



**TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DRESDEN**

**Fakultät Physik**

Physikalisches Grundpraktikum

Versuch: **ZE**

Aktualisiert: am 29.04.2024

# Zeeman-Effekt

## Inhaltsverzeichnis

<b>1 Aufgabenstellung</b>	<b>2</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1 Halbklassische Einleitung . . . . .	2
2.2 Normaler Zeeman-Effekt . . . . .	3
2.3 Anomaler Zeeman-Effekt . . . . .	4
2.4 Fabry-Pérot Interferometer . . . . .	5
<b>3 Versuchsdurchführung</b>	<b>7</b>
3.1 Kalibrieren des Magneten und Justieren des Spektrometers . . . . .	7
3.2 Normaler Zeeman-Effekt: Polarisation . . . . .	8
3.3 Normaler Zeeman-Effekt: Bestimmung des Bohrschen Magnetons . . . . .	8
3.4 Anomaler Zeeman-Effekt . . . . .	9
<b>Fragen</b>	<b>10</b>
<b>Literatur</b>	<b>10</b>

## 1 Aufgabenstellung

1. Kalibrieren Sie die magnetische Flussdichte des Permanentmagneten mit der Hallsonde.
2. Erzeugen Sie ein scharfes Interferenzbild des Fabry-Pérot Etalons.
3. Bestimmen Sie die Polarisierungen der verschiedenen Übergangslinien in transversaler und longitudinaler Geometrie um die  $\lambda_n = 643,847$  nm Linie.
4. Bestimmen Sie die Aufspaltung der Linien für verschiedene Felder und bestimmen Sie das Bohrsche Magneton  $\mu_B$ .
5. Bestimmen Sie die Anzahl der Linien in transversaler und longitudinaler Geometrie und deren Polarisation um die  $\lambda_n = 508,588$  nm Linie. Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit Ihren Beobachtungen der roten  $\lambda_n = 643,847$  nm Linie.

## 2 Grundlagen

Cadmium besitzt den elektronischen Grundzustand  $[\text{Kr}]4d^{10}5s^2$ . Die vier inneren Schalen sind voll besetzt und tragen keinen Gesamtdrehimpuls oder Gesamtspin. An den hier beobachteten optischen Übergängen nehmen nur die  $5s$ -Elektronen teil, da sie die kleinsten Anregungsenergien haben. Die inneren Schalen sind also auch in angeregten Zuständen voll besetzt und sollen daher in den folgenden Betrachtungen vernachlässigt werden.

Kleinbuchstaben  $\vec{l}$  und  $\vec{s}$  stehen im Folgenden für Bahndrehimpulse und Spins einzelner Elektronen. Großbuchstaben  $\vec{L} = \sum \vec{l}_i$  und  $\vec{S} = \sum \vec{s}_i$  für die Summen von Bahndrehimpulsen und Spins, also Gesamtdrehimpulse oder Gesamtspins mehrerer Elektronen in atomaren Zuständen. Mit  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$  wird die Summe von Gesamtdrehimpuls und Gesamtspin in einem Zustand bezeichnet und heißt Gesamtdrehimpuls. Zugehörige Quantenzahlen sind mit dem Betrag der Vektoren verknüpft und werden mit den gleichen Buchstaben bezeichnet. So gilt zum Beispiel für die Quantenzahl  $L$  des Gesamtdrehimpulses:  $|\vec{L}| = \hbar\sqrt{L(L+1)}$ . Die Quantenzahl der Projektionen eines Drehimpulses oder Spins in eine Richtung wird  $m_L$  oder  $M_L$  genannt. Die Groß- bzw Kleinschreibweise dieser magnetischen Quantenzahlen orientiert sich an der Schreibweise der Drehimpulse. Als tiefgestelltes  $I$  steht das Symbol der korrespondierenden Drehimpulsquantenzahl.  $M_S$  ist also beispielsweise eine magnetische Quantenzahl des Gesamtspins.

Die beiden Elektronen im  $5s^2$  Zustand haben die gleichen räumlichen Quantenzahlen. Sie müssen sich in einem Spinsingulettzustand befinden. Die Situation ist mit dem Grundzustand des Heliums  $1s^2$  vergleichbar. Ein Singulettzustand ist gekennzeichnet durch die Spinquantenzahl  $S = 0$ . Die Spins der Elektronen sind antiparallel und kompensieren sich. Ohne Gesamtspin verschwindet auch das damit verknüpfte magnetische Moment. In einem Triplettzustand ist die Quantenzahl des Gesamtspins  $S = 1$ . Man spricht von parallelen Spins.

### 2.1 Halbklassische Einleitung

In einer klassischen Betrachtungsweise der Bewegung eines Elektrons auf einer Kreisbahn stellt dieses einen Kreisstrom

$$I = -e \frac{v}{2\pi r}$$

dar. Dabei ist  $-e$  die bewegte Ladung des Elektrons,  $v$  die Bahngeschwindigkeit und  $r$  der Radius der Kreisbahn. Dieser Kreisstrom erzeugt ein magnetisches Moment

$$\vec{\mu} = I\vec{A} = I\pi r^2 \vec{n} = -ev \frac{r}{2} \vec{n}. \quad (1)$$

$|A|$  ist die von der Kreisbahn umschlossene Fläche und  $\vec{n}$  deren Normalenvektor. Der Bahndrehimpuls eines Elektrons der Masse  $m_e$  lautet

$$\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p} = m_e \vec{r} \times \vec{v} = m_e r v \vec{n}. \quad (2)$$

Durch Vergleich von Gleichung 1 und 2 erhält man eine Beziehung zwischen magnetischem Moment und Bahndrehimpuls:

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e} \vec{l}. \quad (3)$$

Bringt man ein magnetisches Moment in ein Magnetfeld  $\vec{B}$ , so ist dessen potentielle Energie gegeben durch

$$E = -\vec{\mu} \vec{B}. \quad (4)$$

Um einen nützlichen Zusammenhang zwischen der potentiellen Energie des rotierenden Elektrons im magnetischen Feld und dessen Bahndrehimpuls zu erhalten, benutzt man die Quantenbedingungen  $|\vec{l}| = \hbar \sqrt{l(l+1)}$  und  $l_z = m_l \hbar$  mit ganzzahligen  $l \geq 0$  und  $-l \leq m_l \leq l$ . Nun definiert man die Richtung des äußeren Feldes als  $z$ -Richtung und setzt Gleichung 3 in 4 ein:

$$E = \frac{e}{2m_e} l_z B_z = \frac{e}{2m_e} \hbar m_l B. \quad (5)$$

Den Faktor  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$  wird Bohrsches Magneton genannt. Die ohne äußeres Magnetfeld entarteten  $2l+1$  Zustände zu unterschiedlichem  $m_l$  erfahren also im Feld eine zusätzliche Energie von

$$E_{m_l} = \mu_B m_l B. \quad (6)$$

## 2.2 Normaler Zeeman-Effekt

Im Versuchsteil zum normalen Zeeman-Effekt werden Übergänge zwischen  $3^1D_2$  und  $2^1P_1$  Zuständen der beiden äußeren Hüllelektronen beobachtet. Ein Term  $n^{(2S+1)}X_J$  bezeichnet dabei atomare Zustände und ist folgendermassen zu verstehen:  $n$  bezeichnet die Schale in der sich das angeregte Elektron befindet, wenn man die Schale des Grundzustandes als erste Schale zählt.  $(2S+1)$  wird Multiplizität des Zustandes genannt. Die Multiplizität des Singulettzustandes ist also 1 und die des Triplettzustandes 3. Die Großbuchstaben  $X$  stehen für die Quantenzahl des Gesamtbahndrehimpulses  $L$  ( $X = S$  für  $L = 0$ ,  $X = P$  für  $L = 1$ ,  $X = D$  für  $L = 2$ , ...). Zuletzt wird tiefgestellt die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses  $J$  hinzugefügt. Beispielsweise bezeichnet  $3^1D_2$  als einen Zustand in dem die Elektronen keinen Gesamtspin tragen und einen Gesamtbahndrehimpuls zur Quantenzahl  $L = 2$ , die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses ist  $J = 2$ . Ein Elektron wurde energetisch in die siebente Schale gehoben.  $3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$  steht also für Übergänge von Singulett Zuständen. Sowohl im Anfangs- als auch im Endzustand ist kein Gesamtspin vorhanden und das magnetische Moment des Systems wird durch den Bahndrehimpuls bestimmt:

$$\vec{\mu}_L = -\frac{e}{2m_e} \vec{L} = -\frac{\mu_B}{\hbar} \vec{L} \quad (7)$$

Der Betrag des Bahndrehimpulses wird durch die ganze Quantenzahl  $L \geq 0$  bestimmt:  $|\vec{L}| = \hbar \sqrt{L(L+1)}$ . Die potentielle Energie des magnetischen Momentes in einem Magnetfeld  $\vec{B}$  entlang der  $z$ -Richtung wird durch  $E_{M_L} = M_L \mu_B B$  gegeben (vergleiche klassische Einführung).  $M_L$  ist die Quantenzahl der Projektion des Bahnmomentes auf die  $z$ -Achse und kann die Werte  $M_L = -L, M_L = -L+1, \dots, M_L = L$  annehmen. Im Zustand  $3^1D_2$  ist  $L = 2$  und  $M_L$  kann die Werte  $0, \pm 1, \pm 2$  annehmen. Jeder der fünf durch  $M_L$  charakterisierten Zustände hat eine individuelle Energie im äußeren Feld  $\vec{B}$ . Analog spalten die drei ohne Feld entarteten  $2^1P_1$  Zustände im äußeren Magnetfeld auf. Der Abstand zweier benachbarter Niveaus beträgt dabei immer  $\Delta E = \mu_B B$ . Die Auswahlregeln für elektrische Dipolübergänge verlangen  $\Delta M_L = 1, 0, -1$ . Es können also 3 energetisch äquidistante Übergangsenergien beobachtet werden. Eine Zusammenfassung der Aufspaltung beider Singulettzustände im Feld und der erlaubten Übergänge befindet sich in Abbildung 1.

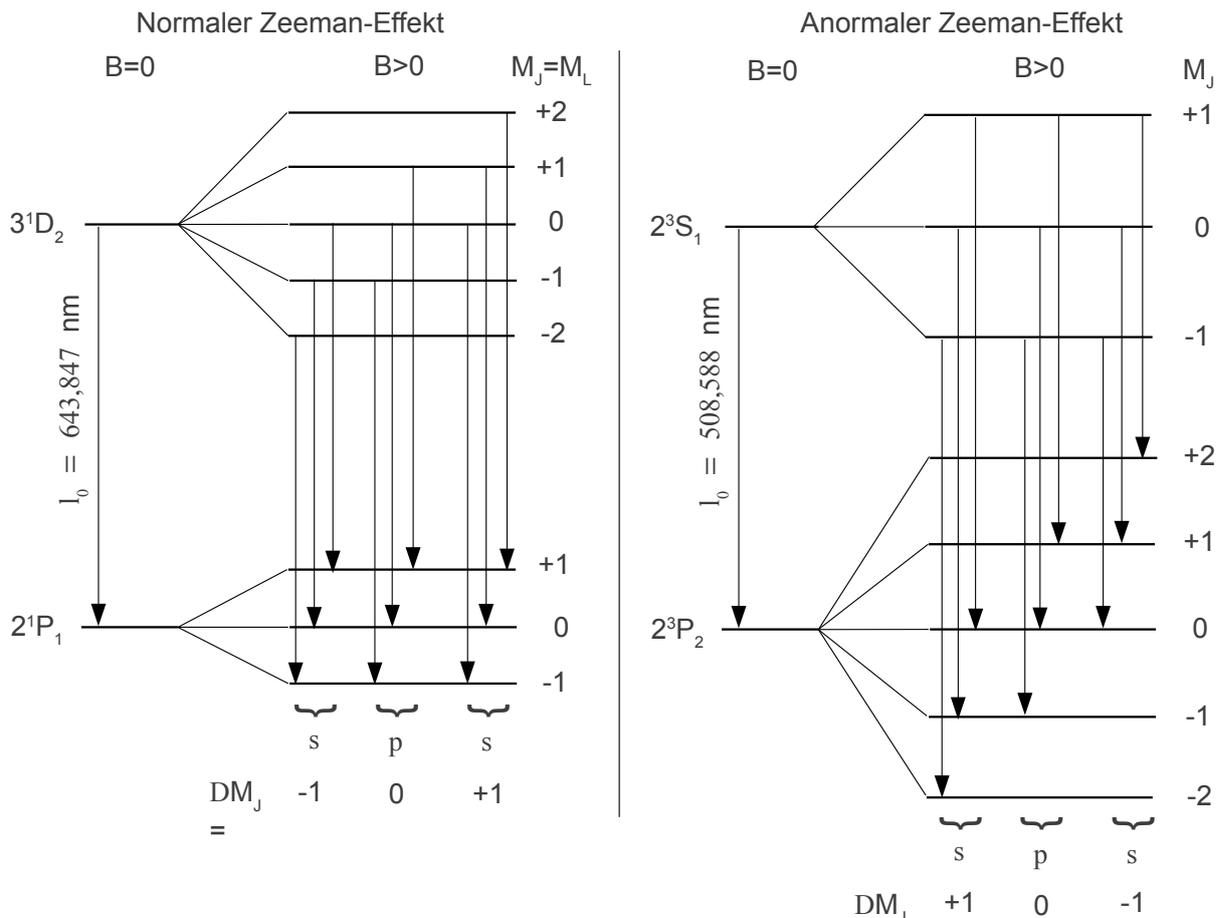


Abb. 1: Termschema zum Normalen und Anormalen Zeeman-Effekt

### 2.3 Anomaler Zeeman-Effekt

Der Anormale Zeeman-Effekt muss durch eine allgemeinere Beschreibung erklärt werden. Befindet sich das atomare System nicht in einem Singulettzustand, müssen Bahndrehimpuls und Spin gemeinsam berücksichtigt werden. Das magnetische Moment eines Spins ist durch

$$\vec{\mu}_S = -g_S \frac{e}{2m_e} \vec{S} = -g_S \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S} \tag{8}$$

gegeben.  $g_S \approx 2$  heißt gyromagnetischer Faktor des Spins und gibt an, um wieviel das magnetische Moment im Vergleich zum dem eines Elektrons auf einer Kreisbahn größer ist. Der Betrag des Gesamtspins  $\vec{S}$  ist im Triplettssystem  $|\vec{S}| = \hbar \sqrt{S(S+1)}$  für  $S = 1$ . Liegen Bahndrehimpuls und Spin gleichzeitig in einem System vor, wird in der sogenannten  $L - S$ -Kopplung der Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  gegeben durch

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \tag{9}$$

Das magnetische Moment setzt sich nun aus einem Bahn- und einem Spinanteil zusammen, jedoch mit unterschiedlichem Vorfaktor:

$$\vec{\mu}_J = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S = -\frac{\mu_B}{\hbar} (\vec{L} + 2\vec{S}). \tag{10}$$

Gesamtdrehimpuls und magnetisches Moment sind also nicht länger parallel. Mit Hilfe des Lande-Faktors  $g_J$  für den Gesamtdrehimpuls wird die potentielle Energie im Feld zu

$$E_{M_J} = M_J g_J \mu_B B \quad \text{mit} \quad g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \tag{11}$$

Die Übergänge  $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$  finden im Triplettssystem statt. Beiden Zuständen werden unterschiedliche  $g_J$  zugeordnet und die Anzahl der möglichen Übergangsfrequenzen beträgt nun neun. In Abbildung 1 wird die Situation zusammenfassend dargestellt.

### 2.4 Fabry-Pérot Interferometer

Das Fabry-Pérot Interferometer erzeugt Interferenzen mit Hilfe einer 3 mm starken und beidseitig beschichteten Quarzglasplatte (90% Reflektion, 10% Transmission). Abbildung 2 skizziert den Strahlengang. Die Interferenzbedingung lautet

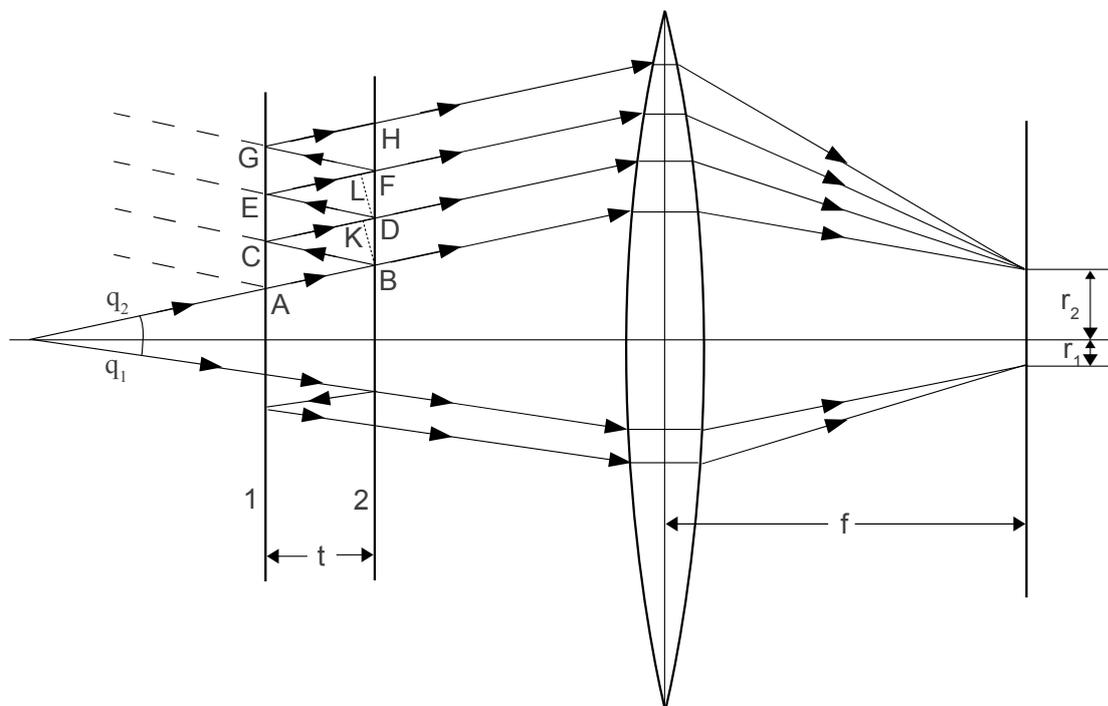
$$n\lambda = 2\mu t \cos \theta. \tag{12}$$

Dabei ist  $n$  eine ganze Zahl,  $\lambda$  die Wellenlänge des einfallenden Lichtes,  $\mu$  der Brechungsindex der Quarzplatte und  $\theta$  der Winkel zwischen einfallendem Strahl und Plattennormalen. Die parallelen Strahlen  $B, D, F, \dots$  werden mit einer Linse der Brennweite  $f$  fokussiert. Winkel  $\theta$ , die die Interferenzbedingung erfüllen, bilden in der Brennebene konstruktive Ringe mit einem Radius

$$r_n = f \tan \theta_n \approx f\theta_n. \tag{13}$$

Die Näherung gilt für kleine Winkel  $\theta_n$ . Aus der Interferenzbedingung erhält man weiterhin:

$$n = \frac{2\mu t}{\lambda} \cos \theta_n = n_0 \cos \theta_n \approx n_0 \left(1 - \frac{\theta_n^2}{2}\right) \tag{14}$$



**Abb. 2:** Strahlengang im Fabry-Pérot Interferometer und die Fokussierung der Interferenzringe in der Brennebene.

mit  $n_0 = \frac{2\mu t}{\lambda}$ . Stellt man dies nach  $\theta_n$  um, so ergibt sich

$$\theta_n = \sqrt{\frac{2(n_0 - n)}{n_0}}. \quad (15)$$

Ist  $\theta_n$  der Winkel zu einem Interferenzring, so ist  $n$  ganzzahlig.  $n_0$  gibt die Bedingung für das Zentrum ( $\theta = 0$ ), ist jedoch im allgemeinen nicht ganzzahlig. Bezeichnet man die Ordnung des ersten Ringes mit  $n_1$ , so ist

$$n_1 = n_0 \cos \theta_{n_1} < n_0. \quad (16)$$

Nun definiert man ein  $\epsilon$  mit  $0 < \epsilon < 1$ , so dass

$$n_1 = n_0 - \epsilon \quad (17)$$

$n_1$  ist die grösste ganze Zahl, die kleiner ist als  $n_0$ . Zählt man die Ringe vom Zentrum aus, so gilt für den  $p$ -ten Ring:

$$n_p = (n_0 - \epsilon) - (p - 1). \quad (18)$$

Aus Gleichungen 13, 15 und 18 ergibt sich für den Radius des Ringes  $p$

$$r_p = \sqrt{\frac{2f^2}{n_0} \sqrt{(p-1) + \epsilon}}. \quad (19)$$

Die Differenz der Quadrate zweier benachbarter Ringe ist damit konstant:

$$r_{p+1}^2 - r_p^2 = \frac{2f^2}{n_0} \quad (20)$$

Spaltet nun eine Spektrallinie in 2 eng benachbarte Komponenten a und b der Wellenlängen  $\lambda_a$  und  $\lambda_b$  auf, lässt sich für jede der Komponenten ein Ausdruck für  $\epsilon$  aufschreiben:

$$\epsilon_a = \frac{2\mu t}{\lambda_a} - n_{1,a} = \frac{\mu t k_a}{\pi} - n_{1,a} \quad (21)$$

$$\epsilon_b = \frac{2\mu t}{\lambda_b} - n_{1,b} = \frac{\mu t k_b}{\pi} - n_{1,b}. \quad (22)$$

$k_a = \frac{2\pi}{\lambda_a}$  und  $k_b = \frac{2\pi}{\lambda_b}$  sind die zu den Wellenlängen korrespondierenden Wellenzahlen.  $n_{1,a}$  ist die Interferenzordnung des ersten Ringes der Komponente a und  $n_{1,b}$  die der Komponente b. Die Differenz der Wellenzahlen lässt sich durch

$$\Delta k = k_a - k_b = \pi \frac{\epsilon_a - \epsilon_b}{\mu t} \quad (23)$$

ausdrücken. Aus Gleichung 19 und 20 erhält man

$$\frac{r_{p+1}^2}{r_{p+1}^2 - r_p^2} - p = \epsilon. \quad (24)$$

Wendet man das auf die Komponenten a und b an, ergibt sich:

$$\frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2} - p = \epsilon_a \quad (25)$$

und

$$\frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} - p = \epsilon_b \quad (26)$$

Substituiert man damit in Gleichung 23, so erhält man für die Wellenzahldifferenz:

$$\Delta k = \frac{\pi}{\mu t} \left( \frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2} - \frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} \right) \quad (27)$$

Die Differenzen der Quadrate der Radien ergeben sich dann aus Gleichung 20:

$$\Delta_a^{p+1,p} = r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,a}} \quad (28)$$

und

$$\Delta_b^{p+1,p} = r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,b}}. \quad (29)$$

Für kleine Aufspaltung der Linien können beide Größen als gleich angesehen werden:

$$\Delta_a^{p+1,p} = \Delta_b^{p+1,p} \quad (30)$$

Demnach sollten auch die Differenzen

$$\delta_{a,b}^p = r_{p+1,a}^2 - r_{p+1,b}^2 \quad (31)$$

unabhängig von  $p$  die gleichen Werte haben. Die Differenz der Quadrate der Radien verschiedener Linien aber gleicher Ordnung wird also vereinfacht mit  $\delta$  bezeichnet, unabhängig von deren Ordnung. Ebenfall ist dann  $\Delta$  die Differenz der quadrierten Radien gleicher Komponenten aber benachbarter Ordnung. Eingesetzt in Gleichung 27 ergibt sich nun endlich:

$$\Delta k = \frac{\pi}{\mu t} \frac{\delta}{\Delta}. \quad (32)$$

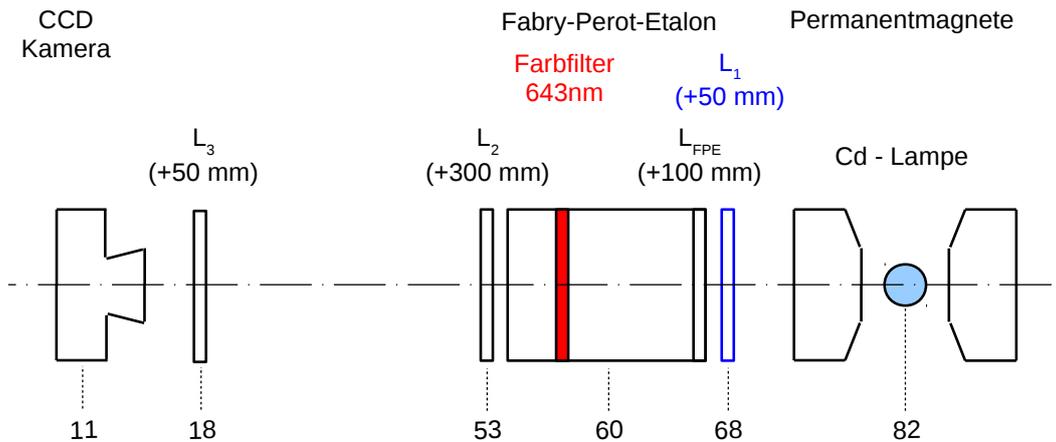
Diese Gleichung hängt nun nicht mehr von der Dimension der verschiedenen Radien ab!

### 3 Versuchsdurchführung

#### 3.1 Kalibrieren des Magneten und Justieren des Spektrometers

Der Zeeman-Effekt wird in diesem Versuch anhand des Lichtes einer Cadmiumlampe im Magnetfeld eines Permanentmagneten demonstriert. Der Abstand der Polschuhe des Magneten ist variabel und somit der Betrag der magnetischen Flussdichte  $B$ . Mit Hilfe einer Hallsonde soll zuerst die magnetische Flussdichte des Magneten kalibriert werden, um später bei definierten Feldwerten arbeiten zu können.

Aus dem Spektrum aller vorhandenen atomaren Übergänge der Lampe wird mit Hilfe eines roten Farbfilters ein schmaler Bereich um die  $\lambda_n = 643,847$  nm Linie zur Beobachtung gewählt. Mit Hilfe eines Fabry-Pérot Etalons kann dieser aufgelöst und die Aufspaltung der Linien transversal und longitudinal zum Magnetfeld beobachtet werden. Bei longitudinaler Beobachtung ist die optische Achse parallel zur magnetischen Flussdichte und die Bohrung im Pohlschuh dient als Lichtquelle. In transversaler Beobachtung wird anstelle der Bohrung eine Irisblende eingesetzt, die dann als Lichtquelle dient. Linse  $L_1$  erzeugt zusammen mit einer Linse der Brennweite  $f = 100$  mm (fest im Fabry-Pérot Etalon eingebaut) einen fast parallelen Strahlenverlauf, der zur Erzeugung der Interferenzen benötigt wird. Die Linsen  $L_2$  und  $L_3$  dienen als Teleskop, dessen Bild von der CCD-Kamera aufgenommen wird und am PC ausgewertet werden kann. Abbildung 3 zeigt die Anordnung der verschiedenen optischen Komponenten und deren ungefähre Positionen im longitudinalen Fall. Die Geometrie des Aufbaus ist so lang zu variieren, bis die Kamera ein scharfes Bild aufnehmen kann.



**Abb. 3:** Die Komponenten und deren ungefähre Positionen in cm zur Beobachtung der roten  $\lambda_n = 643,847$  nm Linien in longitudinaler Geometrie

### 3.2 Normaler Zeeman-Effekt: Polarisation

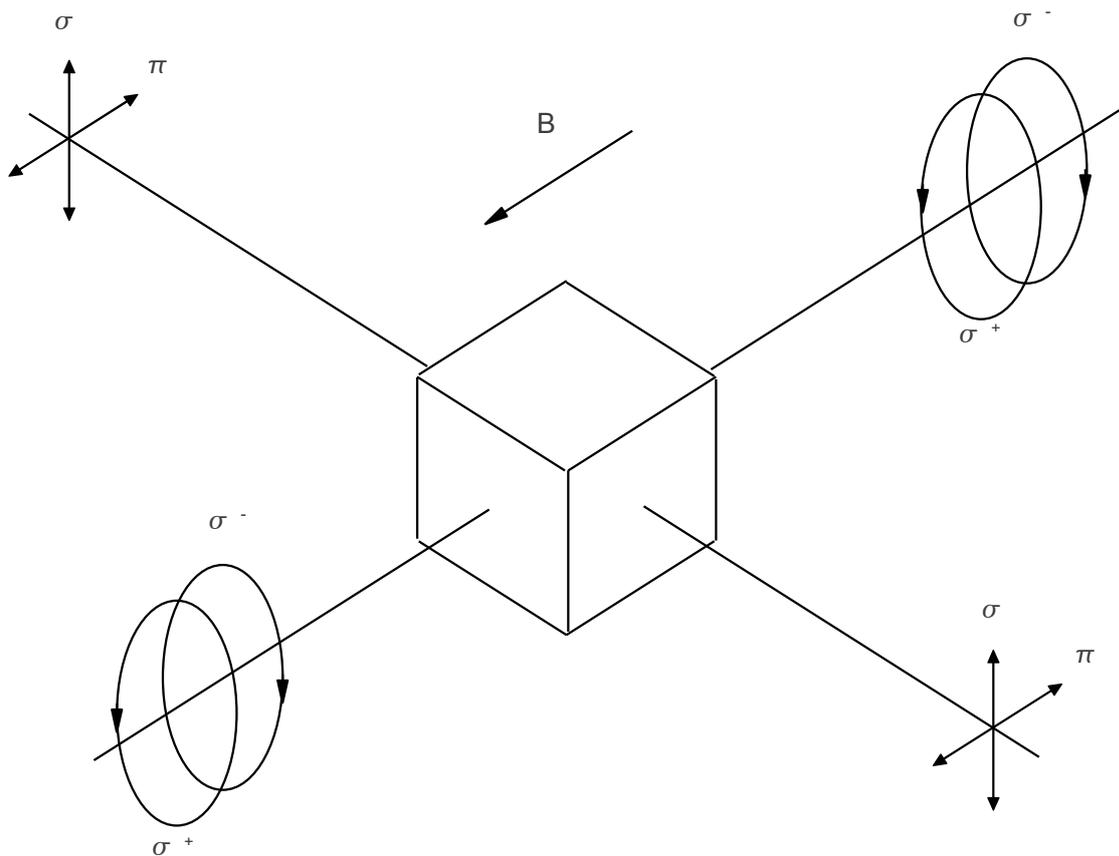
Bei atomaren elektrischen Dipolübergängen lautet eine Auswahlregel für eine Komponente des Gesamtdrehimpulses  $\Delta M_J = 0, \pm 1$ . Übergänge zu  $\Delta M_J = 0$  werden  $\pi$ -Linien genannt und solche mit  $\Delta M_J = \pm 1$   $\sigma$ -Linien. Mit Hilfe eines Polarisationsfilters zwischen  $L_2$  und  $L_3$  kann zwischen verschiedenen Polarisationsrichtungen unterschieden werden. Wechseln Sie dazu zur transversalen Geometrie des Aufbaus und setzen Sie die Irisblende an die Stelle der Polschuhbohrung. Während ohne Polarisationsfilter drei Übergänge im Fall des normalen Zeeman-Effektes beobachtet werden können, werden mit vertikalem Filter nur die  $\sigma$ -Linien und bei horizontalem Filter nur die  $\pi$ -Linie beobachtet. Dokumentieren Sie dazu Ihre eigenen Beobachtungen.

Wird nun zum longitudinalen Aufbau gewechselt, sind unabhängig vom Winkel des Polarisationsfilters 2 Linien sichtbar. Die  $\pi$ -Übergänge sind in longitudinaler Richtung nicht beobachtbar. Ein  $\lambda/4$ -Plättchen überführt zirkular polarisiertes Licht in eine lineare Polarisation. Die Richtung der Polarisation ist nach dem Durchgang der Welle um  $\pi/4$  gegenüber der optischen Achse des Plättchens gedreht. Der Polarisationsfilter kann dann gegenüber der optischen Achse des  $\lambda/4$ -Plättchens gedreht werden und so die anfänglich zirkulare Polarisation des Lichtes gezeigt. Bringen Sie das  $\lambda/4$ -Plättchen zwischen  $L_2$  und dem Polarisationsfilter an und protokollieren Sie Ihre Beobachtungen für verschiedene Winkeleinstellungen des Polarisationsfilters.

Abbildung 4 fasst die Polarisation der Linien im Magnetfeld zusammen.

### 3.3 Normaler Zeeman-Effekt: Bestimmung des Bohrschen Magnetons

Mit Hilfe der im Theorieteil entwickelten Gleichungen kann die Aufspaltung der Linien im Feld quantitativ in Abhängigkeit von der Flussdichte bestimmt werden. Bestimmen Sie dazu für 5 verschiedene Felder zwischen 150 und 450 mT in transversaler Geometrie die von den Interferenzringen umschlossenen Flächen für die ersten 3 Ordnungen. Die Flächen sind proportional zum Quadrat des Radius, der Faktor  $4\pi$  kürzt sich in Gleichung 32. Stellen Sie  $\Delta E = h\Delta\nu$  in Abhängigkeit von  $B$  dar, indem Sie die Mittelwerte der Flächen nutzen ( $c = 2,99 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$ ,  $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \frac{J}{s}$ ). Bestimmen Sie  $\mu_B$  für die einzelnen Feldpunkte und vergleichen Sie Ihr Ergebnis mit dem Literaturwert



**Abb. 4:** Polarisation in longitudinaler und transversaler Beobachtungsrichtung

$\mu_B = 9,273 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}}$ . Der Brechungsindex der Quarzglasplatte des Etalons beträgt  $\mu_{644\text{nm}} = 1,4560$  ( $\mu_{509\text{nm}} = 1,4519$ ). Die Dicke der Platte ist  $t = 3\text{mm}$ .

### 3.4 Anomaler Zeeman-Effekt

Für die Übergänge der grünen  $\lambda_n = 508,588 \text{ nm}$  Linie im Feld werden kompliziertere Interferenzen beobachtet. Entfernen Sie den roten Farbfilter und bringen Sie den grünen Interferenzfilter an Linse  $L_2$  an. Wiederholen Sie die Experimente zur Polarisation in longitudinaler und transversaler Geometrie. Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit den Eigenschaften des  $2^3S_1$  und  $2^3P_2$  Zustandes, zwischen denen die Übergänge stattfinden und Ihren Ergebnissen zum normalen Zeeman-Effekt.

### Autorenschaft

Diese Versuchsanleitung wurde in ihrer ursprünglichen Form von M. Günther erstellt. Aktuelle Änderungen werden von der Praktikumsleitung durchgeführt.

## Fragen

1. Wie ist die Funktionsweise eines  $\lambda/4$ -Plättchens, eines Polarisationsfilters und eines Interferenzfilters?
2. Wie entstehen am Fabry-Pérot Etalon Interferenzen?
3. Machen Sie sich mit den Energieniveauschemata zum Zeemaneffekt vertraut. Was sind die Unterschiede in der Aufspaltung der Spektrallinien bei normalem und anormalem Zeemaneffekt?

## Literatur

- [1] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg [u. a.] 1998