

Praktikum für Fortgeschrittene I
Wintersemester 2003/2004

Protokoll zum Versuch 2

Der Zeeman-Effekt

Christian Dehne

Sebastian Fleischmann

Versuchsdatum: 26. Januar 2004

Inhaltsverzeichnis

1. Ziel des Versuches	1
2. Theorie zum Versuch	1
2.1. BOHR-SOMMERFELDSches Atommodell	1
2.1.1. Mehrelektronen-Atome	3
2.1.2. Auswahlregeln	4
2.2. Einfluss von äusseren Magnetfeldern auf Atomspektren	4
2.2.1. Normaler ZEEMAN-Effekt	5
2.2.2. Anomaler ZEEMAN-Effekt	7
2.2.3. PASCHEN-BACK-Effekt	7
2.3. Termschema des Cadmiums	8
2.4. Spektroskopie	8
2.4.1. FABRY-PEROT-Interferometer	10
2.5. Magnetfeldmessung und weitere Methoden	13
2.6. Literaturwerte	14
3. Das Experiment	15
3.1. Aufbau	15
3.2. Kalibrierung der Messapparatur	16
3.2.1. Kalibrierung der HALL-Sonde	16
3.2.2. Erregerkurve des Elektromagneten	17
3.2.3. Maximaler Spiegelabstand	18
3.2.4. Messung des Spiegelabstandes	19
3.2.5. Justierung des FABRY-PEROT-Interferometers	20
3.3. Versuchsdurchführung und Auswertung der Ergebnisse	20
3.3.1. Zusammenhang zwischen Ringordnung und -radius	21
3.3.2. Linienaufspaltung bei festem Magnetfeld	22
3.3.3. Linienaufspaltung als Funktion der Magnetfeldstärke	23
3.3.4. Beobachtung der Aufspaltung in transversaler und longitudinaler Richtung	25
4. Fazit	27
A. Fehlerrechnung	28
B. Messtabellen	28

Abbildungsverzeichnis

1. Aufspaltung der Linien beim ZEEMAN-Effekt bei der roten Cadmium-Linie	5
2. Klassische Erklärung der Aufspaltung beim normalen ZEEMAN-Effekt . .	6
3. Vektor-Diagramm zum normalen ZEEMAN-Effekt	7

Literatur

4.	Termschema des Cadmiums	9
5.	Strahlengang beim FABRY-PEROT-Interferometer	10
6.	Strahlengang bei der Fokussierungslinse	11
7.	FABRY-PEROT-Etalon	11
8.	Intensitätsverteilung der Maxima beim FABRY-PEROT-Interferometer . . .	12
9.	Schematischer Versuchsaufbau	15
10.	Kalibrierkurve der HALL-Sonde	17
11.	Erregerkurve des Elektromagneten	18
12.	Zusammenhang zwischen Ringordnung und- radius	21
13.	Differenz der Radianquadrate gegen Magnetfeld	24

Literatur

- [Ger] D. Meschede, *Gerthsen Physik* (Springer, Berlin, Heidelberg, 21. Auflage 2002)
- [HaW] H. Haken, H. C. Wolf, *The Physics of Atoms and Quanta*, (Springer, Berlin, Heidelberg, 6th ed. 2000)
- [Mel] A. C. Melissinos, *Experiments in Modern Physics* (Academic Press, New York, 1966)
- [Poh] R. W. Pohl, *Optik und Atomphysik*, (Springer, Berlin, Heidelberg, 12. Auflage 1967)
- [Schp] E. W. Schpolski, *Atomphysik II*, (Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 11. Auflage 1978)
- [Anl] Anleitung zu diesem Versuch

1. Ziel des Versuches

Der Versuch soll die ZEEMAN-Aufspaltung der roten Cadmium-Linie untersuchen. Aus der Grösse der Aufspaltung soll das BOHRsche Magneton bestimmt werden. Zur Spektralanalyse kommt ein Fabry-Perot-Interferometer zum Einsatz.

2. Theorie zum Versuch

Ende des 19. Jahrhunderts wurden immer bessere spektroskopische Methoden entwickelt, die eine genaue Analyse der Atome ermöglichten. BALMER konnte 1885 empirisch die nach ihm benannte Formel herleiten, die eine Folge von Spektrallinien des Wasserstoffs sehr gut erklären konnte. RYDBERG erweiterte diese Formel 1889, doch erst 1913 konnte BOHR mit seinem Atommodell eine befriedigende Erklärung für diese Linien geben. Sein Atommodell und die von Sommerfeld eingebrachten Erweiterungen, die einen Grundstein für die Quantenmechanik legten, sollen in den folgenden Abschnitten erklärt werden. 1896 konnte ZEEMAN eine Aufspaltung der Natrium-Spektrallinien feststellen, wenn er ein äusseres Magnetfeld anlegte. Schon kurz nach dieser Entdeckung konnte LORENTZ den ZEEMAN-Effekt mit der klassischen Elektronentheorie erklären, auch wenn erst die Quantenmechanik eine vollständige Beschreibung liefert.

2.1. Bohr-Sommerfeldsches Atommodell

Auf der Basis der experimentellen Befunde, insbesondere des Spektrums des Wasserstoffatoms entwickelten BOHR und SOMMERFELD ein Atommodell, das auf der Basis der klassischen Mechanik ein System von Postulaten einführt und kann somit als semi-klassisches Modell bezeichnet werden. BOHR formulierte folgende drei Postulate, deren Besonderheit darin liegt, dass BOHR keine Aussage über Prozesse macht, sondern nur über Zustände:

1. Die klassischen Bewegungsgleichungen gelten auch für Elektronen im Atom. Es sind jedoch nur diskrete Bahnen mit Energien E_n erlaubt.
2. Die Bewegung eines Elektrons auf einer Bahn verläuft strahlungsfrei. Übergänge von einer Bahn zur anderen sind unter Emission oder Absorption von elektromagnetischer Strahlung mit der Frequenz

$$E_n - E_{n'} = h\nu \quad (1)$$

möglich.

3. Für grosse Bahnradien, bzw. grosse Energien geht die quantenmechanische Beschreibung in die klassische Beschreibung über.

Während BOHRs Modell von kreisförmigen Bahnen ausging, erweiterte SOMMERFELD das Modell, indem er elliptische Bahnen annahm. In der klassischen Mechanik haben

2. Theorie zum Versuch

Bahnen mit gleicher grosser Halbachse zunächst dieselbe Energie, aber unterschiedlichen Bahndrehimpuls \vec{l} . Je elliptischer die Bahn jedoch ist, desto näher kommt das Teilchen dem Potentialzentrum und desto schneller ist es dort. Daher ändert sich relativistisch seine effektive Masse, was zu einem anderen Bahnradius führt. Somit konnte SOMMERFELD die Feinstrukturaufspaltung der Linien beim Wasserstoff erklären.

Das Elektron auf seiner Bahn um den Kern hat als bewegte Ladung ein magnetisches Dipolmoment. Bei einer kreisförmigen Bahn erhält man für den Betrag des magnetischen Momentes

$$\mu_l = I \cdot A = -\frac{1}{2}e\omega r^2 = -\frac{e}{2m_e}|\vec{l}| \quad (2)$$

wobei m_e die Ruhemasse des Elektrons, e seine Ladung, ω die Winkelgeschwindigkeit und r der Bahnradius ist. Als Einheit führt man das BOHRsche Magneton μ_B , als das magnetische Moment eines Elektrons mit Bahndrehimpuls $|\vec{l}| = \hbar$ ein, was einem Elektron auf der ersten BOHRschen Bahn im Wasserstoffatom entspricht:

$$\mu_B = \frac{e}{2m_e}\hbar \quad (3)$$

Zur Beschreibung der Zustände führten BOHR und SOMMERFELD Quantenzahlen ein, die nachfolgend beschrieben werden sollen. Dabei werden die heute üblichen Bezeichnungen gewählt.

Hauptquantenzahl Die Hauptquantenzahl n beschreibt im BOHRschen Modell die grosse Halbachse der Elektronenbahn. BOHR erhielt damit für den Bahndrehimpuls bei kreisförmigen Bahnen

$$|\vec{l}| = n\hbar \quad (4)$$

Bahndrehimpulsquantenzahl Die Bahndrehimpulsquantenzahl l gibt die Grösse der kleinen Halbachse bei gegebener grossen Halbachse. Damit ergibt sich für den Bahndrehimpuls der Ellipsenbahnen

$$|\vec{l}| = \sqrt{l(l+1)}\hbar \text{ mit } l = 0, 1, \dots, n-1 \quad (5)$$

in Erweiterung von Gleichung (4). Für die Bahndrehimpulsquantenzahl l verwendet man üblicherweise Buchstaben zur Kennzeichnung des Wertes statt der natürlichen Zahlen:

$$\begin{array}{ccccccc} l = & 0 & 1 & 2 & 3 & \dots \\ & s & p & d & f & \dots \end{array}$$

magnetische Quantenzahl Ein magnetisches Feld \vec{B}_0 versucht das magnetische Moment $\vec{\mu}_l$ auszurichten, was zu einer Präzession der Elektronenbahn um die Feldrichtung führt. Es zeigt sich jedoch, dass der Bahndrehimpuls \vec{l} nicht jeden beliebigen Winkel α mit \vec{B}_0 einschliessen darf, sondern nur diskrete Werte erlaubt sind. Die z -Komponente des Bahndrehimpulses, d.h. die Projektion von \vec{l} auf die Feldrichtung, kann damit nur folgende Werte annehmen

$$l_z = \vec{l} \cdot \frac{\vec{B}_0}{|\vec{B}_0|} = m_l\hbar \text{ mit } m_l = 0, \pm 1, \dots, \pm l \quad (6)$$

2. Theorie zum Versuch

m_l wird dabei *Magnetquantenzahl* genannt und kann $2l + 1$ verschiedene Werte besitzen, wenn l die Bahndrehimpulsquantenzahl bezeichnet.

Spinquantenzahl und magnetische Spinquantenzahl Der anomale ZEEMAN-Effekt (siehe 2.2.2) kann nur erklärt werden, wenn man dem Elektron ein Spindrehmoment \vec{s} und dementsprechend ein magnetisches Moment μ_s zuordnet.

$$|\vec{s}| = \sqrt{s(s+1)}\hbar \text{ mit } s = \frac{1}{2} \quad (7)$$

$$\vec{\mu}_s = -g \frac{e}{2m_e} \vec{s} \quad (8)$$

UHLENBECK und GOUDSMIT führten diese 1925 ein. s ist die *Spinquantenzahl* des Elektrons. Das sogenannte *Gyromagnetische Verhältnis* g konnte empirisch zu $g = 2,0023$ bestimmt werden. DIRAC zeigte 1928, dass der Wert $g = 2$ eine Folge der relativistischen Quantentheorie ist; die Abweichung kann theoretisch durch die Quantenelektrodynamik erklärt werden.

Das STERN-GERLACH-Experiment zeigt, dass der Elektronenspin im äusseren Feld nur auf zwei Arten ausgerichtet werden kann, so dass man für die z -Komponente

$$s_z = m_s \hbar \text{ mit } m_s = \pm \frac{1}{2} \quad (9)$$

erhält, wobei m_s die *Magnetquantenzahl des Spins* ist.

Die vier Quantenzahlen n, l, m_l, m_s reichen zur Beschreibung des Zustandes eines Elektrons im Atom aus. Sie ergeben sich bei quantenmechanischer Betrachtung als Eigenwerte der Wellenfunktion des Elektrons bezüglich der entsprechenden Operatoren.

2.1.1. Mehrelektronen-Atome

Bei Mehrelektronen-Atomen gibt es neben der Wechselwirkung zwischen Elektron und Kern auch eine Wechselwirkung der Elektronen untereinander. PAULI formulierte 1925 das nach ihm benannte Prinzip, um einen Erklärungsansatz für die beobachteten Besetzungszustände beim Helium-Atom zu geben:

Die Zustände in einem Atom können nur so besetzt werden, dass zwei Elektronen niemals in allen Quantenzahlen übereinstimmen.

Falls die Wechselwirkungen zwischen Spin und Bahndrehmoment der einzelnen Elektronen kleiner als die Wechselwirkungen zwischen den Spins verschiedener Elektronen des Atoms und den Bahndrehimpulsen verschiedener Elektronen sind, kombinieren die Bahndrehmomente \vec{l}_i zu einem Gesamtbahndrehimpuls \vec{L} und die Spins \vec{s}_i zum Gesamtspin \vec{S} .

$$\vec{L} = \sum \vec{l}_i, \quad \vec{S} = \sum \vec{s}_i \quad (10)$$

2. Theorie zum Versuch

Schliesslich führt die Wechselwirkung zwischen \vec{S} , bzw. dessen magnetischem Moment $\vec{\mu}_S$, und dem Magnetfeld \vec{B}_{L_j} , das vom Gesamtdrehimpuls \vec{L} hervorgerufen wird, zu einer Kopplung von \vec{L} und \vec{S} zum Gesamtdrehimpuls \vec{J} :

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, \quad |\vec{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar \quad (11)$$

Durch das PAULI-Prinzip ergibt sich eine *Schalenstruktur* der Elektronenhülle; Elektronen mit gleicher Hauptquantenzahl n werden dabei einer Schale, Elektronen mit gleichem n und l einer Unterschale zugeordnet. An optische Anregungen sind meist nur die Elektronen der äussersten Schale beteiligt, während die Elektronen der inneren vollbesetzten Schalen keine wesentlichen Einflüsse haben. In erster Näherung gleicht das Spektrum der Alkali-Atome somit dem des Wasserstoffatoms, wobei allerdings die l -Entartung aufgehoben ist. Voll besetzte Schalen und Unterschalen tragen entsprechend auch zu den Gesamtdrehimpulsen \vec{L} , \vec{S} und \vec{J} nichts bei.

2.1.2. Auswahlregeln

Zunächst empirisch konnte man aus den Atomspektren einige Auswahlregeln für die optischen Übergänge herleiten. Man stellte nämlich fest, dass nicht alle Frequenzen, die einer Energiedifferenz zwischen zwei Zuständen entsprechen, in den Spektren beobachtet werden können. Die Auswahlregeln konnten später im Rahmen einer vollständigen quantenmechanischen Behandlung gerechtfertigt werden.

Für ein Eielektronensystem wie dem Wasserstoffatom gilt:

$$\begin{aligned} \Delta l &= \pm 1 \\ \Delta j &= 0, \pm 1, \text{ für } j = 0 : \Delta j = 0 \\ \Delta m_j &= 0, \pm 1 \end{aligned}$$

Für ein Mehrelektronensystem:

$$\begin{aligned} \Delta L &= \pm 1 \\ \Delta J &= 0, \pm 1, \text{ für } J = 0 : \Delta J = 0 \\ \Delta m_J &= 0, \pm 1, \text{ für } m_J = 0 : \Delta m_J = 0 \\ \Delta S &= 0 \\ \Delta l &= \pm 1 \text{ für das am Übergang beteiligte Elektron} \end{aligned}$$

m_J entspricht der Magnetquantenzahl m_l des Drehimpulses \vec{l} für den Gesamtdrehimpuls \vec{J} .

2.2. Einfluss von äusseren Magnetfeldern auf Atomspektren

Ende des 19. und Anfang des 20. Jahrhunderts wurden viele Experimente zu den magnetischen Eigenschaften von Atomen durchgeführt. Die bedeutendsten Erkenntnisse wurden dabei durch folgende Versuche gewonnen:

2. Theorie zum Versuch

- Die Untersuchung der makroskopischen Magnetisierung im Rahmen des EINSTEIN-DE HAAS-Effekts
- Die Feststellung der Richtungsquantisierung und Messung der magnetischen Momente von Atomen durch STERN und GERLACH
- Die Untersuchung der Feinstruktur von Atomspektren
- Die Aufspaltung von Spektrallinien durch äussere Magnetfelder beim ZEEMAN und PASCHEN-BACK-Effekt

Im Rahmen dieses Versuches soll der letzte Punkt nachvollzogen werden. Aus historischen Gründen unterscheidet man zwischen normal und anomalen ZEEMAN-Effekt und dem PASCHEN-BACK-Effekt. Der normale ZEEMAN-Effekt tritt bei Atomen mit $\vec{S} = 0$, d.h. vollbesetzten Schalen bzw. Unterschalen auf. Den anomalen ZEEMAN-Effekt beobachtet man bei Atomen mit $\vec{S} \neq 0$, wobei die Namensgebung nicht bedeutet, dass dieser Effekt seltener wäre. Bei starken Magnetfeldern gehen beide Effekte in den PASCHEN-BACK-Effekt über.

2.2.1. Normaler Zeeman-Effekt

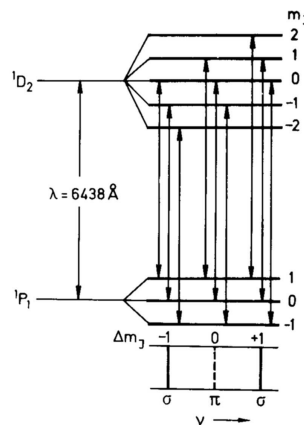


Abbildung 1: Aufspaltung der Linien beim ZEEMAN-Effekt bei der roten Cadmium-Linie

Der normale ZEEMAN-Effekt tritt wie geschildert bei Zuständen auf, bei denen kein Spinnmagnetismus vorhanden ist. Es sind also zumindest zwei Elektronen beteiligt, deren Spins sich kompensieren. Er lässt sich nach LORENTZ mit der klassischen Elektronentheorie erklären.

Klassische Erklärung nach Lorentz Im Rahmen der klassischen Theorie interpretiert man die Emission von Licht als das Resultat einer Elektronenschwingung. Das strahlende Elektron wird als linearer Oszillator betrachtet, der zufällig zu den Magnetfeldlinien

2. Theorie zum Versuch

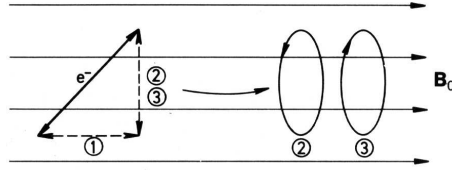


Abbildung 2: Klassische Erklärung der Aufspaltung beim normalen ZEEMAN-Effekt

des äusseren Feldes ausgerichtet ist. Die lineare Oszillation wird aufgeteilt in drei Komponenten: Komponente 1 schwingt parallel zur Feldrichtung, die Komponenten 2 und 3 schwingen kreisförmig in einer Ebene senkrecht zum Feld in umgekehrten Richtungen (Abbildung 2). Ohne das äussere Feld ist die Frequenz aller drei Oszillatoren identisch mit der Frequenz ω_0 des Ausgangselektrons.

Durch das äussere Feld erfahren die Komponenten jedoch verschiedene Kräfte:

- Komponente 1 erfährt keine Kraft, die Frequenz bleibt konstant. Der Oszillator emittiert linear polarisiertes Licht mit Polarisationssebene parallel zur Feldrichtung.
- Die Komponenten 1 und 2 werden beschleunigt oder abgebremst um den Betrag

$$\Delta\omega = \frac{e}{2m_e} B_0 = \frac{\mu_B}{\hbar} B_0 \quad (12)$$

und emittieren somit zirkular polarisiertes Licht der Frequenz $\omega_0 \pm \Delta\omega$.

Klassisch lässt sich dies leicht aus den Bewegungsgleichungen des Elektrons in kartesischen Koordinaten erkennen

$$\begin{aligned} m\ddot{x} + m\omega_0^2 x - eB_0\dot{y} &= 0 \\ m\ddot{y} + m\omega_0^2 y + eB_0\dot{x} &= 0 \\ m\ddot{z} + m\omega_0^2 z &= 0 \end{aligned} \quad (13)$$

die mit der Substitution $u = x + iy$ und $v = x - iy$ unter der Voraussetzung $eB_0/2m \ll \omega_0$ durch

$$\begin{aligned} u &= u_0 \exp(i(\omega_0 - eB_0/2m)t) \\ v &= v_0 \exp(i(\omega_0 + eB_0/2m)t) \\ z &= z_0 \exp(i\omega_0 t) \end{aligned} \quad (14)$$

gelöst werden.

Zusammenfassend erhält man also eine unverschobene, linear polarisierte Komponente mit Schwingungsebene parallel zum Magnetfeld, die π -Komponente genannte wird ($\pi \triangleq$ parallel) und zwei verschobene, zirkular polarisierte Komponenten, die mit σ^+ und σ^- bezeichnet werden ($\sigma \triangleq$ senkrecht). Für die π -Komponente erwartet man als HERTZschen Dipol keine Abstrahlung in Magnetfeldrichtung und die σ^\pm -Komponenten sollten in Beobachtungsrichtung senkrecht zum Magnetfeld linear polarisiert sein.

2. Theorie zum Versuch

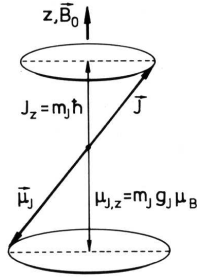


Abbildung 3: Vektor-Diagramm zum normalen ZEEMAN-Effekt

Semiklassische Beschreibung mit dem Vektormodell Im Rahmen des Vektormodells präzediert der Gesamtdrehimpulsvektor \vec{J} und damit das magnetische Moment $\vec{\mu}_j$ um die Feldrichtung des äusseren Magnetfeldes \vec{B}_0 (Abbildung 3). Durch das Magnetfeld erhält das Atom eine Zusatzenergie, wobei beim normalen ZEEMAN-Effekt $J = L$ gilt:

$$V_{m_J} = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{B}_0 = m_J \mu_B B_0 \text{ mit } m_J = J, \dots, -J \quad (15)$$

Daher wird die $(2J + 1)$ -fache Entartung aufgehoben und jeder Term spaltet sich in $2J + 1$ äquidistante Komponenten auf. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Komponenten ist $\Delta E = \mu_B B_0$, d.h. $\Delta \nu = \frac{e}{4\pi m_e} B_0$. Berücksichtigt man nun noch die Auswahlregeln für optische Übergänge, genauer $\Delta m_J = 0, \pm 1$, so erhält man immer drei Linien, da immer mehrere Übergänge dieselbe Energiedifferenz haben.

2.2.2. Anomaler Zeeman-Effekt

Die semiklassische Betrachtung bleibt beim anomalen ZEEMAN-Effekt gültig, allerdings muss beachtet werden, dass der gesamte Atommagnetismus eine Superposition von Spin- und Bahnmagnetismus ist. Die Terme zwischen denen ein Übergang stattfindet können also nicht durch J alleine beschrieben werden, sondern es sind beide Quantenzahlen L und S nötig.

In Gleichung (15) tritt damit noch der LANDE-Faktor g_J auf, der beim normalen ZEEMAN-Effekt immer konstant Eins war:

$$V_{m_J} = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{B}_0 = g_J m_J \mu_B B_0 \text{ mit } m_J = J, \dots, -J \quad (16)$$

Eine genauere Betrachtung, die hier jedoch nicht aufgeführt werden soll, da für das Experiment nur der normale ZEEMAN-Effekt entscheidend ist, liefert für diesen Faktor:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (17)$$

2.2.3. Paschen-Back-Effekt

Bei stärkeren äusseren Magnetfeldern als sie beim ZEEMAN-Effekt vorliegen, wird die Kopplung von Bahn- und Spindrehmoment mit dem äusseren Magnetfeld grösser als

2. Theorie zum Versuch

die Kopplung der beiden untereinander, d.h. der Spin-Bahn-Kopplung. Die komplizierte Aufspaltung, wie sie beim anomalen ZEE-MAN-Effekt auftritt, vereinfacht sich dann wieder. Das Magnetfeld löst die Feinstruktur-Kopplung und \vec{L} und \vec{S} präzidieren einzeln um die Magnetfeldrichtung. Der Gesamtdrehimpuls \vec{J} verliert somit seine Bedeutung. Die Komponenten von Bahn- und Spindrehmoment in Feldrichtung sind einzeln gequantelt und für die zusätzliche potentielle Energie ergibt sich

$$V_{m_S, m_L} = (g_L m_L + g_S m_S) \mu_B B_0 \approx (m_L + 2m_S) \mu_B B_0 \quad (18)$$

Mit den üblichen Auswahlregeln kommt es damit wieder zu einer Tripletstruktur der Spektrallinien.

2.3. Termschema des Cadmiums

Das Termschema des Cadmiums ist in Abbildung (4) dargestellt. Cadmium hat die Elektronenkonfiguration $[\text{Ar}]3d^{10}4s^2$ und als Element der 2. Nebengruppe nur abgeschlossene Schalen. Der Gesamtspin ist somit $\vec{S} = 0$ und nach 2.2 tritt damit der normale ZEE-MAN-Effekt auf.

Bei der im Experiment betrachteten roten Linie handelt es sich um den Übergang 1D_2 nach 1P_1 mit der unverschobenen Wellenlänge von 643,8 nm. Das heisst für die Quantenzahlen

$$S = 0, L = 2, J = 2 \longrightarrow S = 0, L = 1, J = 1$$

2.4. Spektroskopie

Neben der Aufspaltung des Lichtes unter Ausnutzung der Dispersion bei Prismenspektralapparaten besteht die Möglichkeit die Interferenz des Lichtes zur Aufspaltung nach Wellenlängen zu nutzen.

Bei allen Interferenzerscheinungen ist die sogenannte Kohärenz der interferierenden Lichtquellen wesentlich. Von kohärenten Lichtquellen spricht man, wenn die Phasenverschiebung der Wellenzüge einen zeitlich konstanten Wert annimmt. Natürliche Lichtquellen emittieren zunächst kein kohärentes Licht, da an den Emissionsvorgängen sehr viele verschiedene Atome beteiligt sind, die kurze Wellenzüge aussenden. Insofern haben verschiedene Strahlen im Allgemeinen eine nicht konstante Phasenbeziehung.

Durch geeignete Reflexion von zwei eng benachbarten Strahlenbündeln kann auch das Licht einer natürlichen Lichtquelle so in zwei Teilstrahlen aufgespalten werden, dass diese kohärent zueinander sind. Eine Möglichkeit besteht darin, das Licht an der Ober- und Unterseite einer planparallelen Platte reflektieren zu lassen. Die beiden Teilstrahlen haben dann verschieden lange Wege zurückgelegt und somit eine konstante Phasendifferenz, die vom Reflexionswinkel abhängt. Desweiteren kommt es bei der Reflexion im Allgemeinen zu einem Phasensprung von π , da der eine Teilstrahl am Übergang zum dichteren Medium, der andere am Übergang zum dünneren Medium reflektiert wurde.

Je nach Wert der Phasendifferenz entstehen am Beobachtungsort Intefferenzmaxima oder -minima, die genutzt werden können, um Rückschlüsse auf die Wellenlänge des einfallenden Lichtes zu ziehen.

2. Theorie zum Versuch

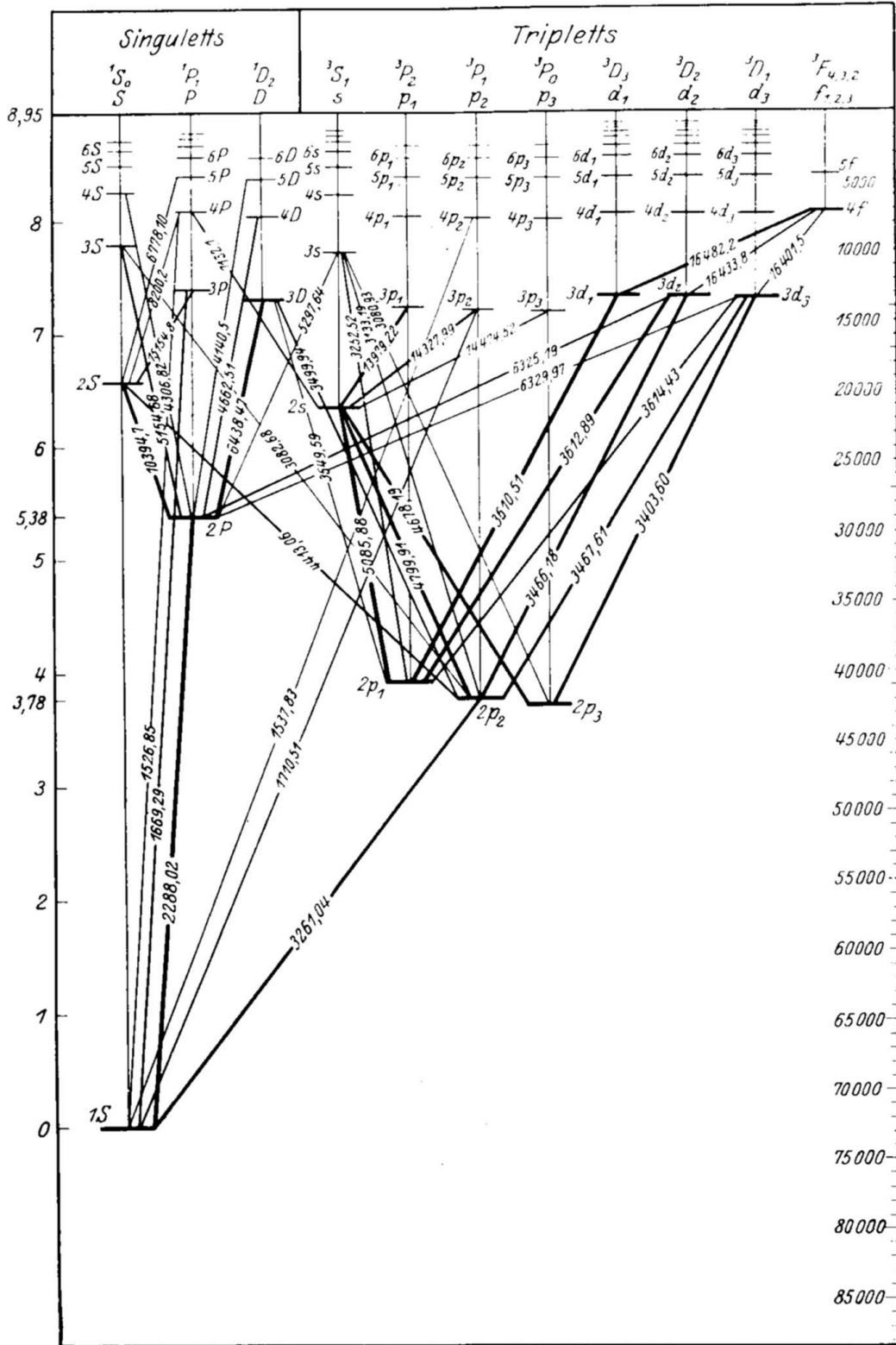


Abbildung 4: Termschema des Cadmiums

2.4.1. Fabry-Perot-Interferometer

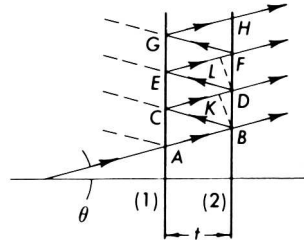


Abbildung 5: Strahlengang beim FABRY-PEROT-Interferometer

Das FABRY-PEROT-Interferometer besteht aus zwei planparallelen Glasplatten im Abstand d , die an ihrer Innenseite metallbedampft sind. Zwischen diesen beiden „Spiegeln“, die auch als *Etalon* bezeichnet werden, kommt es zur Vielfachreflexion des einfallenden Lichtes. Ein unter dem Winkel θ einfallender Lichtstrahl wird somit in mehrere Teilstrahlen aufgespalten, die in Abbildung (5) mit $AB, CD, EF \dots$ bezeichnet sind. Der Gangunterschied zwischen zwei benachbarten Strahlen AB und CD ist gegeben durch

$$\delta = BC + CK \quad (19)$$

Elementargeometrische Überlegungen führen zu

$$CK = BC \cos(2\theta) \quad (20)$$

$$d = BC \cos(\theta) \quad (21)$$

so dass sich für den Gangunterschied

$$\delta = BC + BC \cos(2\theta) = 2BC \cos^2(\theta) = 2d \cos(\theta) \quad (22)$$

ergibt. Konstruktive Interferenz, d.h. Interferenzmaxima, treten auf, wenn der Gangunterschied ein Vielfaches der Wellenlänge ist. Somit erhält man die sogenannte fundamentale Interferometer-Gleichung

$$k\lambda = 2d \cos(\theta), \quad k \in \mathbb{N} \quad (23)$$

wobei man k als die Ordnung des Interferenzmaximums bezeichnet. Wenn der Brechungsindex des Mediums zwischen den Platten von $n = 1$ abweicht, muss vor d noch der Faktor n eingefügt werden. Nicht berücksichtigt bei dieser Betrachtung wurde die Brechung des Lichtes beim Übergang zwischen Glasplatte und Spalt und umgekehrt. θ ist also strenggenommen der Winkel zwischen dem Lot auf die Platten und den Strahlen im Innern.

Die von B, D, F, \dots austretenden parallelen Strahlen werden durch eine Linse, die hinter den Platten angeordnet ist, fokussiert (siehe Abbildung 6). Da das System rotationsinvariant bezüglich der optischen Achse ist, erhält man Ringe um diese Achse. Wenn f die Brennweite der Linse ist, ergibt sich für den Radius

$$r = f \tan(\theta) \simeq f\theta \quad (24)$$

2. Theorie zum Versuch

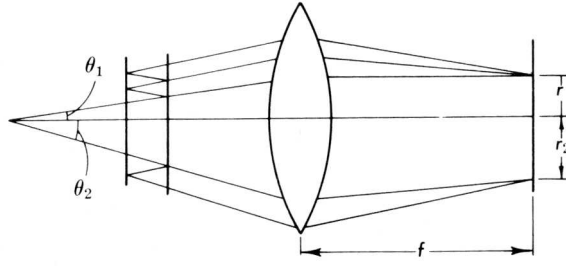


Abbildung 6: Strahlengang bei der Fokussierungslinse

Da Interferenz zwischen Strahlen auftritt, die unter dem Winkel θ zum Lot auf die Platten, einfallen, können absolut parallele Strahlen keine Ringe hervorrufen. Weil man jedoch nur sehr kleine Winkel misst, lässt man einen annähernd parallelen Strahl auf das Etalon fallen. Wie Abbildung (7) zeigt sind die beiden Aussenseiten der Glasplatten gegenüber den Innenseiten leicht um etwa $0,1^\circ$ geneigt, um weitere Vielfachreflexionen zu verhindern.

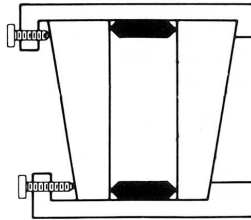


Abbildung 7: FABRY-PEROT-Etalon: Die Neigung der Glasplatten ist stark überhöht dargestellt

Die Intensität der Interferenzringe und der Kontrast zum Untergrund kann folgendermaßen abgeschätzt werden. Sei dazu T der Transmissions- und R der Reflexionskoeffizient, für die bei verschwindender Absorption an der Grenzfläche $R + T = 1$ gilt und A die Amplitude der einfallenden Strahlung, so dass deren Intensität $I_0 = A^2$ ist. Die Intensitäten der transmittierten Strahlen B und D lauten dann

$$\begin{aligned} I_B &= (AT)^2 = I_0 T^2 \\ I_D &= (ARRT)^2 = I_0 R^4 T^2 \end{aligned}$$

Die Amplituden zwischen benachbarten Strahlen nimmt also wie R^2 ab und man erhält somit keine scharfen Maxima, wenn nicht $R \simeq 1$. Damit wird zwar T kleiner, es kann jedoch über mehr Einzelstrahlen summiert werden. Die AIRYSche Formel gibt die Gesamtintensität unter Berücksichtigung der Phasenverschiebungen

$$I_T = \left(\sum_{i=1}^{\infty} A_i \right)^2 = I_0 \frac{T^2}{(1-R)^2} \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2(\delta/2)} \quad (25)$$

2. Theorie zum Versuch

mit der Phasenverschiebung $\delta = 2\pi \frac{2d}{\lambda} \cos \theta$ zwischen zwei Strahlen. Bei einem Maximum ($\delta = 0, 2\pi, \dots$) also

$$I_{T_{max}} = I_0 \frac{T^2}{(1-R)^2} \quad (= I_0 \text{ ohne Absorption}) \quad (26)$$

und bei einem Minimum

$$I_{T_{min}} = I_0 \frac{T^2}{(1+R)^2} \quad \left(= I_0 \frac{(1-R)^2}{(1+R)^2} \text{ ohne Absorption} \right) \quad (27)$$

was bedeutet, dass man für $R \simeq 1$ sehr gute Kontrastverhältnisse erreichen kann. Man bezeichnet den Faktor $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$ auch als *Finesse-Koeffizient*, der die Schärfe der Interferenzringe beschreibt.

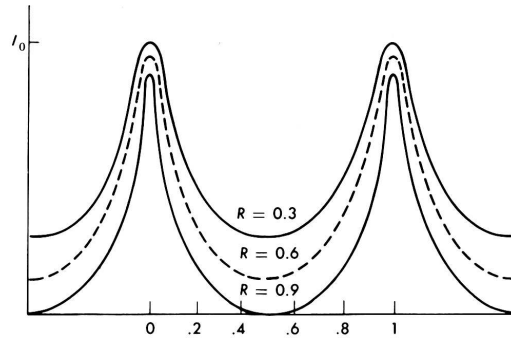


Abbildung 8: Intensitätsverteilung der Maxima beim FABRY-PEROT-Interferometer: Aufgetragen ist die relative Intensität gegen den Radius in Einheiten einer Ordnung für verschiedene Reflektionskoeffizienten

Nach Gleichung (24) haben die Interferenzringe k . Ordnung den Radius $r = f\theta_k$, wobei θ_k nach (23) durch

$$k = \frac{2d}{\lambda} \cos \theta_k = k_0 \cos \theta_k = k_0 \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\theta_k}{2} \right) \simeq k_0 \left(1 - \frac{\theta_k^2}{2} \right) \quad (28)$$

gegeben ist. Die Näherung ist zulässig, da man nur kleine Winkel betrachtet. Um Maxima zu erhalten, muss k ganzzahlig sein. Da jedoch $k_0 = \frac{2d}{\lambda}$ im Allgemeinen keine Ganzzahl ist, erhält man im Zentrum ($\theta = 0$) im Allgemeinen auch kein Maximum.

Wenn k_1 die Ordnung des ersten sichtbaren Interferenzringes ist, dann ist $k_1 < k_0$, da nach obiger Definition $k_1 = k_0 \cos \theta_1$. Man setzt daher $k_1 = k_0 - \epsilon$ mit $0 < \epsilon < 1$. Damit erhält man die Ordnung des p . Ringes zu

$$k_p = (k_0 - \epsilon) - (p - 1) \quad (29)$$

Unter dem Auflösungsvermögen eines Interferometers versteht man die kleinste Wellenlängendifferenz, die noch getrennt dargestellt werden kann. Nach dem RAYLEIGH-Kriterium sind zwei Wellenlängen λ und $\lambda + \Delta\lambda$ dann noch zu trennen, wenn das erste Interferenzminimum von λ mit dem Hauptmaximum von $\lambda + \Delta\lambda$ zusammenfällt.

2. Theorie zum Versuch

Das Auflösungsvermögen eines FABRY-PEROT-Interferometers erhält man über (23)

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{k}{2d \cos \theta}$$

durch Differentiation:

$$\Delta \bar{\nu} = \frac{\Delta k}{2d} \left(\frac{1}{\cos \theta} - \frac{k \sin \theta}{\cos^2 \theta} \right) \approx \frac{\Delta k}{2d} \quad (30)$$

wobei Δk den Bruchteil einer Ordnung angibt, um den zwei Ringe gegeneinander verschoben sind, die noch getrennt werden können. Dieses hängt von der Qualität der Glasp-latten, d.h. dem Kontrastverhältnis, der Justierung und Fokussierung des Systems, sowie den relativen Intensitäten der zwei zu trennenden Komponenten ab.

Betrachtet man das Kontrastverhältnis, welches aus der AIRY-Formel (25) folgt, so erhält man

$$\delta \bar{\nu} = \frac{1}{2d} \frac{1-R}{\pi \sqrt{R}} \quad (31)$$

Die *Finesse* \mathcal{F} stellt das Verhältnis zwischen dem Abstand benachbarter Ringe und der Halbwertsbreite (FWHM) dar. Mit dieser Definition erhält man, wenn man die Phasenverschiebung des k . Maximums als $\delta = 2k\pi \pm \frac{\epsilon}{2}$ schreibt, wobei ϵ die Phasenverschiebung zwischen Maximum und Halbwertspunkt ist

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{F}}{2} = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R} \quad (32)$$

2.5. Magnetfeldmessung und weitere Methoden

Im vorliegenden Experiment wird zu Magnetfeldmessung eine HALL-Sonde eingesetzt. Das Prinzip der HALL-Sonde soll hier nur kurz angerissen werden, da es sich um Basiswissen handelt, das mit dem eigentlichen Experiment nur sekundär zusammenhängt. Bei einer HALL-Sonde wird im wesentlichen ausgenutzt, dass auf ein bewegtes Elektron in einem Magnetfeld eine LORENTZ-Kraft senkrecht zur Feldrichtung wirkt. Das bedeutet, dass ein Strom, der durch ein homogenes Magnetfeld fließt, senkrecht zur Flussrichtung (und senkrecht zur Feldrichtung) abgelenkt wird. Somit kommt es in einem geeigneten Leitermaterial zu einer Ladungstrennung, die ein Gegenfeld hervorruft. Es stellt sich sehr schnell ein Gleichgewicht ein, so dass sich senkrecht zur Feldrichtung die sogenannte HALL-Spannung ausbildet. Für diese gilt

$$U_H = \alpha |\vec{B}| \quad (33)$$

wobei die Proportionalitätskonstante insbesondere vom Leitermaterial abhängt. Für HALL-Sonden kommen Halbleiter zum Einsatz.

Desweiteren sollen im Versuch die Polarisations-eigenschaften der drei Komponenten des ZEEMAN-Tripletts analysiert werden. Hierzu werden ein Polarisationsfilter und ein $\lambda/4$ -Plättchen benutzt. Ein Polarisationsfilter besteht in der Regel aus einer Folie, bei die Elektronen insbesondere in einer Richtung schwingen können. Daher kommt es in dieser Richtung besonders zur Anregung von Dipolschwingungen und somit zur Absorption von

2. Theorie zum Versuch

linear polarisiertem Licht mit entsprechender Polarisationssebene. Ein Polarisationsfilter kann somit zum Nachweis von linear polarisiertem Licht und der Analyse der Polarisationsrichtung verwendet werden.

Ein $\lambda/4$ -Plättchen verfügt über zwei optische Achsen mit unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Daher kommt es beim Durchtritt einer Welle zu einer Verschiebung der Phasen der Komponenten des Wellenvektors. Fällt linear polarisiertes Licht mit einem Winkel von 45° zwischen der Polarisationssebene und den beiden Achsen auf das Plättchen, so ergibt sich nach dem Durchtritt zirkular polarisiertes Licht. Umgekehrt tritt zirkular polarisiertes Licht linear polarisiert aus dem Plättchen aus.

2.6. Literaturwerte

Die benötigten Literaturwerte stammen aus [HaW] und wurden auf so viele signifikante Stellen angegeben, dass die Genauigkeit weit über der des Versuchs liegt. Somit können alle Werte als fehlerfrei angesehen werden.

- Lichtgeschwindigkeit $c = 2,9979 \cdot 10^8$ m/s
- Elementarladung $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ C
- Ruhemasse des Elektrons $m_e = 9,1094 \cdot 10^{-31}$ kg
- PLANCKSches Wirkungsquantum $h = 6,6268 \cdot 10^{-34}$ Js
- BOHRsches Magneton $\mu_B = 9,2740 \cdot 10^{-24}$ Am²

3. Das Experiment

Die folgenden Abschnitte beschreiben den verwendeten Versuchsaufbau und die Durchführung des Experiments. Die Fehlerrechnung zu den einzelnen Berechnungen findet sich der Übersicht halber im Anhang.

3.1. Aufbau

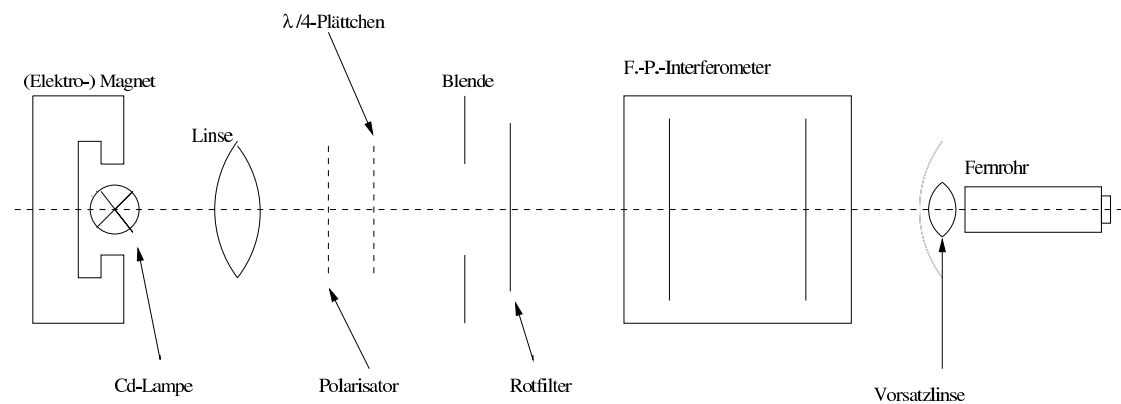


Abbildung 9: Schematischer Versuchsaufbau

Der Aufbau besteht im Wesentlichen aus einer optischen Bank, auf der Sammellinse, Rotfilter, das FABRY-PEROT-Interferometer und ein Fernrohr zur Beobachtung der Ringe angeordnet sind. Desweiteren steht eine Cadmium-Lampe zur Verfügung, die zwischen den Polschuhen eines grossen Elektromagneten fixiert werden kann. Abbildung (9) zeigt den schematischen Versuchsaufbau. Die einzelnen Komponenten sollen nun näher vorgestellt werden.

Die Cadmium-Lampe besitzt eine eigene Spannungsversorgung, an der keine Einstellungen vorgenommen werden mussten. Neben der Halterung für die Cadmium-Lampe verfügt der Eisenkern des Elektromagneten über eine kleine Bohrung, die es ermöglicht die Cadmium-Lampe auch in Feldrichtung zu beobachten.

Eine Linse wird verwendet, um das Licht der Lampe auf der dahinter angebrachten Blende zu fokussieren. Ein Rotfilter wird eingesetzt, um die restlichen Teile des Cadmiumspektrums auszublenden, so dass im Fernrohr nur die Interferenzringe der roten Cadmium-Linie sichtbar sind. Zur qualitativen Untersuchung der Polarisations-eigenschaften der drei aufgespaltenen Linien kommt eine Kombination aus Polarisator und

3. Das Experiment

$\lambda/4$ -Plättchen zum Einsatz.

Das FABRY-PEROT-Etalon besteht im Wesentlichen aus zwei auf der Innenseite bedampften Glasscheiben, die zur Grobeinstellung mit drei Servomotoren verschoben werden können. Die Servos sind an einen per Hand bedienbaren Dynamo angeschlossen. Zur Feinjustierung können die Spiegel mittels dreier PIEZO-Kristalle verfahren werden. Hierzu steht eine Steuerbox zur Verfügung, die es ermöglicht die an den Kristallen anliegende Spannung einzeln zu variieren.

3.2. Kalibrierung der Messapparatur

Vor der eigentlichen Messung ist eine Kalibrierung des Versuchsaufbaus nötig. Diese umfasst die Messung der Erregerkurve des Elektromagneten, um eine Zuordnung zwischen Spulenstrom und Magnetfeld am Ort der Lampe zu erhalten. Das macht zunächst eine Kalibrierung der HALL-Sonde mit Eichmagneten notwendig. Danach muss das FABRY-PEROT-Etalon justiert werden, damit sich ausgeprägte Interferenzringe ergeben. Zur Auswertung der Messung ist ausserdem die Kenntnis des Spiegelabstandes nötig, weshalb dieser zum Schluss ausgemessen wurde. In diesem Protokoll wird diese Messung daher vor der eigentlichen Messung beschrieben.

Die Kalibrierung der HALL-Sonde erfolgte mit drei Eichmagneten. Zunächst wurde an die Hallsonde ein Strom von $I_H = 0,20\text{A}$ angelegt, der während der weiteren Messung konstant gehalten wurde. Für die HALL-Spannung ergab sich ein Offset von etwa $-0,008\text{ V}$, der dadurch herausgerechnet wurde, dass die HALL-Sonde jeweils in beiden Richtungen verwendet wurde. Damit erhält man die beiden Spannungen $U_+ = U_0 + U_H$ und $U_- = U_0 - U_H$ aus denen sich die eigentliche Hallspannung zu $U_H = \frac{1}{2}(U_+ - U_-)$ ergibt. Für die weitere Messung benötigt man die Proportionalitätskonstante

$$\alpha = \frac{U_+ - U_-}{2B} \quad (34)$$

Die Messung der Hallspannung wurde mit einem KEITHLEY-Digitalmultimeter ausgeführt. Die Eichmagnete enthielten Aussparungen in die die HALL-Sonde eingeschoben werden konnte. Die Magnete wiesen jedoch einen teilweise erheblichen Gradienten auf, so dass sorgfältig darauf geachtet werden musste, dass sich die Halbleiterschicht der HALL-Sonde an der Position der maximalen Feldstärke befand.

3.2.1. Kalibrierung der Hall-Sonde

Abbildung 10 zeigt die Hallspannung U_H aufgetragen gegen die Feldstärke der Eichmagneten. Die Abweichung der Feldstärke wurde mit 1 mT abgeschätzt, da diese selbst keine Fehlerangabe enthielten. Lineare Regression der drei Messpunkte lieferte für die Proportionalitätskonstante

$$\alpha = (0,197 \pm 0,011)\text{V/T} \quad (35)$$

3. Das Experiment

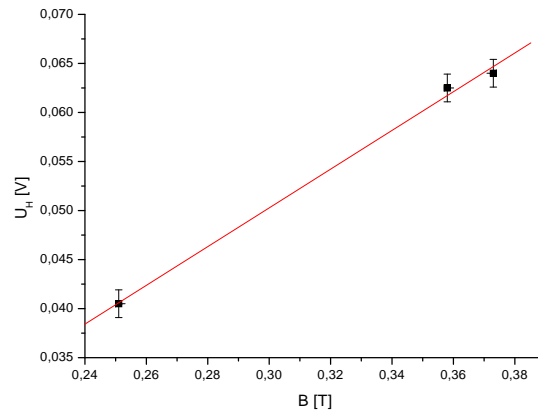


Abbildung 10: Kalibrierkurve der HALL-Sonde

3.2.2. Erregerkurve des Elektromagneten

Die Messung wurde analog zur Kalibrierung der HALL-Sonde ausgeführt. Dazu wurde die Cadmium-Lampe aus der Halterung am Polschuh des Magneten entfernt und die HALL-Sonde an die Position gehalten, an der sich der Glaskolben der Lampe befand. Wie oben wurde jeweils wieder U_+ und U_- gemessen, in dem die Sonde umgedreht wurde.

Auch bei dieser Messung wurde die Position der Hallsonde leicht variiert, um abschätzen zu können, um welchen Wert die Feldstärke im Bereich der Ausdehnung der Cadmium-Lampe schwangt. Der Glaskolben der Cadmium-Lampe ist zwar nur klein (ca. 1 cm) es war jedoch zu erwarten, dass das Feld des Magneten in diesem Bereich nicht vollständig homogen ist. Die angenommene Abweichung der Spannungsmessung von U_+ und U_- von 2 mV enthält daher auch schon eine Abschätzung der räumlichen Variationen des Magnetfeldes. Die Spannungen wurden mit der Proportionalitätskonstanten α aus (34) und (35) gemäss der Beziehung $B = \frac{U_+ - U_-}{2\alpha}$ in die Magnetfeldstärke umgerechnet.

Zur Messung des Spulenstroms stand nur die Analoganzeige der Stromquelle zur Verfügung, die leider nur eine sehr grobe Skalierung besitzt. Das Potentiometer zur Einstellung des Stromes liess zwar eine sehr viel genauere Einstellung zu, jedoch konnte der Strom nur sehr ungenau gemessen werden. Die Messung des Magnetfeldes in den folgenden Versuchsteilen liesse sich also verbessern, wenn ein genaueres Amperemeter verwendet würde. Das Amperemeter der Stromquelle wies darüberhinaus einen Offset bei völlig heruntergedrehter Betriebsspannung auf, der sich auch in der Strom-Magnetfeld-Kalibrierkurve widerspiegelt.

Abbildung 11 zeigt die gemessene Magnetfeldstärke am Ort der Cadmiumlampe aufgetragen gegen den Spulenstrom. Die Abweichung der Feldstärke wurde per Fehlerfortpflanzung ermittelt (siehe Anhang). Im Diagramm ist deutlich zu erkennen, dass die Erregerkurve des Elektromagneten für hohe Ströme (> 8 A) leicht abflacht, man also den Sättigungsbereich erreicht. Es wurde ein Geradenfit durchgeführt, bei dem die

3. Das Experiment

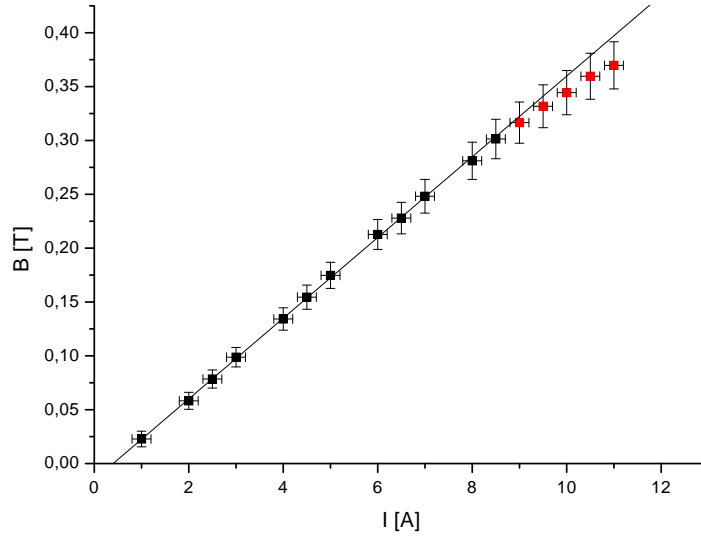


Abbildung 11: Erregerkurve des Elektromagneten: Bei der Geradenregression wurden die oberen fünf Punkte nicht berücksichtigt, da die Kurve hier abflacht

oberen fünf Punkte nicht berücksichtigt wurden, da hier das Abflachen der Kurve einsetzt. Die Regressionsgerade geht nicht durch den Ursprung, da das Amperemeter wie beschrieben einen Offset zeigte. Der Fit liefert folgende Ergebnisse

$$B = -(0,0195 \pm 0,0009)T + (0,0375 \pm 0,0002)T/A \cdot I \quad (36)$$

3.2.3. Maximaler Spiegelabstand

Um eine möglichst genaue Messung der Linien-Aufspaltung durchführen zu können, sollten die Abstände der Interferenzringe möglichst gross sein. Andererseits darf aber der Interferenzring der, zu höheren Wellenlängen verschobenen, Linie nicht mit dem Interferenzring der, zu einer niedrigeren Wellenlänge verschobenen, Linie einer höheren Ordnung überlappen. Damit ergibt sich ein maximaler Abstand der beiden Spiegel des FABRY-PEROT-Etalons.

Nach Gleichung (23) gilt

$$2d \cos(\theta) = k\lambda = k \frac{c}{\nu} \quad (37)$$

Für zwei Linien, die wie oben beschrieben zusammenfallen, gilt somit

$$k \frac{c}{\nu - \Delta\nu} = (k + 1) \frac{c}{\nu + \Delta\nu} \quad (38)$$

wobei $\Delta\nu$ die Frequenz-Verschiebung der Linie durch ZEEMAN-Aufspaltung ist. Wenn

3. Das Experiment

man berücksichtigt, dass man in hoher Ordnung misst, also $2k + 1 \approx 2k$, folgt daraus

$$(2k + 1)\Delta\nu \approx 2k\Delta\nu = \nu \quad (39)$$

Aus (37) erhält man direkt $k = 2d\frac{\nu}{c} \cos \theta \leq 2d\frac{\nu}{c}$, und damit die Bedingung

$$d \leq \frac{c}{4\Delta\nu} \quad (40)$$

Berücksichtigt man noch die in (12) berechnete Grösse der ZEEMAN-Aufspaltung der Energieniveaus, so erhält als Bedingung für den Spiegelabstand in unserem Fall

$$d \leq \frac{hc}{4\mu_B B} \quad (41)$$

In der weiteren Messung wird nur im linearen Bereich der Erregerkurve (Abbildung 11) gemessen, so dass man eine maximale Feldstärke von 350 mT annehmen kann, was einen maximalen Spiegelabstand von $d \leq 1,5$ cm ergibt.

3.2.4. Messung des Spiegelabstandes

Die Messung des Spiegelabstandes wurde am Schluss des Versuchs durchgeführt, soll jedoch an dieser Stelle beschrieben werden, da der Spiegelabstand in die weitere Auswertung einfließt. Zur Messung wurde das Fernrohr aus seiner bisherigen Position auf der optischen Achse der Aparatur entfernt und senkrecht zu dieser auf einer zweiten optischen Bank aufgestellt. Somit war es möglich die beiden Spiegel von der Seite zu betrachten. Auf das Fernrohr wurde eine Vorsatzlinse aufgesetzt, um in diesem geringen Abstand ein scharfes Bild zu erhalten. Das Fernrohr wurde auf den Rand der Spiegel scharfgestellt und dann auf ein Blatt Milimeterpapier gerichtet, ohne dabei die Fokussierung des Teleskops zu verändern. Durch Veränderung des Abstandes zwischen Fernrohr und Milimeterpapier wurde dieses scharf eingestellt. Somit war es möglich den Spiegelabstand mit der im Okular des Teleskops angebrachten Skala abzulesen und diese dann mittels des Milimeterpapiers in bekannte Einheiten umzurechnen. Die Messung wurde von beiden Experimentatoren getrennt durchgeführt, um Ablesefehler auszuschliessen. Es ergaben sich folgende Abstände

Spiegelabstand [Skt.]	Skalierung [Skt./10mm]	Spiegelabstand [mm]
14,5±0,1	14,5±0,1	10,0±0,1
14,4±0,1	14,5±0,1	9,9±0,1

Für die weitere Analyse wurde daher ein Spiegelabstand von 10,0±0,1 mm angenommen. Dieser Abstand erfüllt das in Abschnitt 3.2.3 ermittelte Kriterium für den maximalen Spiegelabstand.

3. Das Experiment

3.2.5. Justierung des Fabry-Perot-Interferometers

Die Grobjustierung des FABRY-PEROT-Interferometers musste nicht ausgeführt werden, da das Interferometer noch ausreichend justiert war. Da das Interferometer jedoch sehr empfindlich gegen Erschütterungen ist und im Laufe des Versuchs auch eine Drift zeigte, die möglicherweise auf Temperaturschwankungen zurückgeführt werden kann, musste die Feinjustierung während des Versuchs mehrfach wiederholt werden. Alle Arbeitsschritte sollen im Folgenden jedoch erklärt werden, auch wenn der dritte nicht ausgeführt wurde.

1. Fernrohrjustierung
2. Fokussierung des Lichts der Cadmium-Lampe auf die Irisblende
3. Grobjustierung des FABRY-PEROT-Etalons
4. Feinjustierung: Mit den drei PIEZO-Aktuatoren wurden die Spiegel so weiter gekippt, dass die Interferenzringe in allen Richtungen gleichmässig scharf zu erkennen waren. Dazu wurde jeweils an einem Piezo die Spannung leicht variiert und dann überprüft in welche Richtung sich der Bereich grösserer Schärfe bewegte. Iterativ konnte so ein scharfes Bild der Ringe erzeugt werden, bei dem alle Ringe etwa gleiche Dicke aufwiesen. Mit der Fokussierung des Fernrohres konnte weiterhin die Schärfe des Gesamtbildes erhöht werden.

Durch leichtes Verdrehen des Fernrohres konnte der sichtbare Bereich des Musters je nach Messung leicht verändert werden. Zumeist wurde der Ausschnitt so gewählt, dass der innere Ring vollständig im Bildfeld zu erkennen war, um hiermit den Mittelpunkt des Musters bestimmen zu können, die Ringe höherer Ordnung jedoch nur im einseitigen Ausschnitt zu sehen waren, um die Zahl der Ringe, die sich im Bereich der Okularskala befanden, zu maximieren.

3.3. Versuchsdurchführung und Auswertung der Ergebnisse

Die nachfolgenden Abschnitte beschreiben das durchgeführte Versuchsprogramm in chronologischer Reihenfolge. Die Auswertung der Messergebnisse folgt jeweils im unmittelbaren Anschluss.

Bei allen Messungen machten sich drei Punkte besonders negativ bemerkbar. Zum Einen fällt die rote Farbe der Cadmium-Linie in einen für das Auge nicht besonders günstigen Wellenlängenbereich, so dass sich Streulicht von Aussen besonders unangenehm bemerkbar macht und die Interferenzringe für das Auge keinen starken Kontrast darstellen. Zum Zweiten besaß das Okular des Fernrohres nur eine nicht-beleuchtete Skala, was das Ablesen wesentlich erschwerte, da bei vollständig abgedunkeltem Hintergrund die Skala nicht mehr zu erkennen war. Insofern musste die Hintergrundbeleuchtung schwach eingeschaltet bleiben, was jedoch wiederum dazu führte, dass die Interferenzringe teilweise nur noch sehr schwach oder gar nicht mehr zu erkennen waren. Zum anderen wurden durch das häufige Umschalten der Hintergrundbeleuchtung Erschütterungen und

3. Das Experiment

Temperaturdifferenzen erzeugt, die die Drift des FABRY-PEROT-Interferometers erklären können. Als dritter Punkt muss die visuelle Schwäche der beiden Experimentatoren genannt werden, die die Messung weiterhin erschwerte.

3.3.1. Zusammenhang zwischen Ringordnung und -radius

Beim FABRY-PEROT-Interferometer besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Ordnung eines Interferenzringes und dem Quadrat des Radius. Aus den Gleichung (28) und (29) erhält man für den Radius des p . Interferenzringes

$$r_p^2 = \frac{2f^2}{k_0}(p - 1 + \epsilon) \quad (42)$$

wobei f die Brennweite des Fernrohres, $k_0 = \frac{2d}{\lambda}$ und ϵ eine Konstante zwischen Null und Eins ist. Dieser Zusammenhang gilt für eine feste Wellenlänge und wird daher im entarteten Fall, d.h. ohne äusseres Magnetfeld ausgemessen.

Abbildung 12 zeigt die Quadrate der Ringradien für die innersten Ringe des Interferenzbildes. Der lineare Zusammenhang konnte sehr gut bestätigt werden, was auch an den Korrelationskoeffizienten von $R = 0,99962$ bzw. $R = 0,99984$ sichtbar wird. Es wurden zwei Messungen ausgeführt, wobei einmal die Radien der Ringe links vom Mittelpunkt und dann rechts davon ausgemessen wurden. Bei der zweiten Messung konnten nur sechs Ringe ausgemessen werden, da das Fernrohr, wie in Abschnitt 3.2.5 beschrieben, leicht neben das Zentrum des Interferenzmusters ausgerichtet wurde. Eine erste Messung der Ringradien wurde verworfen, da hierbei zu langsam gemessen wurde und sich Abweichungen durch die Drift des Interferometers ergaben.

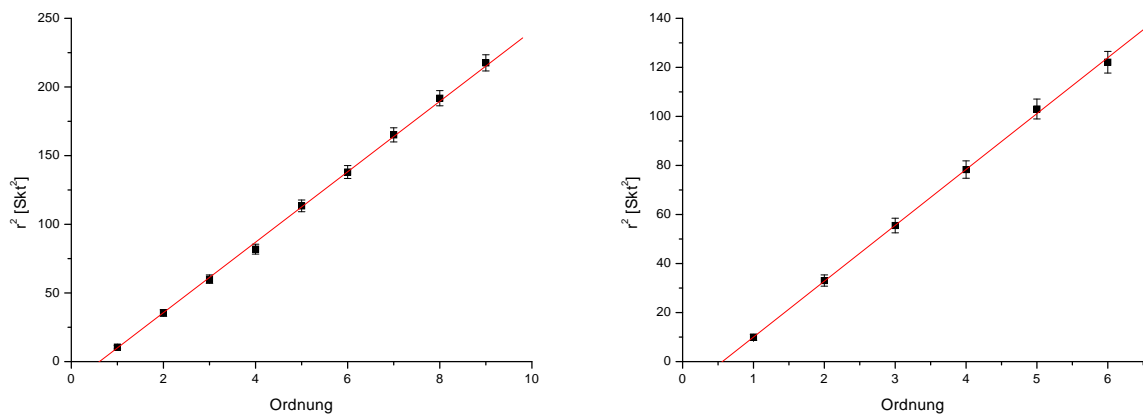


Abbildung 12: Zusammenhang zwischen Ringordnung und- radius: Strenggenommen handelt es sich nicht um die Ordnung k , sondern um die Nummer p des Ringes

Die Radien sind in Skalenteilen angegeben, wobei für die Abweichung 0,2 Skalenteile, d.h. 2 Unterstriche der Skala angenommen wurde. Dies berücksichtigt sowohl die Ab-

3. Das Experiment

leseungenauigkeit durch die Breite der Interferenzringe als auch Ungenauigkeiten durch die Umrechnung der Schnittpunkte mit der Skala in den Abstand zum Mittelpunkt. Die gemessenen Werte, sowie die Formeln zu Fehlerrechnung finden sich im Anhang.

3.3.2. Linienaufspaltung bei festem Magnetfeld

Nach der generellen Untersuchung der Eigenschaften des FABRY-PEROT-Interferometers in den vorangegangenen Abschnitten beginnt nun die eigentliche Messung zum ZEEMAN-Effekt. Zunächst wird die Aufspaltung der Linie bei Erhöhung der Feldstärke des äusseren Magnetfeldes beobachtet. Im weiteren Versuch soll die unverschobene Linie ausgeblendet werden, um eine bessere Trennung der σ^+ und σ^- -Komponente zu erhalten. Da die Abstrahlung der π -Komponente Dipolcharakteristik aufweist (siehe 2.2.1) kann sie leicht ausgeblendet werden, in dem die Quelle in Feldrichtung beobachtet wird. Der Polschuh des Elektromagneten weist dazu eine entsprechende Bohrung auf.

Um auf eine Kalibrierung der Fernrohr-Skala verzichten zu können wird zunächst der Fall äquidistanter Abstände der Interferenzringe betrachtet. In diesem Fall ist $\Delta k = \frac{1}{2}$, da die Abstände der Frequenzen eine halbe Ordnung betragen. Nach Gleichung (30) gilt dann

$$\Delta \bar{\nu} \approx \frac{\Delta k}{2d} = \frac{1}{4d} \quad (43)$$

$\Delta \bar{\nu}$ ist hier der doppelte Wert der ZEEMAN-Aufspaltung, da man die Abstände der beiden σ^\pm -Komponenten betrachtet. Also $\Delta \bar{\nu} = \frac{\Delta \nu}{c} = 2 \frac{\mu_B}{hc} B_0$. Damit kann man das BOHRsche Magneton berechnen zu

$$\mu_B = \frac{hc}{8dB_0} \quad (44)$$

wobei B_0 die Stärke des äusseren Magnetfeldes bei äquidistanten Ringen ist.

Die Erkennung, bei welcher Stromstärke des Elektromagneten äquidistante Ringe gegeben sind, ist allerdings schwierig und hängt vom subjektiven Eindruck des Beobachters ab. Daher wurde die Messung mehrere Male von beiden Experimentatoren ausgeführt, um einen statistisch verwertbaren Wert zu erhalten. Auf eine Fehlerangabe wurde verzichtet, sondern dieser aus der Streuung der einzelnen Messwerte ermittelt. Dies schien bei der sehr grossen Streuung der Werte gerechtfertigt. Die Messungen wurden jeweils im wahrsten Sinne des Wortes als Blindmessungen durchgeführt, da das Amperemeter im verdunkelten Raum nicht sichtbar war. Es ergaben sich für die Stromstärken durch den Elektromagneten folgende Werte

Messung	1	2	3	4	5	6
I_0 [A]	6,7	6,2	6,0	6,7	6,3	7,0

Daraus ergibt sich eine Stromstärke von $I_0 = (6,48 \pm 0,38)$ A. Über die Fitparameter der Geradenregression (36) an die Erregerkurve des Elektromagneten (Abbildung 11) erhält man die Feldstärke zu

$$B_0 = 224 \pm 14 \text{ mT} \quad (45)$$

(Fehlerrechnung siehe Anhang)

3. Das Experiment

Gleichung (44) gibt damit das BOHRsche Magneton

$$\mu_B = (1,11 \cdot 10^{-23} \pm 0,07 \cdot 10^{-23}) \text{ Am}^2 \quad (46)$$

Dieser Wert fällt gegenüber dem Literaturwert von $\mu_B = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ Am}^2$ zu gross aus, der erwartete Wert liegt jedoch innerhalb von 3σ .

Aus dem gemessenen Wert für das BOHRsche Magneton μ_B lässt sich direkt das Verhältnis e/m_e ermitteln durch

$$\begin{aligned} \frac{e}{m_e} &= \mu_B \frac{2}{\hbar} = \mu_B \frac{4\pi}{h} \\ &= 2,11 \cdot 10^{11} \pm 0,14 \cdot 10^{11} \text{ C/kg} \end{aligned}$$

Dabei wird der relative Fehler der Messung von μ_B fortgeschrieben, so dass auch dieser Wert über dem Literaturwert von $e/m_e = 1,759 \text{ C/kg}$ liegt.

3.3.3. Linienaufspaltung als Funktion der Magnetfeldstärke

Während im letzten Versuchsteil eine besonders ausgezeichnete Feldstärke gesucht wurde, wird in diesem Teil explizit die Abhängigkeit der Linienaufspaltung vom äusseren Magnetfeld untersucht. Dazu werden die Ringradien bei verschiedenen Spulenströmen gemessen und die Ströme mittels der aufgenommenen Erregerkurve in die Magnetfeldstärke umgerechnet. Der Spulenstrom wurde zwischen drei und acht Ampere variiert, da für geringere Ströme noch keine Aufspaltung sinnvoll messbar war und man für grössere Ströme den linearen Bereich der Erregerkurve verlässt.

Die Auswertung der Ringradien findet mittels des nachfolgenden Verfahrens statt. Aus Gleichung (42) ergibt sich für das Verhältnis zwischen den RADIUSQUADRATEN des p . und $(p+1)$. Ringes

$$\frac{r_{p+1}^2}{r_{p+1}^2 - r_p^2} = \frac{p + \epsilon}{p + \epsilon - (p - 1 + \epsilon)} = p + \epsilon \quad (47)$$

Bezeichnet man nun den Radius des p . Ringes der σ^- -Komponente mit $r_{p,-}$ und entsprechend der σ^+ -Komponente mit $r_{p,+}$ so erkennt man leicht, dass die beiden folgenden Konstanten Δ_- und Δ_+ für die Komponenten gleich sind, da die Wellenlängen beider Komponenten quasi gleich sind

$$\Delta_{\pm} = r_{(p+1),\pm}^2 - r_{p,\pm}^2 = \frac{2f^2}{k_{0\pm}} = \frac{f^2 \lambda_{\pm}}{d} \quad (48)$$

Somit haben die beiden Komponenten den Abstand Δk in Bruchteilen einer Ordnung

$$\Delta k = \epsilon_+ - \epsilon_- = \frac{r_{(p+1),+}^2}{r_{(p+1),+}^2 - r_{p,+}^2} - \frac{r_{(p+1),-}^2}{r_{(p+1),-}^2 - r_{p,-}^2} = \frac{r_{(p+1),+}^2 - r_{(p+1),-}^2}{\Delta} \quad (49)$$

Gemäss (30) ist der Abstand in Wellenzahlen zweier Ringe, die den Bruchteil Δk einer Ordnung von einander entfernt sind $\Delta \bar{\nu} \approx \frac{\Delta k}{2d}$. Womit man für die gesuchte Frequenzdifferenz zwischen der σ^+ und der σ^- -Komponente erhält

$$\Delta \nu = c \Delta \bar{\nu} = \frac{c}{2d} \frac{r_{p,+}^2 - r_{p,-}^2}{\Delta} \quad (50)$$

3. Das Experiment

In diesem Versuchsteil wurde der Durchmesser der Interferenzringe bestimmt, in dem bei jedem Ring der rechte und der linke Schnittpunkt mit der Okularskala abgelesen wurde. Bei der weiteren Rechnung wurde jeweils eine Ungenauigkeit von 0,3 Skalenteilen für den Durchmesser angesetzt. Genauer war eine Ablesung unter den gegebenen Umständen, d.h. ohne beleuchtete Skala, nicht möglich.

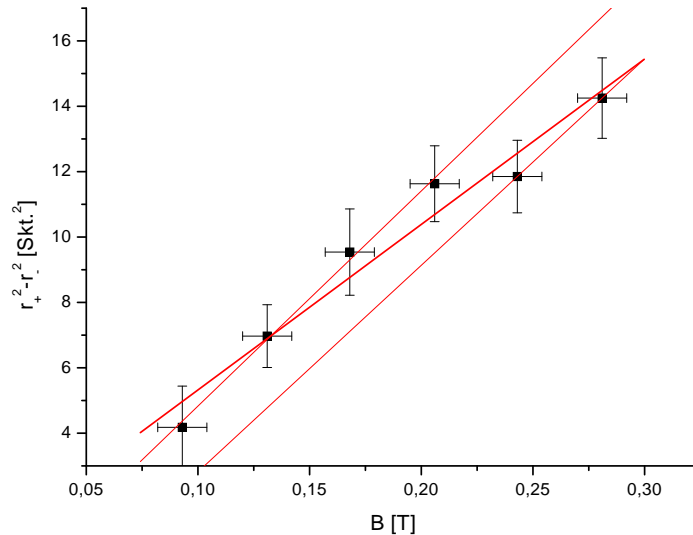


Abbildung 13: Differenz der Radienquadrate gegen Magnetfeld

Abbildung 13 zeigt die Differenz der Radienquadrate der Interferenzringe aufgetragen gegen das äussere Magnetfeld. Von den Radienquadraten wurde für die einzelnen Feldstärken jeweils das gewichtete Mittel gebildet. Die verwendeten Formeln und die gemessenen Werte finden sich im Anhang. Der gemessene Spulenstrom wurde mit den Fitergebnissen der Erregerkurve in die Magnetfeldstärke umgerechnet. Auch hierbei wurde die übliche Fehlerfortpflanzung verwendet.

Auffällig am Diagramm ist die Verschiebung der beiden oberen Messpunkte. Legt man eine Regressionsgeraden durch die vier unteren Punkte und eine Gerade durch die beiden oberen Punkte, so zeigt sich, dass diese völlig parallel verlaufen. Es liegt daher der Verdacht nahe, dass die beiden oberen Messwerte um einen konstanten Wert nach unten verschoben sind. Dies könnte auf einen Fehler bei der Datenanalyse hindeuten, ein solcher konnte jedoch nicht gefunden werden. Auch eine Veränderung der Messapparatur zwischen der Aufnahme der einzelnen Punkte ist unwahrscheinlich, da der unterste Punkt (entsprechend 3 A Spulenstrom) nach den beiden obersten Punkten aufgenommen wurde und somit auch eine solche Verschiebung aufweisen sollte was jedoch nicht der Fall ist. Insofern scheint es sich tatsächlich um eine statistische Abweichung der beiden Messpunkte zu handeln, was mit den ermittelten Fehlerbalken durchaus verträglich

3. Das Experiment

wäre.

Auch mit der grösseren Abweichung der beiden obersten Messpunkte bestätigt die Messung jedoch den erwarteten linearen Zusammenhang. Allerdings weisen die einzelnen Punkte relativ grosse Einzelfehler auf, was die Aussagekraft der Geradenregression ein wenig reduziert. Die Geradenregression liefert folgendes Ergebnis

$$r_+^2 - r_-^2 = (0,26 \pm 1,00) \text{ Skt.}^2 + (50,61 \pm 5,09) \text{ Skt.}^2/T \cdot B \quad (51)$$

Der Vollständigkeit halber sollen noch die Daten der beiden Geraden durch die unteren vier bzw. die oberen zwei Punkte angegeben werden:

$$\begin{aligned} (r_+^2 - r_-^2)_A &= (-1,75 \pm 0,46) \text{ Skt.}^2 + (65,78 \pm 2,98) \text{ Skt.}^2/T \cdot B \\ (r_+^2 - r_-^2)_B &= (-3,50 \pm 0) \text{ Skt.}^2 + (63,16 \pm 0) \text{ Skt.}^2/T \cdot B \end{aligned}$$

Die Differenz der σ^+ und σ^- -Komponente entspricht der doppelten ZEEMAN-Aufspaltung $\Delta\nu = 2\delta\nu$. Somit erhält man mit (50) für das BOHRsche Magneton

$$\mu_B = h \frac{\delta\nu}{B_0} = \frac{h \Delta\nu}{2 B_0} = \frac{h c}{2} \frac{1}{2d \Delta} \frac{r_+^2 - r_-^2}{B_0} \quad (52)$$

Den letzten Quotienten erhält man aus der Geradenregression. Die Konstante Δ wurde nach Gleichung (48) ermittelt und dann der einfache Mittelwert aus allen Ergebnissen berechnet. Die Unsicherheit von Δ wurde einfach aus der Streuung der Einzelwerte bestimmt ($\Delta = 21,74 \pm 2,02 \text{ Skt}^2$). Man erhält auf diese Weise

$$\mu_B = (11,6 \pm 1,6) \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2 \quad (53)$$

was sich in derselben Grössenordnung wie der mit konstanten Magnetfeld ermittelte Wert befindet.

3.3.4. Beobachtung der Aufspaltung in transversaler und longitudinaler Richtung

Wie bereits beschrieben kann die unverschobene π -Komponente vollständig ausgeblendet werden, wenn in longitudinaler Richtung zum Magnetfeld beobachtet wird. Mit dieser Beobachtung lässt sich sehr eindrucksvoll die Dipolcharakteristik dieser Komponente zeigen.

Um die Polarisations-eigenschaften zu studieren wurde zunächst wieder in transversaler Richtung zum Magnetfeld beobachtet. Anfänglich waren dabei alle drei Komponenten gut zu erkennen. Die Drehung des Polarisationsfilters führte entweder zu einer Ausblendung der beiden verschobenen Linien oder der unverschobenen Linie. Dies zeigt, dass die σ^\pm -Komponenten in transversaler Beobachtungsrichtung tatsächlich linear polarisiert sind und senkrecht auf der π -Komponente stehen.

Zur genaueren Analyse der beiden verschobenen Linien wurde in longitudinaler Beobachtungsrichtung die Positionen von $\lambda/4$ -Plättchen und Polarisationsfilter getauscht. Mit dieser Anordnung ist es möglich die Eigenschaften von zirkular polarisiertem Licht zu analysieren, da das $\lambda/4$ -Plättchen das zirkular polarisierte Licht in linear polarisiertes Licht umwandelt. Bei Drehung des $\lambda/4$ -Plättchens gegenüber dem Polarisationsfilter

3. *Das Experiment*

konnte man schwach erkennen, wie die eine verschobene Linie schwächer wurde, während die andere heller wurde, was jedoch nur zu erraten war. Bei weiterer Drehung kehrte sich der Effekt um. Diese Beobachtung lässt sich damit deuten, dass die beiden Komponenten links- bzw. rechtszirkular polarisiert sind.

4. Fazit

- Die Eigenschaften des FABRY-PEROT-Interferometers konnten studiert werden und an Hand der roten Cadmium-Linie nachvollzogen werden. Insbesondere konnte der lineare Zusammenhang zwischen der Rinordnung und dem Quadrat der Ringradien gut demonstriert werden.
- Die qualitativen Eigenschaften, wie z.B. Polarisationsrichtung, der ZEEMAN- Aufspaltung der Emissionslinie im äusseren Magnetfeld konnten untersucht werden und entsprachen den theoretischen Erwartungen. Die quantitative Bestimmung des Zusammenhangs zwischen Magnetfeldstärke und Grösse der Aufspaltung bestätigte die Vorhersagen im Rahmen der Messgenauigkeiten. Die daraus ermittelten Werte für das BOHRsche Magneton und die spezifische Elektronenladung wichen leicht nach oben ab, was sich jedoch durch die relativ ungenaue Kenntnis des wahren Magnetfeldes am Ort des Atoms und die Schwierigkeiten bei der visuellen Aufnahme der Daten erklären lässt.
- Die Genauigkeit des Experimentes könnte wesentlich gesteigert werden, wenn zum Einen eine genauere Messung des Spulenstromes möglich wäre, was die Bestimmung der Magnetfeldstärke verbessern würde. Zum Anderen wäre eine beleuchtete Okularskala von Nutzen, da hiermit die Ablesegenauigkeit der Interferenzringradien signifikant verbessert werden könnte.

Christian Dehne

Sebastian Fleischmann

A. Fehlerrechnung

- Abweichung der Hallspannung

$$\Delta U_H = \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta U_+)^2 + (\Delta U_-)^2} \quad (54)$$

- Abweichung der Magnetfeldstärke B bei der Erregerkurve

$$\frac{\Delta B}{B} = \sqrt{\left(\frac{\Delta U_H}{U_H}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha}\right)^2} \quad (55)$$

- Abweichung des Quadrates des Ringradius

$$\Delta(r^2) = 2r \Delta r \quad (56)$$

- Abweichung der Magnetfeldstärke

$$\Delta B = \sqrt{(\Delta a)^2 + I^2(\Delta b)^2 + b^2(\Delta I)^2} \quad (57)$$

wobei a und b die Fitparameter der Geradenregression an die Erregerkurve des Elektromagneten sind

- Abweichung der Differenz der Quadrate des inneren und äusseren Interferenzringes bei der Aufspaltung im Magnetfeld

$$\Delta(r_+^2 - r_-^2) = 2\sqrt{(r_+ \Delta r_+)^2 + (r_- \Delta r_-)^2} \quad (58)$$

- Gewichteter Mittelwert

1. Wichtungsfaktor $w_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$

2. gewichtetes Mittel $\bar{x} = \frac{\sum w_i x_i}{\sum w_i}$

3. Standardabweichung des Mittelwertes $\sigma_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{\sum w_i}$

B. Messtabellen

1. Kalibrierung der Magnetfeldstärke

B. Messtabellen

I A	U_+ mV	U_- mV	U_H mV	B mT	ΔB mT
1,0±0,2	-4±2	-13±2	5	23	7
2,0±0,2	3±2	-20±2	12	58	8
3,0±0,2	11±2	-28±2	20	99	9
4,0±0,2	18±2	-35±2	27	134	10
5,0±0,2	26±2	-43±2	35	175	12
6,0±0,2	33±2	-51±2	42	213	14
7,0±0,2	41±2	-57±2	49	248	16
8,0±0,2	47±2	-64±2	56	281	17
9,0±0,2	54±2	-71±2	63	317	19
10,0±0,2	60±2	-76±2	68	344	21
11,0±0,2	65±2	-81±2	73	370	22
8,5±0,2	51±2	-68±2	60	301	18
9,5±0,2	57±2	-74±2	66	332	20
10,5±0,2	63±2	-79±2	71	360	21
2,5±0,2	7±2	-24±2	16	79	8
4,5±0,2	22±2	-39±2	31	154	11
6,5±0,2	37±2	-53±2	45	228	15

2. Radienquadrate der Interferenzringe

p	Position Maximum Skt.	r Skt.	Δr Skt.	r^2 (Skt.) ²	$\Delta(r^2)$ (Skt.) ²
1	-1,5	3,3	0,2	10,6	1,3
2	1,2	6,0	0,2	35,4	2,4
3	3	7,8	0,2	60,1	3,1
4	4,3	9,1	0,2	81,9	3,6
5	5,9	10,7	0,2	113,4	4,3
6	7	11,8	0,2	138,1	4,7
7	8,1	12,9	0,2	165,1	5,1
8	9,1	13,9	0,2	191,8	5,5
9	10	14,8	0,2	217,6	5,9
p	Position Maximum Skt.	r Skt.	Δr Skt.	r^2 (Skt.) ²	$\Delta(r^2)$ (Skt.) ²
1	1,7	3,2	0,2	9,9	1,3
2	-0,9	5,8	0,2	33,1	2,3
3	-2,6	7,5	0,2	55,5	3,0
4	-4	8,9	0,2	78,3	3,5
5	-5,3	10,2	0,2	103,0	4,1
6	-6,2	11,1	0,2	122,1	4,4

Das linke und rechte Maximum des innersten Kreises befand sich bei der ersten Messung bei -8,0 bzw. -1,5 Skalenteilen, sodass sich der Mittelpunkt bei -4,8 Skalen-

B. Messtabellen

teilen ergibt. Bei der zweiten Messung galt 8,0 Skt. bzw. 1,7 Skt., d.h. Mittelpunkt bei 4,9 Skalenteilen.

3. Radien der Interferenzringe in Abhängigkeit vom Magnetfeld

I A	p	A Skt	B Skt	r_- Skt	Δr_- Skt	A Skt	B Skt	r_+ Skt	Δr_+ Skt	$r_+^2 - r_-^2$ Skt ²	Δ_+	Δ_-
0	1	-2,8	4,9	3,9	0,15							
	2	-5,2	7,1	6,2	0,15							
	3	-6,7	8,6	7,7	0,15							
	4	-7,9	10,0	9,0	0,15							
4	1	-1,2	3,3	2,3	0,15	-2,3	4,4	3,4	0,15	$6,2 \pm 1,2$	21,3	18,9
	2	-3,8	6,0	4,9	0,15	-4,7	6,7	5,7	0,15	$8,5 \pm 2,3$	20,1	20,2
	3	-5,6	7,7	6,7	0,15	-6,2	8,3	7,3	0,15	$8,3 \pm 3,0$	17,2	17,4
	4	-6,8	8,9	7,9	0,15	-7,4	9,3	8,4	0,15	$8,1 \pm 3,4$		
										$6,97 \pm 0,96$		
5	1	-2,5	4,5	3,5	0,15	-3,7	5,7	4,7	0,15	$9,8 \pm 1,8$	20,8	20,8
	2	-4,7	6,8	5,8	0,15	-5,5	7,6	6,6	0,15	$9,8 \pm 2,6$	16,4	18,1
	3	-6,1	8,2	7,2	0,15	-6,6	8,8	7,7	0,15	$8,2 \pm 3,2$		
										$9,54 \pm 1,32$		
6	1	-1,1	3,6	2,4	0,15	-3,0	5,3	4,2	0,15	$11,7 \pm 1,4$	23,1	23,6
	2	-4,3	6,5	5,4	0,15	-5,3	7,4	6,4	0,15	$11,2 \pm 2,5$	22,9	22,0
	3	-6,1	8,2	7,2	0,15	-6,9	9,0	8,0	0,15	$12,1 \pm 3,2$		
										$11,63 \pm 1,16$		
7	1		4,2	2,1	0,15	-2,0	6,0	4,0	0,15	$11,6 \pm 1,4$	23,7	23,2
	2	-3,2	7,3	5,3	0,15	-4,3	8,3	6,3	0,15	$12,1 \pm 2,5$	24,3	23,6
	3	-5,1	9,2	7,2	0,15	-6,0	10,0	8,0	0,15	$12,9 \pm 3,2$		
										$11,85 \pm 1,11$		
8	1	-0,5	4,5	2,5	0,15	-2,4	6,6	4,5	0,15	$14,0 \pm 1,5$	24,6	24,0
	2	-3,5	7,5	5,5	0,15	-4,7	8,7	6,7	0,15	$14,6 \pm 2,6$	23,2	23,0
	3	-5,3	9,3	7,3	0,15	-6,2	10,3	8,3	0,15	$14,8 \pm 3,3$		
										$14,25 \pm 1,23$		
3	1	-1,5	5,5	3,5	0,15	-2,0	6,1	4,1	0,15	$4,2 \pm 1,6$	23,9	23,2
	2	-3,9	8,0	6,0	0,15	-4,3	8,4	6,4	0,15	$4,9 \pm 2,6$	22,1	23,9
	3	-5,7	9,7	7,7	0,15	-5,9	9,9	7,9	0,15	$3,1 \pm 3,3$		
										$4,18 \pm 1,26$		