
Zeeman-Effekt:

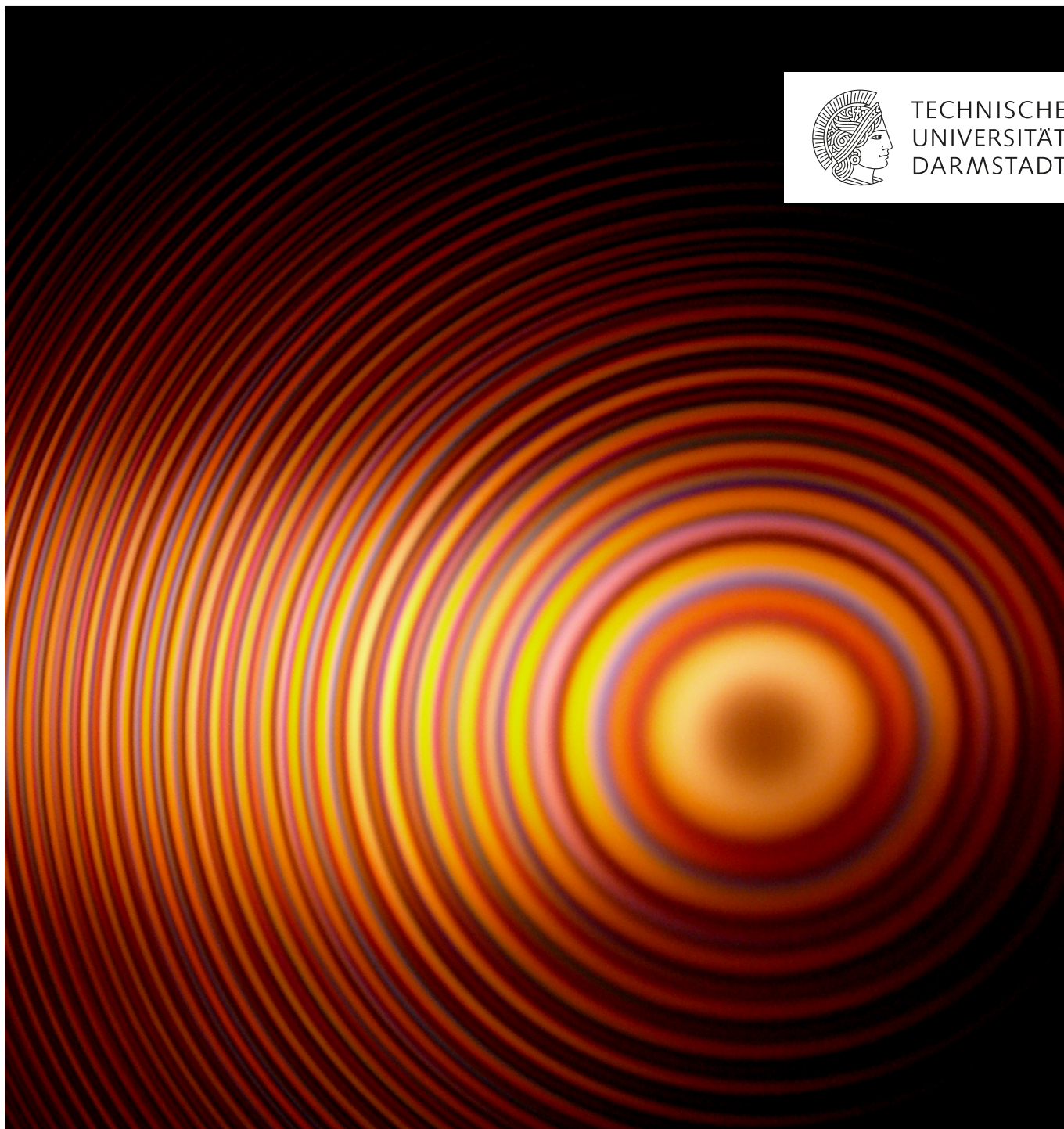
Aufspaltung von Spektrallinien im Magnetfeld

Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene
Versuch 1.5, Abteilung B

Oktober 2024



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT



Ziel des Versuchs

In diesem Praktikumsversuch wird die Aufspaltung von Spektrallinien im Magnetfeld untersucht. Dabei werden sowohl der **normale** und der **anomale Zeeman-Effekt** als auch der **partielle** und der **vollständige Paschen-Back-Effekt** behandelt. Ziel des Praktikumsversuchs soll ein tieferes Verständnis des Zusammenspiels von Theorie und Experiment sein. Es wird dabei der gleiche Wert auf die klassische Interpretation wie auf die quantenmechanische gelegt. Neben der Bestimmung des Verhältnisses e/m_e in Form des Bohrschen Magnetons μ_B sollen die Vorhersagen beider Theorien im Experiment überprüft werden.

1 Zur Vorbereitung

Für den Versuch relevant sind die in dieser Anleitung angerissenen Themen, aber auch darüber hinausgehende Informationen. Wichtige Schlüsselbegriffe, auf die Sie vorbereitet sein sollten, sind:

- Funktionsweise eines Fabry-Pérot-Interferometers
- Nachweis der Polarisation von Licht, insbesondere der Nachweis von linearer Polarisation und der Drehrichtung bei zirkular bzw. elliptisch polarisiertem Licht
- Wechselwirkungen im Atom und deren Näherungen (Kopplungstypen)
- Termstruktur eines Atoms inklusive:
 - Feinstruktur
 - Multipletts / Multiplizität
 - Nomenklatur (Notation nach Russel und Saunders)
 - Auftragung nach Grotrian
- Auswahlregeln für optische Übergänge
- Klassische Erklärung des normalen Zeeman-Effekts (transversaler und longitudinaler Zeeman-Effekt / Polarisation des emittierten Lichts)
- Quantenmechanische Erklärung des Zeeman- und des Paschen-Back-Effekts

Aufgaben und Fragen zur Vorbereitung

1. Leiten Sie die Interferenzbedingung des Fabry-Pérot-Interferometers her. Unter welchem Winkel ist die nullte Ordnung ($z = 0$) zu finden?
2. Worin unterscheiden sich transversaler und longitudinaler Zeeman-Effekt? Gibt es einen transversalen und longitudinalen Paschen-Back-Effekt?
3. Welche Wechselwirkung ist für die Feinstruktur-Aufspaltung verantwortlich?
4. Betrachten Sie den Nenner des zweiten Terms der Gleichung (9) für die Triplets $3^3D_{3,2,1}$ und $2^3P_{2,1,0}$. Vergleichen Sie die Nenner beider Triplets miteinander. Was bedeutet das für den Paschen-Back-Effekt bezüglich dieses Übergangs?
5. Wir fokussieren uns auf den dominantesten dieser Übergänge, $3^3D_1 \rightarrow 2^3P_1$. Stellen Sie anhand der quantenmechanischen Beschreibung wie folgt Vorhersagen über die Anzahl und Art der zu erwartenden Spektrallinien für den Zeeman-, partiellen Paschen-Back- und vollständigen Paschen-Back-Effekt auf:
 - Zeichnen Sie das Termschema mit allen möglichen Übergängen. Orientieren Sie sich bei der Farbzuordnung der Polarisationskomponenten an der Versuchsanleitung.
 - Berechnen Sie die Landéschen g -Faktoren der beteiligten Energieniveaus.
 - Berechnen Sie die g_{eff} -Werte der entsprechenden Übergänge und tragen Sie diese absteigend (je Polarisationskomponente) in eine Tabelle ein. Die entsprechende Vorlage finden Sie am Ende dieser Anleitung unter Aufgabe 2.
 - Stellen Sie die Spektrallinien-Aufspaltung auf einem Energiestrahle dar.
6. Gehen Sie analog zu Frage 5 (dieses mal allerdings ausschließlich für den anomalen Zeeman-Effekt) für die drei Übergänge $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{0,1,2}$ des Quecksilbers vor. Die entsprechende Tabellenvorlage finden Sie ebenfalls am Ende dieser Anleitung unter Aufgabe 3. Bitte beachten Sie, dass die Zahl an Zeeman-Übergängen pro Polarisationskomponente von Übergang zu Übergang variiert und die Anzahl der Zeilen in diesem Fall daher nur beispielhaft zu verstehen ist.

-
7. Überlegen Sie sich, welche Werte g_J im Fall des reinen Bahnmagnetismus ($S = 0$) und des reinen Spinmagnetismus ($L = 0$) annehmen muss.

Bitte beachten Sie, dass insbesondere die Vorhersagen aus Fragen fünf und sechs notwendige Voraussetzung zur Teilnahme am Versuch sind. Wenden Sie sich daher bei Problemen bitte frühzeitig an den Betreuer.

2 Literatur

- [1] E. Back, A. Landé, **Zeemaneffekt und Multiplettstruktur der Spektrallinien** (erste Auflage), Verlag von Julius Springer, Berlin 1925 (Seiten 5 - 11)
- [2] H. Haken, H. C. Wolf, **Atom- und Quantenphysik** (5. Auflage), Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1993 (Seiten 207 -220, 303 - 313)
- [3] W. Grotrian, **Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen II** (erste Auflage), Struktur der Materie VII, Verlag von Julius Springer, Berlin 1928 (Seite 79 und 83)
- [4] T. Mayer-Kuckuck, **Atomphysik** (5. Auflage), B. G. Teubner, Stuttgart 1997 (Seiten 96 - 110, 117 - 129, 180 - 191, 199 - 201)

Die hier angegebene Literatur enthält alle wichtigen Punkte zur Vorbereitung. Die angegebenen Seiten sind als Kopie in der Literaturmappe zusammengestellt. **Es wird explizit darauf hingewiesen, dass www.wikipedia.org und ähnliche Seiten keine vertrauenswürdigen Nachschlagewerke sind.** Alternativen sind z.B.:

- Stöcker, **Taschenbuch der Physik**, Verlag Harry Deutsch, Frankfurt a.M.
- W. C. Martin and W. L. Wiese, **Introduction to Atomic Spectroscopy**, <http://physics.nist.gov/Pubs/AtSpec/>, National Institute of Standards and Technology, Maryland (USA)

Kein Nachschlagewerk kann jedoch das Studium weiterführender Literatur ersetzen, sondern nur den Einstieg in ein Thema erleichtern oder Dinge wieder in Erinnerung rufen.

3 Einführung¹

Bereits Faraday, der 1845 zeigte, dass sich die Polarisationssebene von Licht im magnetischen Feld dreht, vermutete eine Beeinflussung der Lichtemission durch Magnetfelder. Er konnte einen solchen Effekt mit den ihm zur Verfügung stehenden Instrumenten nicht nachweisen und beendete seine Bemühungen 1862. Ebenso erging es vielen anderen. Der Niederländer Zeeman führte 1892 ebenfalls erfolglos Versuche durch, die er Anfang 1896 ohne Erfolg wiederholte. Im selben Jahr erhielt das gut ausgestattete Labor, in dem er arbeitete, eines der begehrten Rowlandschen Konkav-Beugungsgitter. Mit diesem Präzisionsinstrument, das im Vergleich zu älteren Beugungsgittern ca. die zehnfache Auflösung hatte, und einem der stärksten verfügbaren Rühmkorffschen Elektromagneten führte er erneut Versuche durch. Diesmal beobachtete er eine deutliche Verbreiterung der Spektrallinien Ende des Jahres ergänzte er seinen Bericht, aufgrund einer Rückfrage von Lorentz, um die Angaben zur Polarisation der Linienränder. Zeemans Angaben zufolge waren die Linienränder bei longitudinaler Beobachtung (bezüglich des Magnetfeldes) in entgegengesetzten Richtungen zirkular polarisierte, bei transversaler Beobachtung linear polarisiert.

Genau diese Polarisierungen waren nach der Theorie seines Doktorvaters Lorentz (1896) zu erwarten. Diese basiert auf der ein Jahr vorher (1895) eingeführten Lorentz-Kraft, wobei die Emission des Lichts durch die Schwingung elektrisch geladener Teilchen induziert wird, die Lorentz als „Ionen“ bezeichnete; Elektronen waren zu diesem Zeitpunkt noch nicht bekannt. Die in der Lorentzschen Theorie vorhergesagte Aufspaltung in eine Dublett- bzw. Triplettstruktur und deren Polarisierungen wurden von Zeeman im Jahr 1897 bestätigt. Heute wissen wir, dass viele der von Zeeman beobachteten Linienaufspaltungen nicht der Lorentzschen Theorie entsprechen, sondern den sogenannten „anomalen Zeeman-Effekt“ zeigen. Zeeman war, nach eigenen Angaben, bei seiner Arbeit von der Lorentzschen Vorhersage so stark voreingenommen, dass er die zusätzlichen Aufspaltungen als eine sogenannte Umkehrerscheinung, wie sie bei schwankenden Dampfdichten und Temperaturen vorkommt, interpretierte.

Eigentlich hätte der von Lorentz berechnete Effekt drei Größenordnungen kleiner sein müssen, da zu der Zeit der kleinste bekannte Bestandteil von Materie das Wasserstoff-Ion war. Zuerst gab Zeeman das Verhältnisses e/m mit ungefähr 10^{11} C/kg an, bei genaueren Messungen präziserte er den Wert auf $1,6 \cdot 10^{11}$ C/kg. Auch mit hohen systematischen Fehlern bei der Bestimmung der Magnetfeldstärke konnten diese Abweichungen nicht erklärt werden. Vergleicht man den Wert mit dem aus Thomsons Kathodenstrahl-Experiment im Magnetfeld (1897), liegt der Schluss nahe, dass nicht die atomaren Ionen, sondern die von Thomson postulierten Elektronen für die Lichtemission verantwortlich sind. Eine weitere Übereinstimmung beider Versuche war auch das Vorzeichen der Elektronenladung, das beide als negativ angaben. Somit haben Zeemans Versuche entscheidend dazu beigetragen, die Elektronen-Hypothese zu stärken und so den Atommodellen die Grundlage zu bereiten.

Zunächst sah es so aus, als ob Experiment und Theorie in Einklang stünden, bis 1897/98 andere Experimentatoren fast gleichzeitig andere Aufspaltungen als die Triplett- und Dublett-Aufspaltungen beobachteten. Versuche, diese Beobachtungen durch Modifikationen der Lorentzschen Theorie zu erklären, scheiterten. Erst 1925 konnte die quantenmechanische Beschreibung diesen Missstand beheben. Dennoch erhielten Zeeman und Lorentz 1902 den Nobelpreis für ihre gemeinsame Arbeit. Auch heute noch gilt ihre Arbeit als Paradebeispiel des gegenseitigen befruchtenden Einfluss von Experiment und Theorie.

Auf der Suche nach einer systematischen Beschreibung des anomalen Zeeman-Effekts war aufgefallen, dass die Spektrallinien des Orthoheliums und des Wasserstoffs nicht den erwarteten anomalen Zeeman-Effekt zeigen. Bei genauen Untersuchungen beobachteten 1912 Paschen und Back eine „magnetische Umwandlung“ des anomalen Zeeman-Effekts in den normalen, wie sie es damals interpretierten. Sie schlussfolgerten daraus, dass der normale Zeeman-Effekt allgemeingültig ist und der anomale Zeeman-Effekt nur einen Übergangseffekt darstellt, der erst noch verstanden werden muss. Erst die Quantenmechanik konnte Licht in das Dunkel bringen und zeigen, dass der normale Zeeman-Effekt und der Paschen-Back-Effekt zwar spektroskopisch gleich erscheinen, aber durch zwei unterschiedliche Mechanismen entstehen. Bereits in der ersten Veröffentlichung zum Paschen-Back-Effekt stellen beide fest, dass diese „magnetische Umwandlung“ nur an Spektrallinien-Multipletts auftritt und beschrieben diese Verwandlung unter anderem am Sauerstoff-Triplett $4^5P_{3,2,1} \rightarrow 3^5S_2$ sehr detailliert. Im Glanze des Zeeman-Effekts geht der Paschen-Back-Effekt leider etwas unter, obwohl er wesentlich zum Verständnis des Atomaufbaus beigetragen hat.

4 Theorie

4.1 Klassische Erklärung des normalen Zeeman-Effekts

Wie bereits in der Einführung erwähnt, war der Aufbau des Atoms zur Zeit der Lorentzschen Theorie noch nicht bekannt. Ebenso wenig wusste man über die Lichtemission von Atomen. Lorentz nahm deshalb an, dass für die Lichtemission ein geladenes Teilchen verantwortlich ist, das in alle drei Raumrichtungen oszilliert. Seiner Vorstellung nach musste es sich dabei um ein Ion handeln, da Elektronen noch nicht bekannt waren. Die Oszillationen dieses geladenen Teilchens nahm er als Fourier-Reihen an, die alle Frequenzen des Linienspektrums (ω_n) enthielten:

¹Informationen entnommen aus: K. Henschel, **Die Entdeckung des Zeeman-Effekts**, Phys. Bl. 52 (1996) Nr. 12

$$\begin{aligned}
 x(t) &= \sum_n A_n \cos(\omega_n t - \alpha_n), \\
 y(t) &= \sum_n B_n \cos(\omega_n t - \beta_n), \\
 z(t) &= \sum_n C_n \cos(\omega_n t - \gamma_n).
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Dieser im Raum oszillierenden Ladung kann ein magnetisches Moment zugeordnet werden. Legt man ein Magnetfeld B entlang der z-Achse an, so wirkt die Lorentz-Kraft auf das geladene Teilchen. Die Kraft hat zur Folge, dass das magnetische Moment (1) anfängt mit der Larmor-Frequenz

$$\omega_L = \frac{-q}{2m} \cdot B
 \tag{2}$$

um die Achse in Magnetfeld-Richtung zu präzidieren. Es ergibt sich

$$\begin{aligned}
 X(t) &= x(t) \cos(\omega_L t) - y(t) \sin(\omega_L t), \\
 Y(t) &= x(t) \sin(\omega_L t) + y(t) \cos(\omega_L t), \\
 Z(t) &= z(t)
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

für die Bewegungsgleichung der Ladung, wobei man nach entsprechenden Umformungen Folgendes erhält:

$$\begin{aligned}
 X(t) &= \sum_n D_n \left\{ \cos((\omega_n + \omega_L)t - \delta_n) - \sin((\omega_n - \omega_L)t - \delta'_n) \right\}, \\
 Y(t) &= \sum_n D_n \left\{ \sin((\omega_n + \omega_L)t - \delta_n) + \cos((\omega_n - \omega_L)t - \delta'_n) \right\}, \\
 Z(t) &= \sum_n C_n \cos(\omega_n t - \gamma_n).
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

Dieser Form der Bewegungsgleichung ist sehr gut anzusehen, was im Experiment zu erwarten ist. Fasst man die Oszillationen der Ladung als Hertzschen Dipol auf und betrachtet man diese z.B. entlang der y-Achse, also **transversal** zum Magnetfeld, so sieht man nur das von der X- und der Z-Komponente ausgestrahlte Licht (siehe Abbildung 1). Die Y-Komponente sieht man nicht, da ein Hertzscher Dipol nicht in seine Schwingungsrichtung abstrahlen kann. Die Z-Komponente strahlt Licht mit den Frequenzen ω_n ab, die identisch mit denen ohne Magnetfeld sind. Die Polarisation dieser π -Komponente genannten Spektrallinien ist **linear und parallel** zur Richtung des Magnetfeldes. Die X-Komponente liefert zwei Spektralkomponenten, die die Frequenzen $(\omega_n + \omega_L)$ und $(\omega_n - \omega_L)$ besitzen und somit leicht zu den ursprünglichen Spektrallinien verschoben sind. Diese werden als σ^+ - und σ^- -Komponenten bezeichnet, deren Polarisation **linear und senkrecht** zur Richtung des Magnetfeldes ist.

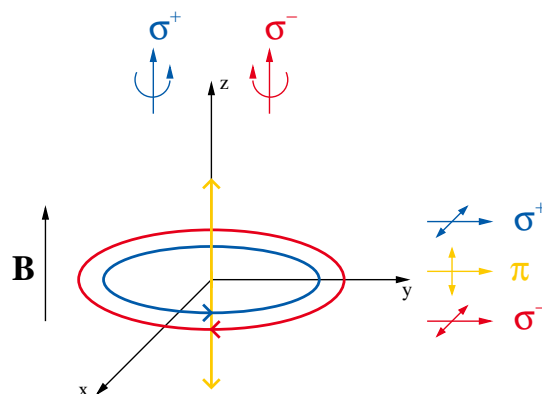


Abbildung 1: Zerlegung der „Ionen-Schwingung“ in drei Komponenten, sowie Darstellung der Polarisation des Lichts bei Transversalem und Longitudinalem Zeeman-Effekt.

Betrachtet man das geladene Teilchen entlang der z-Achse, also **longitudinal** zum Magnetfeld, so sieht man nur die X- und die Y-Anteile der Oszillationen. Wie man der Bewegungsgleichung (4) ansieht, handelt es sich dabei um zwei Kreisbewegungen mit entgegengesetztem Drehsinn und zwei unterschiedlichen Frequenzen $(\omega_n + \omega_L)$ und $(\omega_n - \omega_L)$, wobei der mathematisch positive Drehsinn der σ^+ -Komponente zuzuordnen ist und der mathematisch negative der σ^- -Komponente. Somit sieht man nur die

σ^+ - und σ^- -Komponenten der Spektrallinien, die links- bzw. rechts-zirkular polarisiert sind. Die π -Komponente ist aus dieser Richtung nicht zu sehen. Bei Abweichung von dieser Betrachtungsrichtung ergibt sich eine Mischform, sodass die Polarisation der σ -Komponenten elliptisch ist.

Durch den Vergleich der Theorie mit Messwerten stellt man fest, dass das Verhältnis von Ladung zu Masse genau dem des Elektrons entspricht. Somit muss es sich bei dem geladenen Teilchen um ein Elektron handeln und es gilt:

$$\frac{-q}{m} = \frac{e}{m_e}. \quad (5)$$

4.2 Quantenmechanische Beschreibung des Atoms

Der Hamilton-Operator eines Atoms hat die folgende Form:

$$\hat{H}_0 = \hat{T} + \hat{V}_C + \underbrace{\hat{V}_{ss} + \hat{V}_{ll} + \hat{V}_{ls}}_{\text{magn. WW}}. \quad (6)$$

Dabei ist \hat{T} der Operator der kinetischen Energie inklusive relativistischer Korrektur. \hat{V}_C beinhaltet sowohl die Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen mit dem Atomkern als auch die Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen untereinander. Darüber hinaus gibt es unter Vernachlässigung des Kernspins drei magnetische Wechselwirkungen: \hat{V}_{ss} ist die Wechselwirkung der verschiedener Elektronen-Spins ($\hat{s}_i \hat{s}_j$) und \hat{V}_{ll} die Wechselwirkung verschiedener Elektronen-Bahnen ($\hat{l}_i \hat{l}_j$). Die Spin-Bahn-Wechselwirkung \hat{V}_{ls} ist eine Wechselwirkung der einzelnen Elektronen mit sich selbst ($\hat{l}_i \hat{s}_i$).

Die Potentiale \hat{V}_{ss} , \hat{V}_{ll} und \hat{V}_{ls} werden dabei als Störungen des Systems $\hat{T} + \hat{V}_C$ behandelt. In der Störungstheorie wird immer nur eine Störung gleichzeitig angewendet. Daher müssen die Störungen nach ihre Stärke sortiert werden und nacheinander auf das System angewendet werden. Daraus ergeben sich im Wesentlichen zwei Kopplungstypen: Die LS -Kopplung, auch Russel-Saunders-Kopplung genannt, und die jj -Kopplung [2].

4.2.1 LS -Kopplung

Es liegt LS -Kopplung vor, wenn die Spin-Bahn-Wechselwirkung deutlich schwächer ist als die Spin-Spin- und die Bahn-Bahn-Wechselwirkung. In diesem Fall ergibt die Spin-Spin-Wechselwirkung einen Gesamtspin \hat{S} des Atoms, der sich aus den einzelnen Spins der Elektronen \hat{s}_i zusammensetzt. Das gleiche gilt auch für die Bahndrehimpulse der Elektronen \hat{l}_i , die durch die Bahn-Bahn-Wechselwirkung zu einem Gesamtbahndrehimpuls des Atoms \hat{L} koppeln. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung liefert einen Gesamtdrehimpuls des Atoms \hat{J} , der aus der Kopplung des Gesamtspins \hat{S} und des Gesamtbahndrehimpulses \hat{L} entsteht. Dabei ist die Richtungsquantelung des Gesamtspins und des Gesamtbahndrehimpulses zu beachten. Im Fall, dass der Gesamtbahndrehimpuls größer oder gleich dem Gesamtspin ($L \geq S$) ist, gibt der Gesamtbahndrehimpuls die ausgezeichnete Richtung an. Durch die Richtungsquantelung ergeben sich dann $(2S + 1)$ unterschiedliche Gesamtdrehimpulse. Die Anzahl der möglichen Gesamtdrehimpulse wird Multiplizität M und die dazugehörigen Energieniveaus als Multiplett bezeichnet. Ist der Gesamtspin größer als der Gesamtbahndrehimpuls ($L < S$), vertauschen sich die Rollen beider und es gibt $(2L + 1)$ verschiedene Gesamtdrehimpulse. Die Anzahl wird dann „unvollständig entwickelte Multiplizität“ genannt.

Um den Zustand des Atoms anzugeben, benötigt man die Quantenzahlen L , S und J , wobei der Gesamtspin implizit in der Multiplizität enthalten ist. Außerdem wird noch die Hauptquantenzahl n des am höchsten angeregten Elektrons angegeben. In der Spektroskopischen Notation nach Russel und Saunders wird der Zustand folgendermaßen geschrieben:

$$n^{(2S+1)} L_J. \quad (7)$$

Feinstruktur-Aufspaltung

Die Feinstruktur-Aufspaltung der Energieniveaus in einem Atom werden durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung verursacht, die allgemein die Form

$$\hat{V}_{ls} = \frac{1}{m_e^2 c^2} \cdot \left(\frac{d}{r d\hat{r}} \hat{V}_C \right) \cdot (\hat{L} \cdot \hat{S}) \quad (8)$$

hat. Liegt LS -Kopplung vor, so kann der Term $\hat{L} \hat{S}$ direkt angegeben werden und es ergibt sich ein Ausdruck, aus dem der Erwartungswert berechnet werden kann. Die Energie für wasserstoffähnliche Atome berechnet sich somit zu:

$$E_{LS} = \left(\frac{g_L g_S m_e c^2 \alpha^4 Z^4}{8} \right) \cdot \left(\frac{J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)}{n^3 L(L+1/2)(L+1)} \right). \quad (9)$$

Am Nenner ist direkt zu erkennen, dass die Feinstrukturaufspaltung für höhere Schalen n und größere Bahndrehimpulse L kleiner wird. Der Term $J(J+1)$ im Zähler liefert $(2S+1)$ bzw. $(2L+1)$ unterschiedliche Energiebeiträge, die für die Feinstrukturaufspaltung verantwortlich sind und somit ein Multiplett bilden.

4.2.2 jj -Kopplung

jj -Kopplung liegt vor, wenn die Spin-Bahn-Wechselwirkung groß gegenüber der Bahn-Bahn- und der Spin-Spin-Wechselwirkung ist. In diesem Fall koppeln Spin \hat{s}_i und Bahndrehimpuls \hat{l}_i eines einzelnen Elektrons zu einem Drehimpuls \hat{j}_i . Diese Drehimpulse der Elektronen \hat{j}_i koppeln dann zu einem Gesamtdrehimpuls \hat{J} . Einen Gesamtspin \hat{S} und Gesamtbahndrehimpuls \hat{L} gibt es in diesem Fall nicht. Somit kann die spektroskopische Notation der LS -Kopplung nicht verwendet werden.

4.3 Quantenmechanische Erklärung des Zeeman- und des Paschen-Back-Effekts

Im Jahr 1920 lieferte Landé die erste quantenmechanische Erklärung des Zeeman-Effekts, die im Lauf der Zeit erweitert wurde. Damals hatte diese heute als selbstverständlich angesehene Beschreibung den Ruf eines Kunstgriffs, da sie von der Quantisierung der Bohrschen Bahnen und Einsteins Lichtquanten ausging, das Plancksche Wirkungsquantum h bei der Berechnung der Frequenzverschiebung jedoch herausfällt.

Setzt man ein Atom einem äußeren Magnetfeld aus, so muss der Hamilton-Operator des Atoms \hat{H}_0 um eine magnetische Störung \hat{H}_B erweitert werden. Die Form diese Operators ist analog zur klassischen Beschreibung der potentiellen Energie eines Magnetischen Dipols im Magnetfelds ($E = -\mu\mathbf{B}$)

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_B = \hat{H}_0 - \hat{\mu}\mathbf{B}. \quad (10)$$

Das magnetische Moment des Atoms $\hat{\mu}$ wird durch die Spins und Bahndrehimpulse der Elektronen hervorgerufen. Dabei ist es von entscheidender Bedeutung, welcher Kopplungs-Typ vorliegt. Allgemein kann das magnetische Moment als

$$\hat{\mu} = \sum_i (\hat{\mu}_{l_i} + \hat{\mu}_{s_i}) = -\frac{\mu_B}{\hbar} \sum_i (g_L \hat{l}_i + g_S \hat{s}_i) \quad (11)$$

angegeben werden. g_L und g_S sind die g -Faktoren des Bahndrehimpulses und des Spins. Der g -Faktor des Bahndrehimpulses hat den Wert $g_L = 1$, für den des Spins gilt $g_S \approx 2$.

4.3.1 Zeeman-Effekt

Der Zeeman-Effekt tritt dann auf, wenn die Störung des externen Magnetfeldes klein gegenüber allen Wechselwirkungen im Atom ist und somit der Gesamtdrehimpuls J eine Quantenzahl ist. Das führt dazu, dass das magnetische Moment des Atom durch J ausgedrückt werden kann. Der Hamilton-Operator der Magnetfeldstörung hat somit die folgende Form:

$$\hat{H}_{Ze} = -\hat{\mu}_J \mathbf{B} = \frac{\mu_B}{\hbar} g_J \hat{J} \mathbf{B}. \quad (12)$$

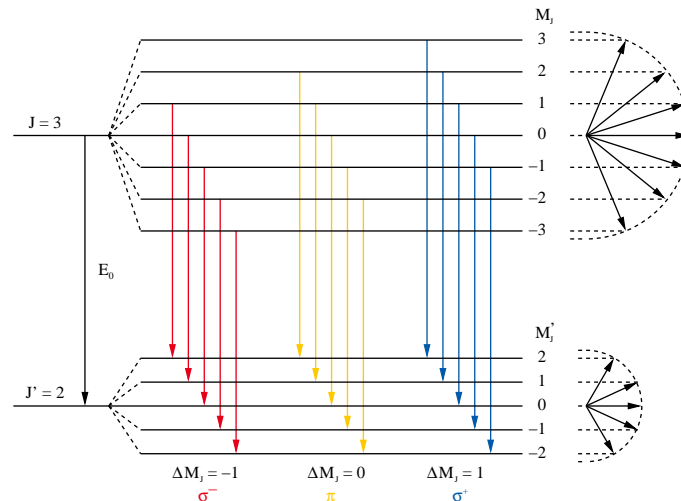


Abbildung 2: Termschema eines Übergangs von $J = 3$ nach $J' = 2$ mit der Übergangsenergie des ungestörten Systems E_0 (links), den Übergängen im Fall des Zeeman-Effekts (Mitte) und der Richtungsquantelung des Gesamtdrehimpulse J und J' (rechts).

Das Problem ist dabei, den Landéschen g -Faktor g_J zu berechnen. Im Fall der LS -Kopplung ist das ohne größeren Aufwand möglich: $\hat{\mu}_J$ setzt sich dabei aus dem magnetischen Moment des Gesamtdrehimpulses $\hat{\mu}_L$ und dem magnetischen Moment des Gesamtspins $\hat{\mu}_S$ zusammen, wobei berücksichtigt werden muss, dass \hat{L} und \hat{S} nicht unabhängig voneinander sind.

$$\begin{aligned}\hat{H}_{Ze} &= -\hat{\mu}_J \mathbf{B} \\ &= -(\hat{\mu}_L + \hat{\mu}_S) \mathbf{B} \\ &= \frac{\mu_B}{\hbar} (g_L \hat{L} + g_S \hat{S}) \mathbf{B}\end{aligned}\quad (13)$$

Um diesen Term in die Form der Gleichung (12) zu bringen, bietet es sich an eine Projektion² auf \hat{J} einzufügen. Verwendet man zudem die Bedingung $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$, die aus der LS -Kopplung resultiert, kann man den Erwartungswert von g_J bestimmen.

$$\begin{aligned}\hat{H}_{Ze} &= \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{(g_L \hat{L} + g_S \hat{S}) \hat{J}}{\hat{J}^2} \hat{J} \mathbf{B} \\ &= \frac{\mu_B}{\hbar} \left(g_L + (g_S - g_L) \frac{\hat{J}^2 - \hat{L}^2 + \hat{S}^2}{2\hat{J}^2} \right) \hat{J} \mathbf{B}\end{aligned}\quad (14)$$

Hat das Magnetfeld nur eine z-Komponente, reduziert sich der Term $\hat{J} \mathbf{B}$ auf $\hat{J}_z B$. Mit Hilfe der zeitunabhängigen Störungstheorie erster Ordnung berechnet sich der Energieeigenwert zu:

$$E_{Ze} = \mu_B B g_J M_J \quad \text{mit} \quad (15)$$

$$g_J = g_L + (g_S - g_L) \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}. \quad (16)$$

Da die magnetische Quantenzahl M_J ($2J+1$) unterschiedliche Werte annehmen kann, ergeben sich dementsprechend viele Werte für E_{Ze} . Durch das externe Magnetfeld wird somit die Entartung der Energieniveaus bezüglich M_J aufgehoben (siehe Abbildung 2).

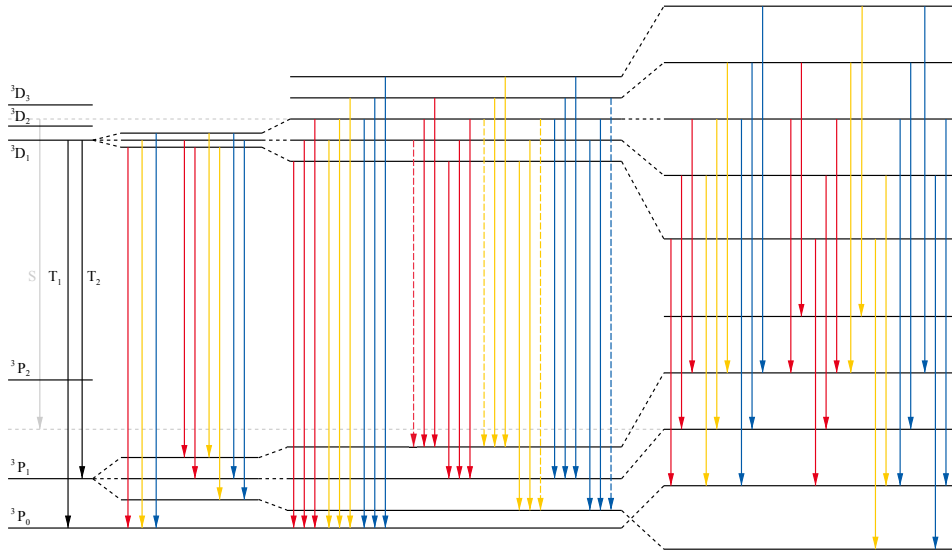


Abbildung 3: Termschema des Übergangs vom Zeeman- zum Paschen-Back-Effekt am Beispiel des Linien-Sextetts $3^3D_{3,2,1} \rightarrow 2^3P_{2,1,0}$ von Helium. Von links nach rechts: Die ungestörten Übergänge, der anomale Zeeman-, der partielle Paschen-Back- und der vollständige Paschen-Back-Effekt. Alle Zeeman-Niveaus der Triplets $3^3D_{3,2,1}$ bzw. $2^3P_{2,1,0}$ tragen zu den Energieniveaus im Paschen-Back-Effekt bei, wobei hier der Übersichtlichkeit halber nur die Aufspaltung der Niveaus 3^3D_1 , 2^3P_1 und 2^3P_0 sowie die Übergänge $3^3D_1 \rightarrow 2^3P_0$ (T_1) und $3^3D_1 \rightarrow 2^3P_1$ (T_2) dargestellt sind. Der grau dargestellte Übergang S entspricht dem Fall ohne Feinstrukturaufspaltung. Die beim partiellen Paschen-Back-Effekt gestrichelt dargestellten Übergänge sind im Grenzfall des vollständigen Paschen-Back-Effekts nicht erlaubt.

Aus experimenteller Sicht ist die Aufspaltung der Spektrallinien interessanter als die Aufspaltung der Energieniveaus. Die Spektralaufspaltung lässt sich mit Hilfe von Gleichung (15) durch

$$\Delta E_{Ze} = \mu_B B \underbrace{(g_J M_J - g'_J M'_J)}_{g_{\text{eff}}} \quad (17)$$

²Für eine formal korrekte Herleitung sei auf [2] verwiesen.

berechnen, wobei g_{eff} ein Maß für die Aufspaltung der Spektrallinien ist. Gibt es keinen Wert für g_{eff} doppelt, so ist die Entartung der Spektrallinie ebenfalls vollständig aufgehoben. Die Entartung der Spektrallinien muss allerdings nicht zwangsläufig aufgehoben werden. Dies tritt zum Beispiel beim normalen Zeeman-Effekt auf. Der normale Zeeman-Effekt ist bei Singlett-Übergängen zu beobachten, so dass für beide Niveaus $S = 0$ und damit $J = L$ gilt. Die Gleichungen (15) und (17) reduzieren sich so auf

$$E_{\text{nZe}} = \mu_B B g_L M_L \quad \text{und} \quad (18)$$

$$\Delta E_{\text{nZe}} = \mu_B B g_L \Delta M_L, \quad (19)$$

wodurch sich nur drei unterschiedliche Spektrallinien ergeben. Die π -Komponente entspricht einem Übergang mit $\Delta M_L = 0$, die σ^+ -Komponente $\Delta M_L = +1$ und die σ^- -Komponente $\Delta M_L = -1$. Entsprechendes gilt für den anomalen Zeeman-Effekt mit $\Delta M_J = 0, \pm 1$. Die Polarisation des emittierten Lichts entspricht der, die schon in der klassischen Erklärung erörtert wurde.

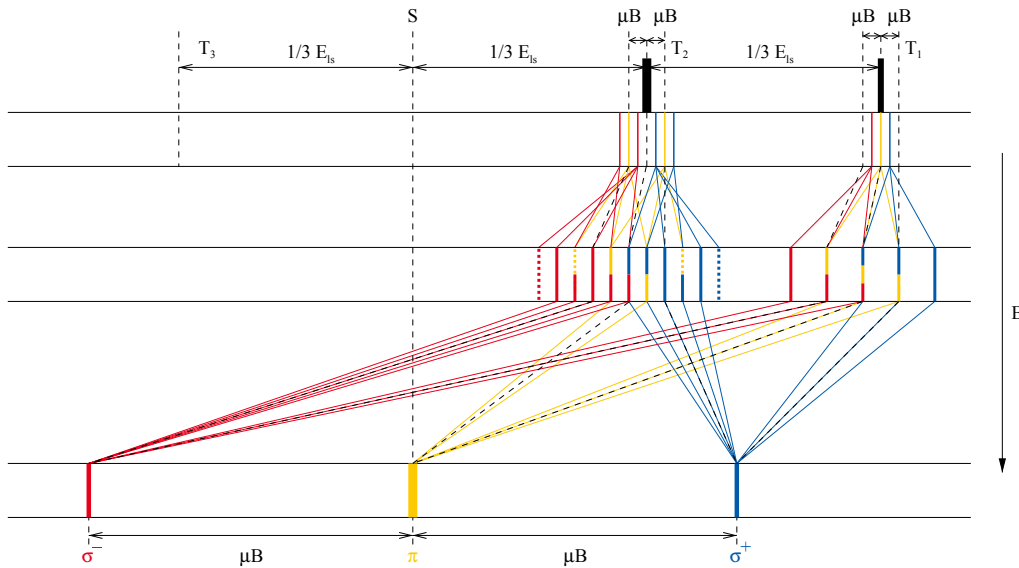


Abbildung 4: Spektrale Auftragung der Übergänge aus Abb. 3. Oben: Die ungestörten Übergänge und der anomale Zeeman-Effekt. Mitte: Partieller Paschen-Back-Effekt. Unten: Vollständiger Paschen-Back-Effekt. Die beim partiellen Paschen-Back-Effekt gestrichelt dargestellten Spektrallinien sind im Grenzfall des vollständigen Paschen-Back-Effekts nicht erlaubt.

4.3.2 Paschen-Back-Effekt

Der Paschen-Back-Effekt kann nur bei Spektrallinien-Multipletts beobachtet werden. Er tritt auf, wenn das externe Magnetfeld die Spin-Bahn-Wechselwirkung aufhebt, also Gesamtspin und Gesamtdrehimpuls getrennt voneinander mit dem Feld wechselwirken. Dabei dürfen die restlichen Wechselwirkungen im Atom nicht beeinträchtigt werden (s. Gl. (6)). Die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist für verschiedene Energiemultipletts im Atom unterschiedlich groß (vgl. Gl. (9)), so dass die Spin-Bahn-Wechselwirkung abhängig vom Energiemultiplett bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken aufgehoben wird. Es wird daher zwischen partiellem und vollständigem Paschen-Back-Effekt unterschieden: Beim partiellen Paschen-Back-Effekt ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung nur bei einem der beiden Energiemultipletts aufgehoben, beim vollständigen Paschen-Back-Effekt bei beiden.

Ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung aufgehoben, gilt für den Hamilton-Operator der Magnetfeldstörung bzw. für dessen Energieeigenwert:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{PB}} &= -(\hat{\boldsymbol{\mu}}_L + \hat{\boldsymbol{\mu}}_S) \mathbf{B} \\ &= \frac{\mu_B}{\hbar} (g_L \hat{L}_z + g_S \hat{S}_z) B, \end{aligned} \quad (20)$$

$$E_{\text{PB}} = \mu_B B (g_L M_L + g_S M_S). \quad (21)$$

Bei der Spektrallinien-Aufspaltung kann der Unterschied zwischen partiellem und vollständigem Paschen-Back-Effekt beobachtet werden. Angenommen das obere Energieniveau zeigt eine Paschen-Back-Aufspaltung und das untere eine Zeeman-Aufspaltung, dann berechnet sich die Aufspaltungsenergie der Spektrallinie zu:

$$\Delta E_{\text{pPB}} = \mu_B B [(g_L M_L + g_S M_S) - g'_J M'_J]. \quad (22)$$

Dabei ist neben den Auswahlregeln für optische Übergänge zu beachten, dass es für $M_J = M_L + M_S$ mehrere Realisierungen geben kann. Ist zum Beispiel $M_J = 1$, $L = 2$ und $S = 1$, so gibt es drei Realisierungen: $(M_L, M_S) = (0, 1)$, $(1, 0)$ und $(2, -1)$. Zeigen beide Energieniveaus eine Paschen-Back-Aufspaltung, reduziert sich die Aufspaltung der Spektrallinien auf

$$\Delta E_{\text{vPB}} = \mu_B B g_L \Delta M_L, \quad (23)$$

die bereits vom normalen Zeeman-Effekt bekannt ist (vgl. Gl.(19)). Aus spektroskopischer Sicht heißt das, dass Paschen-Back-Effekt und normaler Zeeman-Effekt identisch aussehen, auch wenn sich die Ursachen unterscheiden. Sie haben gemein, dass jeweils nur das magnetische Moment des Gesamtdrehimpulses L für die Spektralübergänge eine Rolle spielt. Im Fall des Zeeman-Effekts tritt der Gesamtspin S nicht in Erscheinung, da er verschwindet. Im Fall des Paschen-Back-Effekts ist er unsichtbar, da er allein kein Photon emittieren kann.

5 Messung mit dem Fabry-Pérot-Interferometer

Im Versuch wird ein Fabry-Pérot-Interferometer mit festem Plattenabstand verwendet. Bei der Messung wird jedoch auf die direkte Bestimmung der Winkel verzichtet, da dies z.B. wegen der erforderlichen Eichmessung erheblichen Aufwand erfordern würde. Die Bestimmung von Winkelverhältnissen ist eine einfache Alternative. Nimmt man bei der Herleitung der Interferenzbedingung an, dass die Glasplattendicke zu vernachlässigen ist und dass das Fabry-Pérot-Interferometer mit Luft gefüllt ist, so ergibt sich für konstruktive Interferenz die Bedingung:

$$z \lambda = 2d \cos(\alpha) \quad \text{mit } z \in \mathbb{N}_0. \quad (24)$$

Betrachtet man jetzt Ringe in der Nähe der höchsten Interferenzordnung $z_0 = \lfloor 2d/\lambda \rfloor$, kann man den Winkel zwischen zwei Interferenzordnungen durch

$$\Delta z \lambda = 2d [\cos(\alpha + \delta\alpha_2) - \cos(\alpha)] = -2d \sin(\alpha) \delta\alpha_2 \quad (25)$$

nähern (siehe Abb. 5 rechts unten). Nach Anlegen eines Magnetfeldes ergibt sich eine Aufspaltung der Spektrallinien, wie sie in Abb. 5 angedeutet wird. Der Winkel innerhalb einer Interferenzordnung zwischen zwei Spektrallinien lässt sich durch

$$z \Delta \lambda = 2d [\cos(\alpha + \delta\alpha_1) - \cos(\alpha)] = -2d \sin(\alpha) \delta\alpha_1 \quad (26)$$

angeben. Für Beobachtungen in der Nähe der höchsten Ordnung ergibt sich unter der Bedingung $z_0 \gg \Delta z$ mit $\Delta z = 1$ und $z \approx z_0$ nach Division von (26) durch (25) der Zusammenhang:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} \approx \frac{1}{2d} \cdot \frac{\delta\alpha_1}{\delta\alpha_2}. \quad (27)$$

Unter Verwendung von $\Delta E = \Delta(hc/\lambda)$ und $\Delta(\Delta E) = \mu_B B \Delta g_{\text{eff}}$ lässt sich somit die Beziehung für das Bohrsche Magneton herleiten:

$$\mu_B = \frac{hc}{2dB} \cdot \frac{\delta\alpha_1}{\Delta g_{\text{eff}} \delta\alpha_2}, \quad (28)$$

wobei Δg_{eff} die g_{eff} -Differenz der Spektrallinien ist, zwischen denen der Winkel $\delta\alpha_1$ gemessen wird.

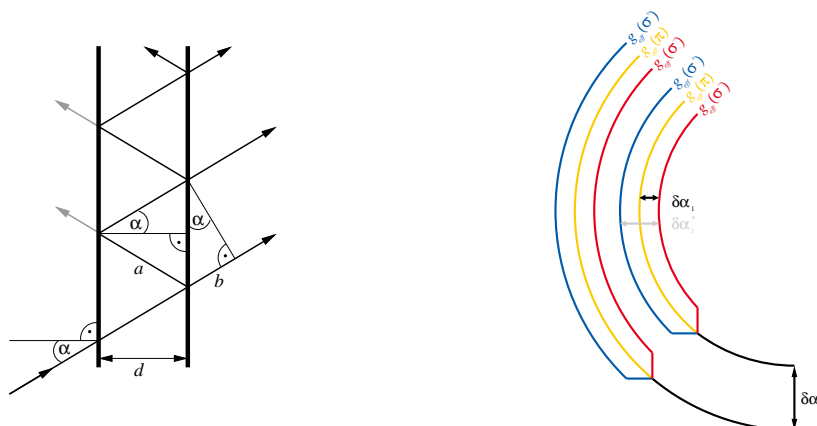


Abbildung 5: Strahlengang im Fabry-Pérot-Interferometer (links), Aufspaltung der Spektrallinien im Magnetfeld (rechts).

6 Aufgaben

- Überprüfen Sie die Vorhersagen der klassischen Erklärung des Zeeman-Effekts in transversaler und longitudinaler Ausrichtung des Magneten anhand der Spektrallinie des $3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$ -Übergangs von Parahelium. Können Sie den transversalen und longitudinalen Zeeman-Effekt nachweisen?
- Betrachten Sie transversal und longitudinal die $3^3D_{3,2,1} \rightarrow 2^3P_{2,1,0}$ -Übergänge von Orthohelium. Können Sie die in den Vorbereitungsaufgaben mit Hilfe der quantenmechanischen Beschreibung berechneten Vorhersagen bestätigen?

	Anomaler Zeeman-Effekt			Partieller Paschen-Back-Effekt				Vollständiger Paschen-Back-Effekt			
	M_J	M'_J	g_{eff}	M_L	M_S	$g_L M_L + g_S M_S$	g_{eff}	M'_L	M'_S	$g_L M'_L + g_S M'_S$	g_{eff}
σ^+											
π											
σ^-											

- Betrachten Sie die Spektrallinien der $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{0,1,2}$ -Übergänge von Quecksilber. Überprüfen Sie (ausschließlich in transversaler Ausrichtung) Ihre Vorhersagen aus den Vorbereitungsaufgaben im Experiment.

	$2^3S_1 \rightarrow 2^3P_0$			$2^3S_1 \rightarrow 2^3P_1$			$2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$		
	M_J	M'_J	g_{eff}	M_J	M'_J	g_{eff}	M_J	M'_J	g_{eff}
σ^+									
π									
σ^-									

- Suchen Sie für jede der oben benannten Spektrallinien von Quecksilber eine Magnetfeldstärke, bei der sich die Spektrallinien so überlagern, dass Sie das Winkelverhältnis $\delta\alpha_1/\delta\alpha_2$ gut bestimmen können und berechnen Sie aus den Messwerten das Bohrsche Magneton μ_B .
Der Plattenabstand des Fabry-Pérot-Interferometers beträgt $d = 7,55 \text{ mm}$.

Bitte beachten Sie: Das Magnetfeld immer ausschalten, bevor die Geißleröhre ausgeschaltet wird. Die angegebenen Maximalstromstärken sollen nicht überschritten werden:

$$I_{\text{max}}(\text{Magnet}) = 1,5 \text{ A},$$

$$I_{\text{max}}(\text{Röhre}) = 23 \text{ mA}.$$