbildung 2.1: Aufspaltung der Energieniveaus in einem Atom (beispielhaft)

2.3 Spektrallinien - Übergänge zwischen aufgespalteten Energieniveaus

Die im Experiment erkennbaren Spektrallinien sind nun die Übergänge zwischen zwei Energieniveaus. Wieviele und welche Spektrallinien sichtbar werden ergibt sich dabei als eine Folgerung aus der zeitabhängigen Schrödingergleichung

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi(\vec{r}, t) + U \Psi(\vec{r}, t) + \frac{\hbar}{i} \frac{\partial \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 . \quad (2.17)$$

Mit passendem Lösungsansatz

$$\Psi_{\alpha}(\vec{r}, t) \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_{\alpha} t\right) \quad (2.18)$$

erhält man nach längerer Rechnung, daß lediglich solche Übergänge möglich sind, für die die Orientierungsquantenzahl m sich um

$$\Delta m = -1; 0; 1 \quad (2.19)$$

ändert.

$|\Delta m|$ entscheidet dabei über die Polarisation der emittierten Spektrallinien. Für $|\Delta m| = 0$ (die π -Komponente) ergibt sich eine lineare, für $|\Delta m| = 1$ (die σ -Komponente) eine zirkulare Polarisation. Im zweiten Fall wird die Polarisationsrichtung durch das Vorzeichen von Δm bestimmt. Die π -Komponente ist dabei nur bei transversaler Beobachtung zum Feld zu erkennen. Die σ -Komponente kann aufgrund ihrer zirkularen Polarisation sowohl transversal als auch longitudinal zum Feld beobachtet werden.

π - und σ -Komponente fallen dabei zusammen und können somit nicht unmittelbar getrennt beobachtet werden. Durch die Verwendung (vgl. Kapitel 3) eines Polarisationsfilters lässt sich dieses Problem umgehen.

2.4 Der normale Zeeman-Effekt

Der normale Zeeman-Effekt findet sich bei Atomen deren Gesamtspin verschwindet. Daraus folgt dann, daß auch der Landé-Faktor gerade 1 ist. Es ergibt sich somit eine Aufspaltung in drei Spektrallinien (Triplet-Aufspaltung).

Somit ergibt sich die Energiedifferenz bei einem Übergang von

$$\Delta E = \Delta m \cdot \mu_B \cdot B .$$

Eine quantitative Betrachtung nehmen wir in Kapitel 4.2 (vgl besonders Abb. 4.1) exemplarisch an der roten Spektrallinie des Cd-Atoms vor.

2.5 Der anomale Zeeman-Effekt

Der anomale Zeeman-Effekt tritt auf, wenn ein Atom mit nicht verschwindendem Spin in ein Magnetfeld gebracht wird. Er kommt in der Realität erheblich häufiger vor als der normale Zeeman-Effekt. Die Bezeichnung der beiden entstand aus historischen Gründen.

Durch den Spin und die dadurch im Allgemeinen von 1 verschiedenen Landé-Faktoren ergeben sich mehr mögliche Übergänge zwischen den Niveaus, so daß man mehr Spektrallinien als beim normalen Zeeman-Effekt.

Durch die nicht verschwindenden Spins ergibt sich ein komplexerer Zusammenhang für die Energiedifferenzen, der von den verschiedenen Landé-Faktoren der beiden Atomzustände abhängt

$$\Delta E = \mu_B B (m_1 g_1 + m_2 g_2) .$$

Auch hierzu ist eine genau quantitative Analyse der blauen Linie des Cd Atoms in Kapitel 4.2 dargelegt.

Kapitel 3

Experimentelles Vorgehen

3.1 Zielsetzung

Experimentell sollen nun die Wellenlängendifferenzen zwischen den einzelnen Spektrallinien bestimmt werden. Dazu verwendet man ein sehr hochauflösendes Spektrometer. Die *Lummer-Gehrcke-Platte*.

Aus den so gewonnenen Daten lassen sich dann die Landé-Faktoren bestimmen.

3.2 Die Lummer-Gehrcke-Platte

Die Lummer-Gehrcke-Platte besteht aus 2 planparallelen halbdurchlässigen Spiegeln (vgl. Abb. 3.1) durch die gegebene (konstruktive) Interferenzbedingung

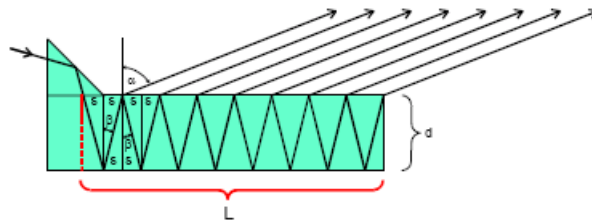


Abbildung 3.1: Schema einer Lummer-Gehrcke-Platte

$$2 \cdot d \cos \theta = n \cdot \lambda \quad (3.1)$$

ergeben sich Interferenzstreifen die genau um λ voneinander entfernt sind. Die Lummer-Gehrcke-Platte ist somit ein Spektrometer hoher Auflösung (in der Ordnung von 10^5). Eine genaue Analyse des Auflösungsvermögens der verwendeten Platte wird in Kapitel 4.3 durchgeführt.

3.3 Versuchsaufbau

Wir verwenden den in Abb. 4.2 dargestellten Versuchsaufbau. Die Spektrallampe (Cd) befindet

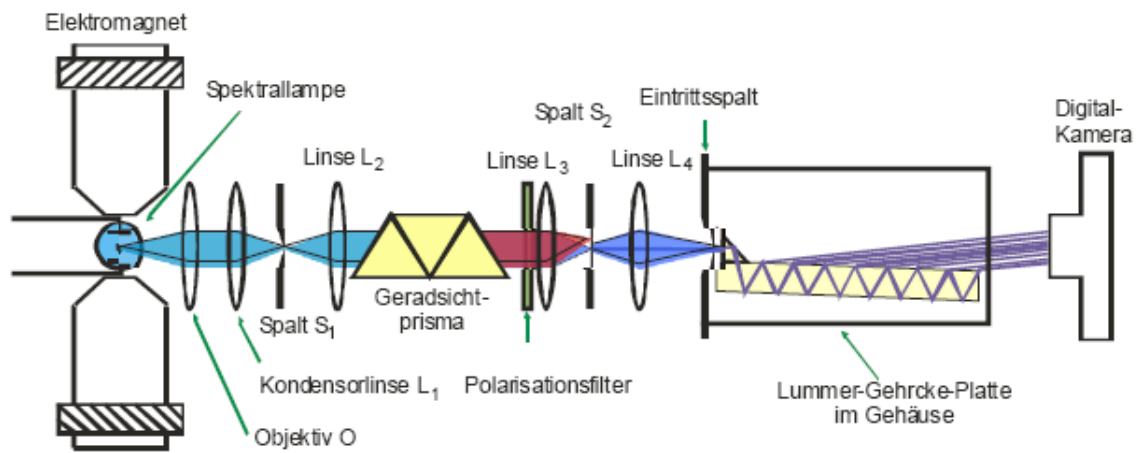


Abbildung 3.2: Versuchsaufbau

sich innerhalb der Polschuhe eines Elektromagneten. Das emittierte Licht wird über ein Linsensystem und einen Spalt auf ein Geradsichtprisma gelenkt, das die verschiedenen Spektrallinien voneinander trennt.

Diese Linien gelangen nun über einen weiteren Spalt zu einem Polarisationsfilter, der je nach Einstellung nur Licht mit fest mit einer bestimmten Polarisation passieren lässt.

Die Linse L_4 bildet dieses dann noch einmal scharf auf die Lummer-Gehrcke-Platte ab, deren Interferenzmuster mittels einer Digitalkamera aufgenommen wird.

Kapitel 4

Auswertung

Die während des Versuches aufgenommenen Fotos der Spektrallinien sind unter der Adresse www.musikmaster.de/tex/praktikum/607 zu finden.

4.1 Allgemeines zur Fehlerrechnung

Im folgenden werden häufig diese drei Formeln genutzt, um das Protokoll nicht unnötig zu strecken geben wir sie hier einmal an und verweisen in Folge darauf: Für den Mittelwert gilt:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n x_i$$

Für den absoluten Fehler gilt:

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

Für den relativen Fehler gilt:

$$\sigma_{\bar{x},rel} = \frac{\sigma_{\bar{x}}}{\bar{x}}$$

4.2 Theoretische Betrachtung der Übergänge

Zunächst wird als Vorüberlegung der Übergang für die rote ($^1P_1 \leftrightarrow ^1D_2$) und die blaue ($^3S_1 \leftrightarrow ^3P_1$) Spektrallinie der Cd-Lampe dargestellt. Die Bezeichnungen orientieren sich dabei an der Spektroskopischen Notation (vgl. 2.1.3). Somit ergeben sich

$$\begin{aligned} ^1P_1 &\rightarrow S = 0; L = 1; J = 1 \\ ^1D_2 &\rightarrow S = 0; L = 2; J = 2 \\ ^3S_1 &\rightarrow S = 1; L = 0; J = 1 \\ ^3P_1 &\rightarrow S = 1; L = 0; J = 1 \end{aligned}$$

Beim normalen Zeeman-Effekt, welcher bei der roten Linie zutrifft, ist der Landé-Faktor g_i immer 1 und für die Energien gilt die Gleichung $\Delta E = mg\mu_B B$. Diese Zusammenhänge und die Werte

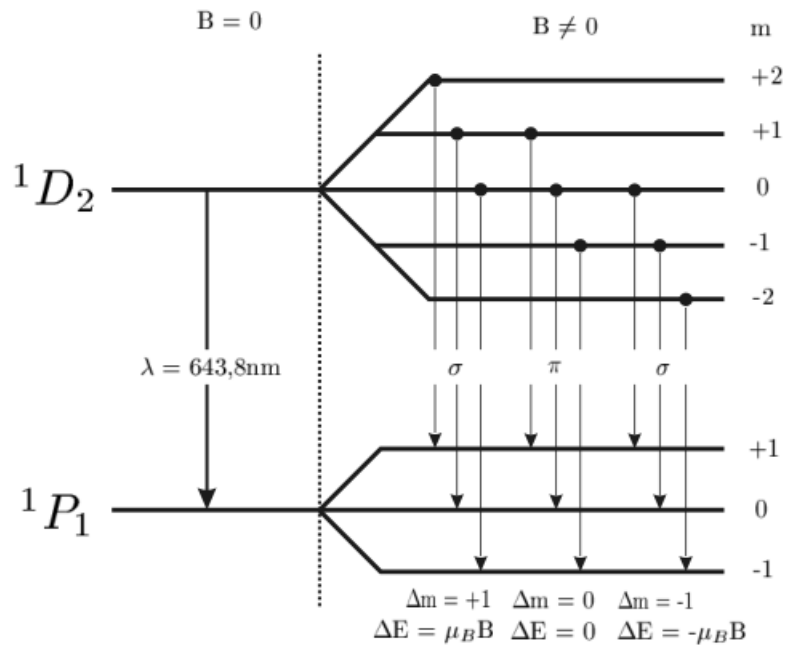


Abbildung 4.1: Termschema für die rote Linie mit den Werten der Energie-Differenzen

der jeweiligen Energie-Differenzen sind in Grafik 4.1 veranschaulicht. Beim anomalen Zeeman-Effekt sind die Landé-Faktoren g für jeden Term verschieden, für 3S_1 beträgt $g = \frac{6+2}{4} = 2$ und für 3P_1 ist $g = \frac{6+2-2}{4} = \frac{3}{2}$. Auch hier ist des weiteren das Termschema in Abbildung 4.2 dargestellt und beinhaltet wieder die jeweiligen Energie-Differenzen.

4.3 Berechnung des Dispersionsgebietes und des Auflösungsvermögens der Lummer-Gehrcke-Platte

Für die Lummer-Gehrcke-Platte ist eine Dicke $d = 4\text{mm}$, eine Länge $L = 120\text{mm}$, ein Brechungsindex bei 644nm $n_1 = 1,4567$ und ein Brechungsindex bei 480nm $n_2 = 1,4635$ gegeben. Hierraus berechnen sich das Auflösungsvermögen A nach

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{L}{\lambda}(n^2 - 1) \quad (4.1)$$

zu $A_{644\text{nm}} = 209128,591$ und $A_{480\text{nm}} = 285458,063$ und das Dispersionsgebiet $\Delta\lambda$ nach

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2d} \sqrt{\frac{1}{n^2 - 1}} \quad (4.2)$$

zu $\Delta\lambda_{644\text{nm}} = 48,913\text{pm}$ und $\Delta\lambda_{480\text{nm}} = 26,952\text{pm}$

4.4 Eichung des Elektromagneten

Zunächst bestimmen wir die Hysterese des verwendeten Elektromagneten. Die aufgenommenen Eichwerte finden jedoch keinerlei weitere Verwendung während des Versuches.

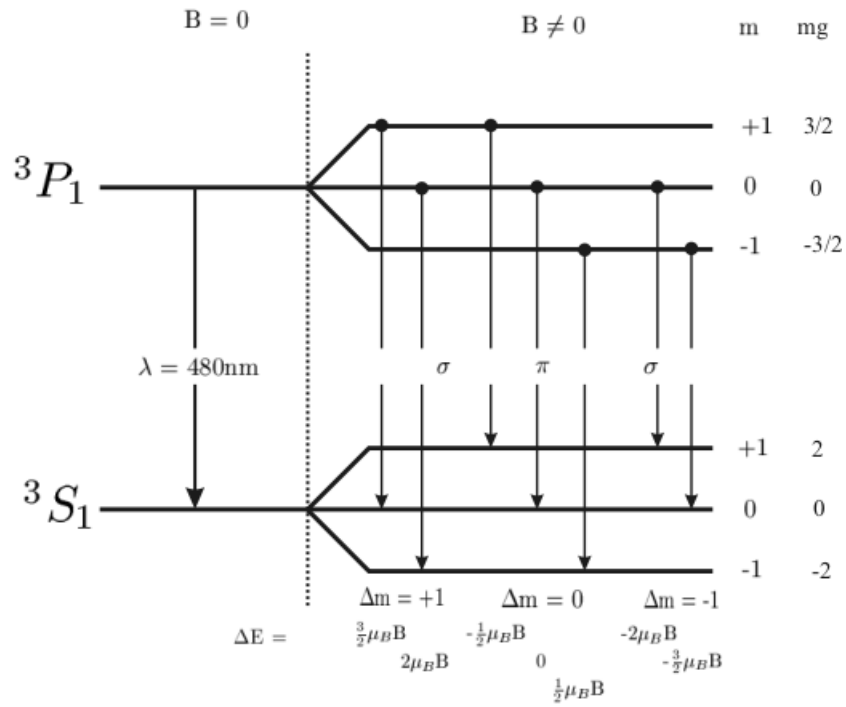


Abbildung 4.2: Termschema für die blaue Linie mit den Werten der Energie-Differenzen

Wir erhielten die in Tabelle 4.1 dargestellten Messwerte. Diese sind zudem in Abb. 4.1 graphisch dargestellt.

I[A]	B[mT]
1,0	93
2,0	173
3,0	285
4,0	381
5,0	483
6,0	584
7,0	655
8,0	776
9,5	894
10,0	964
11,0	1071
12,0	1185
11,0	1050
9,5	931
9,0	881
8,0	783
7,0	658
5,5	570
5,0	473
3,5	357
3,0	262
0,0	18

Tabelle 4.1: Messwerte zur Eichung des Elektromagneten

4.5 Allgemeines zur Messung des Landé-Faktors

Zur Ausmessung der aufgenommenen Linien, wurden die Bilder zunächst mit einem Grafikprogramm invertiert und wo nötig in ihrem Kontrast aufgebessert. Dies hat den Zweck das die Linien deutlicher werden und sich auch mit einem Laser-Drucker ausdrucken lassen. Anschließend wurden die Abstände entlang einer horizontale Hilfslinie etwa durch die Mitte der Intensitäten gemessen. Dies erfolgte mit dem Programm CorelDraw 11, mit welchem sich sehr einfach Abstände ausmessen lassen, welche auf der Grafik auch eingezeichnet werden. Diese Abstände wurden möglichst immer von der Mitte der Interferenz gemessen, wobei dies eine subjektive Auswahl ist. Aus Platzgründen wurde hier auf die Einheit verzichtet, doch alle Werte sind in Millimetern gemessen.

Die Breite Δs wurde jeweils in einem Bild ohne Einfluss eines äußeren Magnetfeldes als Abstand zwischen den verschiedenen Interferenzstreifen gemessen und jeweils in den Tabellen vermerkt. Die Breite δs , ermittelt als die Breite der Aufspaltung der Linien unter dem Einfluss des Magnetfeldes, wurde jeweils ebenfalls in der Tabelle aufgenommen.

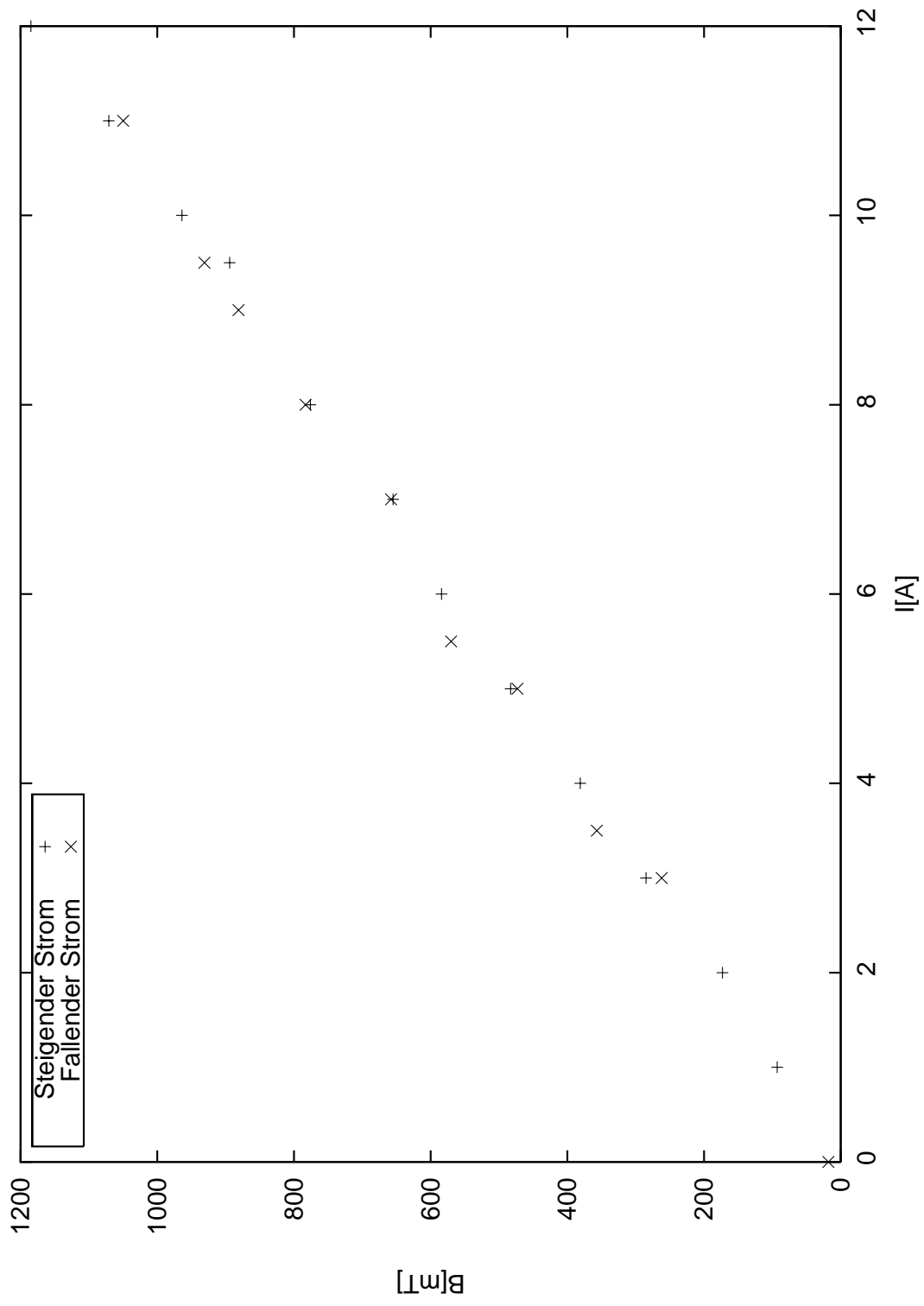


Abbildung 4.3: Eichung des Elektromagneten

Aus diesen Werten kann $\delta\lambda$ berechnet werden, mit

$$\delta\lambda = 0,5 \frac{\delta s}{\Delta s} \Delta\lambda \quad (4.3)$$

wobei $\Delta\lambda$ jeweils Kapitel 4.3 entnommen wird. Zur Ermittlung des Landé-Faktors wird die Gleichung

$$|\Delta E| = |\Delta m| g \mu_B B \quad (4.4)$$

verwendet.

Weiter gilt $E = \frac{hc}{\lambda}$. Abgeleitet nach Lambda ergibt sich:

$$\frac{\partial E}{\partial \lambda} = -\frac{hc}{\lambda^2} \quad (4.5)$$

Mit $|\Delta E| \approx \frac{hc}{\lambda^2} |\Delta\lambda|$ erhält man schließlich durch Kombination mit (4.4) unter der Voraussetzung das $|\Delta m| = 1$ für den Landé-Faktor:

$$g = \frac{hc\delta\lambda}{\lambda^2 \mu_B B} \quad (4.6)$$

4.6 Messung des Landé-Faktors für die σ -Komponente der roten Linie

Die rote Linie entspricht einer Wellenlänge von $\lambda = 643,8\text{nm}$. Es ergaben sich somit folgende Werte für die Messung:

Ordnung	Δs [mm]	δs [mm]	$\delta \lambda$ [pm]	g
0	32,87	17,40	12,95	1,11
1	26,11	13,05	12,22	1,05
2	20,79	10,63	12,50	1,07
3	17,89	10,15	13,88	1,19
4	17,40	8,75	12,30	1,05
5	14,50	7,73	13,04	1,12
6	14,50	7,27	12,26	1,05
7	13,54	6,77	12,23	1,05
8	12,08	6,77	13,71	1,17
9	12,08	5,80	11,74	1,00
10	11,60	6,28	13,24	1,13
11	10,63	5,32	12,24	1,05
12	11,60	5,32	11,22	0,96
13	10,63	5,34	12,29	1,05
14	10,63	4,35	10,01	0,86

Tabelle 4.2: Messwerte für die Ausmessung mit 604mT

Es ergibt sich somit ein Mittelwert des Landé-Faktors g von $1,06 \pm 0,02$. Dies weicht um 6,0% vom theoretischen Wert 1 nach oben ab.

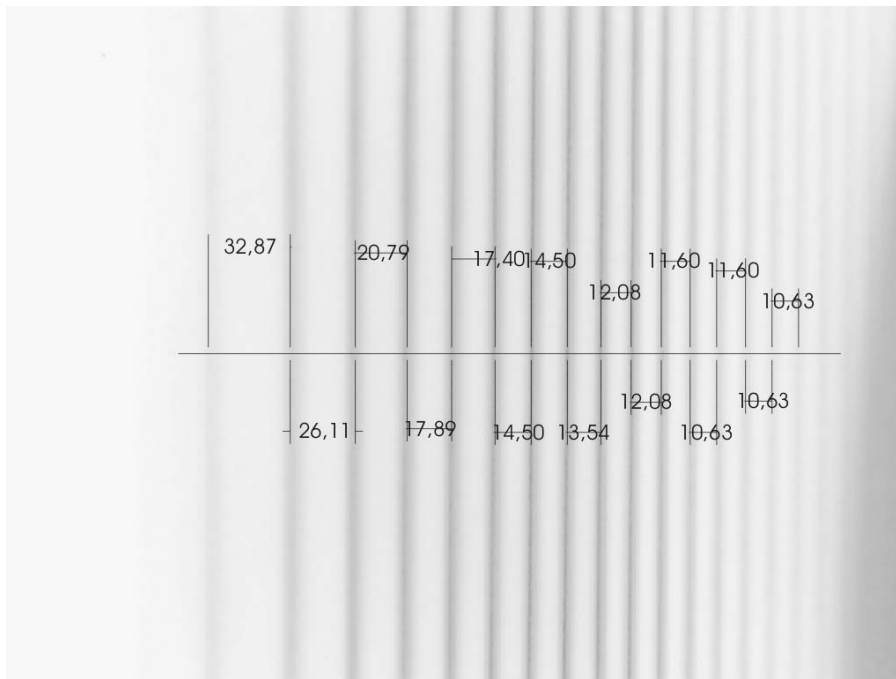


Abbildung 4.4: Interferenzbild für $\lambda = 643,8\text{nm}$ ohne angelegtes Feld

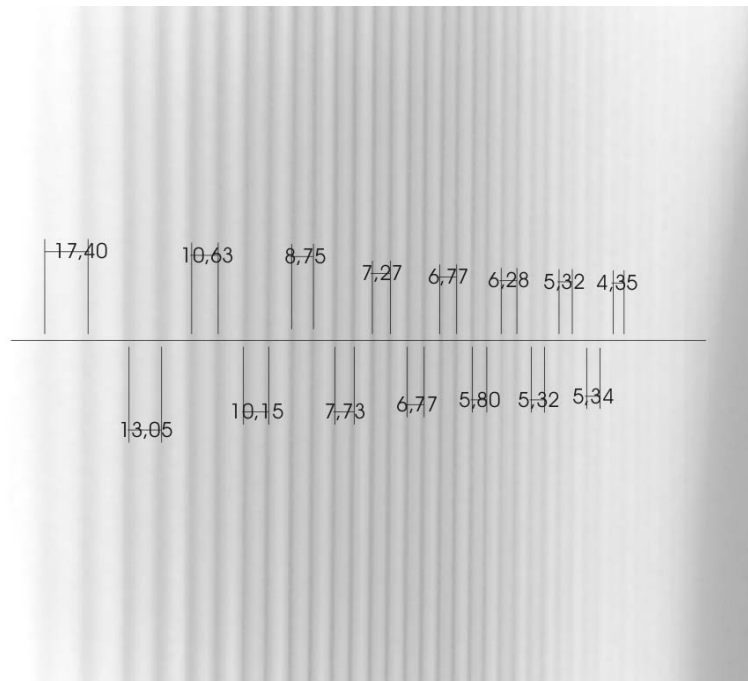


Abbildung 4.5: Interferenzbild der σ -Komponente für $\lambda = 643,8\text{nm}$ bei $B = 604\text{mT}$

4.7 Messung des Landé-Faktors für die σ -Komponente der blauen Linie

Die blaue Linie entspricht einer Wellenlänge von $\lambda = 480\text{nm}$. Zur Aufnahme der Linien wurde der Polarisationsfilter auf 0° eingestellt, was ein Unterdrücken der π -Komponenten zur Folge hat. Da uns wieder zwei Bilder zur Verfügung standen wurden wieder beide hierzu herangezogen. Es ergab sich daraus:

Ordnung	Δs [mm]	δs [mm]	$\delta \lambda$ [pm]	g
0	24,17	10,63	5,93	1,78
1	19,82	8,22	5,59	1,68
2	16,92	6,53	5,20	1,56
3	14,50	6,77	6,29	1,89
4	13,06	6,04	6,23	1,87
5	12,57	5,32	5,70	1,71
6	11,12	5,08	6,16	1,85
7	10,63	5,08	6,44	1,93
8	10,15	4,59	6,09	1,83
9	9,67	4,83	6,73	2,02
10	9,43	4,35	6,22	1,86
11	8,70	4,35	6,74	2,02
12	9,18	4,12	6,05	1,81

Tabelle 4.3: Messwerte für die Ausmessung mit 310mT und Polarisationsfilter auf 0°

Der Mittelwert des Landé-Faktors ergibt sich zu $1,83 \pm 0,04$, was eine Abweichung vom theoretischen Wert 1,75 um 4,6% nach oben entspricht. Der theoretische Wert des Landé-Faktors bestimmt sich hier dadurch, dass sich jeweils zwei Spektrallinien überlagern. Gemäß Abschnitt 4.2 sind dies die Landé-Faktoren 2 und 1,5, wir können also nur einen gemittelten Wert annehmen, welcher in diesem Intervall zwischen den beiden Werten liegen muss und somit als Mittelwert bei $g_{the} = 1,75$ liegt.

Die zweite Messung ergab:

Ordnung	Δs [mm]	δs [mm]	$\delta \lambda$ [pm]	g
0	24,17	12,33	6,87	1,79
1	19,82	10,64	7,23	1,88
2	16,92	8,70	6,93	1,80
3	14,50	7,73	7,18	1,87
4	13,06	7,50	7,74	2,02
5	12,57	6,53	7,00	1,82
6	11,12	5,56	6,74	1,75
7	10,63	5,32	6,74	1,76
8	10,15	5,32	7,06	1,84
9	9,67	4,83	6,73	1,75
10	9,43	4,35	6,22	1,62
11	8,70	4,12	6,38	1,66

Tabelle 4.4: Messwerte für die Ausmessung mit 357mT und Polarisationsfilter auf 0°

Es ergibt sich ein Landé-Faktor von $1,79 \pm 0,03$, das entspricht einer Abweichung von 2,2% nach oben.

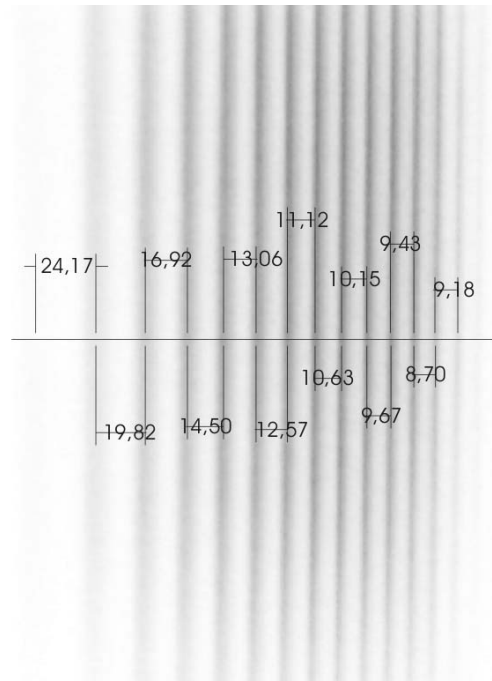


Abbildung 4.6: Interferenzbild für $\lambda = 480\text{nm}$ ohne angelegtes Feld

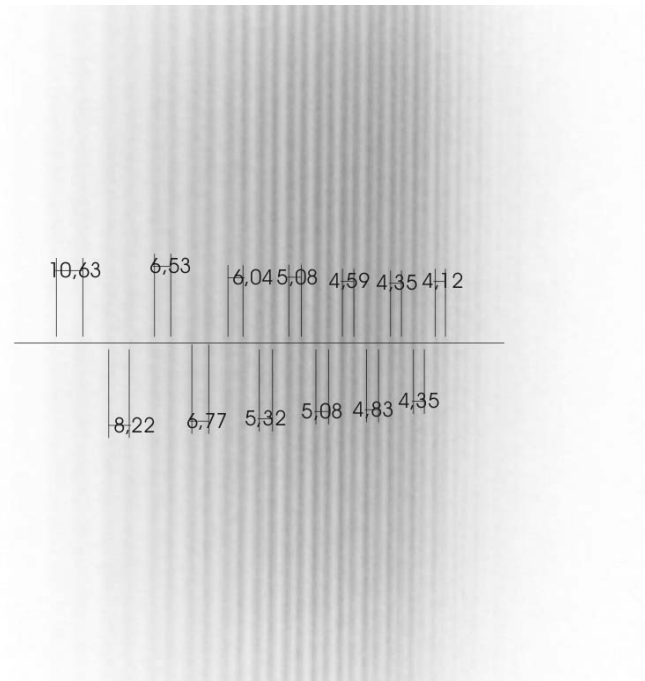


Abbildung 4.7: Interferenzbild der σ -Komponente für $\lambda = 480\text{nm}$ bei $B = 310\text{mT}$

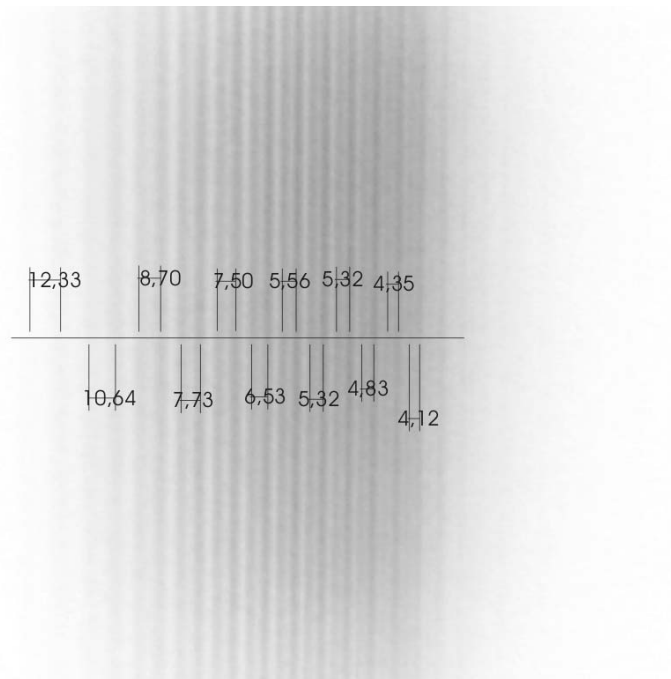


Abbildung 4.8: Interferenzbild der σ -Komponente für $\lambda = 480\text{nm}$ bei $B = 357\text{mT}$

4.8 Messung des Landé-Faktors für die π -Komponente der blauen Linie

Zur Messung der π -Komponente wurde der Polarisationsfilter auf 90° eingestellt, was die σ -Komponente unterdrückt. In Analogie zu den vorigen Messungen ergab sich Tabelle 4.5. Der

Ordnung	Δs [mm]	δs [mm]	$\delta\lambda$ [pm]	g
0	24,17	14,02	7,82	0,62
1	19,82	11,12	7,56	0,60
2	16,92	9,18	7,31	0,58
3	14,50	7,25	6,74	0,53
4	13,06	7,25	7,48	0,59
5	12,57	6,77	7,26	0,57
6	11,12	5,80	7,03	0,55
7	10,63	5,32	6,74	0,53
8	10,15	4,84	6,43	0,51
9	9,67	4,84	6,74	0,53
10	9,43	4,83	6,90	0,54
11	8,70	4,35	6,74	0,53
12	9,18	4,35	6,39	0,50

Tabelle 4.5: Messwerte für die Ausmessung mit 1180mT und Polarisationsfilter auf 90°

Landé-Faktor liegt theoretisch bei 0,5, die Messung ergab einen Wert von $0,55 \pm 0,01$, was einer Abweichung von 10,4% nach oben entspricht.

4.9 Zusammenfassung und Fehlerdiskussion

Zusammengefasst ergaben sich die in Tabelle 4.6 dargestellten Werte. Die Fehler mögen vor allem

λ [nm]	B [mT]	Polarisationsfilter	Landé-Faktor _{theo}	Landé-Faktor _{exp}	Abweichung
643,8	604	0°	1	$1,06 \pm 0,02$	6,0%
480	310	0°	1,75	$1,83 \pm 0,04$	4,6%
480	357	0°	1,75	$1,79 \pm 0,03$	2,2%
480	1180	90°	0,5	$0,55 \pm 0,01$	10,4%

Tabelle 4.6: Zusammenfassung der Messungen

darin begründet sein, das die subjektive Auswahl der Messpunkte nicht exakt genug ist, da zur Bestimmung der Abstände zweier Linien mit endlicher Dicke wie hier immer ein gewisser Fehler in der Abschätzung seiner Mitte zu suchen ist.

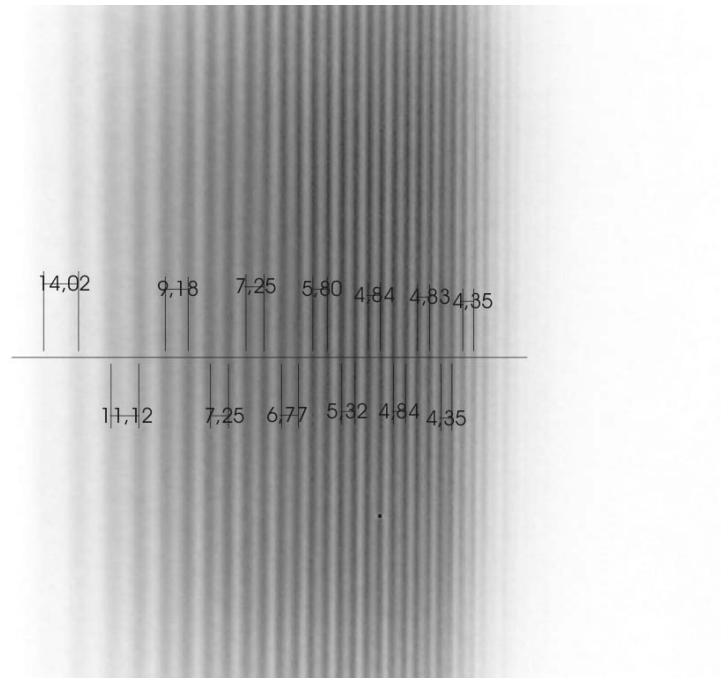


Abbildung 4.9: Interferenzbild der π -Komponente für $\lambda = 480\text{nm}$ bei $B = 1180\text{mT}$