

Zeeman-Effekt

Jérôme Deumer

deumer.jerome@googlemail.com

Alex zur Bonsen

alexander@zurbonsen.de

Moritz Feierabend

moritz.feierabend@fu-berlin.de

19. Januar 2016

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	2
1.1	Normaler Zeeman-Effekt	2
1.2	Feinstruktur	4
1.3	Anomaler Zeeman-Effekt	4
1.4	Auswahlregeln für optische Übergänge	6
1.5	Fabry-Perot-Interferometer	9
1.6	Gittermonochromator	12
2	Messprotokoll und Durchführung	14
3	Auswertung	17
3.1	Bestimmung der Brennweite	17
3.2	Frequenzaufspaltung und Bestimmung des g_j -Faktors	18
4	Diskussion	21

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Normaler Zeeman-Effekt

Um den normalen Zeeman-Effekt zu erklären, gehen wir von einem halbklassischen Modell aus und stellen uns ein Elektron vor, das sich auf einer Kreisbahn bewegt und einem äußeren Magnetfeld \vec{B} ausgesetzt ist. Wir betrachten nun eine geschlossene ebene Leiterschleife mit der Stromdichte \vec{j} , wobei wir damit das umlaufende Elektron betrachten wollen. Nach der Definition des magnetischen Moments \vec{m} erhalten wir:

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \int d^3r (\vec{r} \times \vec{j}(\vec{r})) = \frac{1}{2} \int_C (\vec{r} \times I d\vec{r}) = \frac{I}{2} \int_C \vec{r} \times d\vec{r} \quad (1)$$

$$\Rightarrow \vec{m} = \frac{1}{2} I \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} r \cos \phi \\ r \sin \phi \\ 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -r \sin \phi \\ r \cos \phi \\ 0 \end{pmatrix} d\phi = I A \vec{e}_z \quad (2)$$

Dabei ist $A = \pi r^2$. Das magnetische Moment lässt sich mit dem Bahndrehimpuls \vec{l} und der Umlaufzeit T umschreiben zu:

$$\vec{m} = IA\vec{e}_z = -\frac{e}{T}\pi r^2 \vec{e}_z = -\frac{e}{2m_e} \vec{l} ; \text{ da } \vec{l} = \vec{r} \times \vec{p} = m_e \cdot \frac{2\pi r}{T} \cdot r \cdot \vec{e}_z \quad (3)$$

Wir wenden die Definition der potentiellen Energie an. Das \vec{B} -Feld zeigt dabei in z-Richtung und es ergibt sich:

$$E_{pot} = -\vec{m} \cdot \vec{B} = \frac{e}{2m_e} \cdot \vec{l} \cdot \vec{B} \quad (4)$$

Mit $l_z = m \cdot \hbar$ erhält man:

$$E_{pot} = \frac{e \cdot \hbar}{2m_e} m \cdot B \quad (5)$$

Wir bezeichnen den konstanten Vorfaktor als Bohrsches Magneton:

$$\mu_B = \frac{e \cdot \hbar}{2m_e} = 9,274015 \cdot 10^{-24} J/T \quad (6)$$

Das magnetische Bahnmoment des Elektrons wollen wir damit festhalten als:

$$\vec{\mu}_l = -\frac{\mu_B}{\hbar} \cdot \vec{l} \quad (7)$$

Das bedeutet, dass die zusätzliche Aufspaltung im äußeren Magnetfeld von der magnetischen Quantenzahl m abhängt. Man erhält für die Energiezustände im Magnetfeld:

$$E_{n,l,m} = E_{Coul}(n, l) + \mu_B \cdot m \cdot B \quad (8)$$

und damit als Energiedifferenz zwischen den äquidistanten Zeeman-Komponenten:

$$\Delta E = E_{n,l,m} - E_{n,l,m-1} = \mu_B \cdot B \quad (9)$$

Die Aufspaltung der entarteten Energieniveaus in $(2l+1)$ Komponenten, da $-l \leq m \leq l$, erfolgt also aufgrund des mit dem Bahndrehimpuls \vec{l} zusammenhängenden magnetischen Moments.

Der Zeeman-Effekt lässt sich auch mit klassischer Elektronentheorie erklären. Bei der Betrachtung des normalen Zeeman-Effekts wird der resultierende Drehimpuls um den Kern auf eine Bewegungsrichtung projiziert. Dadurch kann er als linearer Oszillatator um den Kern aufgefasst werden, mit beliebiger Orientierung zu den magnetischen Feldlinien. Der Oszillatator kann wiederum in verschiedene, sogenannte Ersatzoszillatoren zerlegt werden kann. Dabei bedient man sich eines linearen (parallel zum B-Feld) und zweier zirkularer Oszillatoren mit entgegengesetztem Drehsinn, sodass sie zusammen ebenfalls einen linearen Oszillatator ergeben, der orthogonal auf dem ersten steht (siehe Abbildung 1). Der Zeeman-Effekt kann nun berechnet werden, in dem nach der Wirkung des Magnetfeldes auf die Schwingungsfrequenzen der Oszillatoren gefragt wird, die ohne Feld der des ursprünglichen projizierten Oszillators gleichen. Der lineare Ersatzoszillator erfährt keine Kraft, da er parallel zum B-Feld liegt. Seine Frequenz bleibt unverändert. Die Lösung der Bewegungsgleichungen der beiden zirkularen Ersatzoszillatoren führt zu einer links- und einer rechts-zirkularen Schwingung, deren Kreisfrequenz sich wie oben ändert ($\Delta\omega = \mu_B \cdot B/\hbar$). Die Oszillatoren emittieren also Licht mit dieser Frequenz. Damit lassen sich die Polarisationsrichtungen des emittierten Lichts erklären. Die zirkulären Schwingungen emittieren zirkular polarisiertes Licht, dass in Beobachtungsrichtung senkrecht zum Feld als linear polarisiert erscheint. Das Licht des linearen Ersatzoszillators ist parallel zum Feld linear polarisiert und nur in senkrechter Beobachtungsrichtung zu sehen, da ein oszillierender Dipol in Schwingungsrichtung keine Strahlung aussendet.

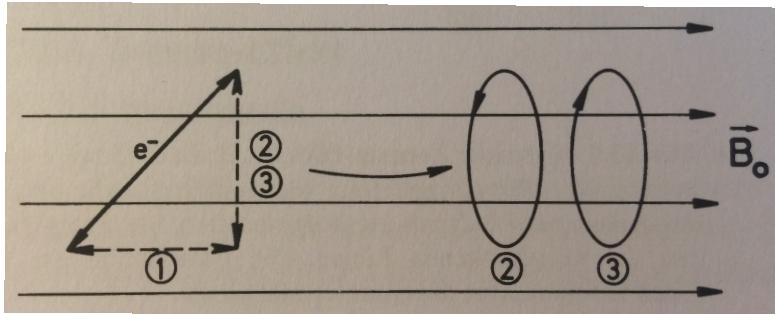


Abbildung 1: Zerlegung des projizierten Drehimpulses in drei Ersatzoszillatoren, aus Haken und Wolf (1993)

1.2 Feinstruktur

Analog zum Bahndrehimpuls \vec{l} betrachten wir nun den Elektronenspin \vec{s} , der als Eigen-drehimpuls der Elektronen verstanden werden kann. Wir wollen das magnetische Spinnmoment $\vec{\mu}_s$ festhalten als:

$$\vec{\mu}_s = -\gamma_s \cdot \vec{s} \quad (10)$$

$$\text{mit } \gamma_s = \frac{|\vec{\mu}_s|}{|\vec{s}|} \quad (11)$$

Die Proportionalitätskonstante γ wird gyromagnetisches Verhältnis genannt. Wie wir schon gesehen haben, ist für den Bahndrehimpuls \vec{l} das gyromagnetische Verhältnis $\gamma_l = \mu_B/\hbar$ und damit $\vec{\mu}_l = -\gamma_l \cdot \vec{l}$. Mit dem Einstein-de-Haas-Versuch lässt sich experimentell ermitteln, dass $\gamma_s \approx 2\gamma_l$ und damit $\vec{\mu}_s \approx -2\gamma_l \cdot \vec{s}$. Zusammenfassend können wir also festhalten:

$$\vec{\mu}_l = -(\mu_B/\hbar) \cdot \vec{l} \quad (12)$$

$$\text{und } \vec{\mu}_s = -g_s(\mu_B/\hbar) \cdot \vec{s} \quad (13)$$

Man nennt $g_s \approx 2$ den Landé-Faktor.

Infolge der Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Spinnmoment $\vec{\mu}_s$ und dem Magnetfeld \vec{B}_l , das aufgrund der Bahnbewegung des Elektrons entsteht, ergibt sich eine Spin-Bahn-Kopplung und die Spin-Bahn-Kopplungsenergie errechnet sich nach:

$$E_{n,l,s} = E_n - \vec{\mu}_s \cdot \vec{B}_l \quad (14)$$

Dieses Phänomen heißt Feinstrukturaufspaltung. Durch Umformungen und zusätzliche Addition eines relativistischen Korrekturterms, dem Darwin-Term, können die Energiezustände formuliert werden als:

$$E_{n,j} = E_n \left[1 - \frac{Z^2 \alpha^2}{n} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right] \quad (15)$$

Wir sehen, dass die Energie eines Elektronenzustandes (n,l,j) nicht von der Drehimpulsquantenzahl l abhängt. Das heißt, dass alle Terme mit gleichen Quantenzahlen n und j die gleiche Energie aufweisen. Die (Sommerfeldsche) Feinstrukturkonstante ist dabei α und Z ist die Kernladungszahl.

1.3 Anomaler Zeeman-Effekt

Im Allgemeinen erfolgt die Aufspaltung der Energieniveaus komplizierter, als sie durch den normalen Zeeman-Effekt beschrieben wird. Der normale Zeeman-Effekt hat nur dann Gültigkeit bei Zuständen, bei denen der Gesamtspin der Elektronen $\sum s_i = 0$ verschwindet, also beispielsweise bei zwei Elektronen mit antiparallel ausgerichtetem Spin. Der anomale Zeeman-Effekt greift diesen Sachverhalt auf und beschreibt allgemein Aufspaltungen, bei denen der Gesamtdrehimpuls $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ berücksichtigt wird.

Das magnetische Moment $\vec{\mu}_j = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s$ ergibt:

$$\vec{\mu}_j = -\frac{e}{2m_e}(\vec{l} + g_s \vec{s}) \quad (16)$$

Zu beachten ist an dieser Stelle, dass das magnetische Moment $\vec{\mu}_j$ aufgrund des Landé-Faktors g_s und der dadurch entstehenden leichten „Verzerrung“ nicht mehr parallel ist zum Gesamtdrehimpuls \vec{j} .

Wir wollen nun die Projektion von $\vec{\mu}_j$ auf \vec{j} berechnen:

$$\langle \vec{\mu}_j \rangle = (\vec{\mu}_j)_j = \frac{\vec{\mu}_j \cdot \vec{j}}{|\vec{j}|} \quad (17)$$

und erhalten nach diversen Umformungsschritten:

$$\langle \mu_j \rangle = g_j \mu_B \cdot |\vec{j}| / \hbar \quad (18)$$

Hierbei bezeichnet g_j den Landé-Faktor:

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \quad (19)$$

Mit $j_z = m_j \hbar$ und dem Einfügen eines Minuszeichens (da \vec{j} in die entgegengesetzte Richtung zeigt als $\vec{\mu}_j$) bekommt man für die z-Komponente des projizierten magnetischen Moments $\langle \mu_j \rangle_z$:

$$\langle \mu_j \rangle_z = -m_j \cdot g_j \cdot \mu_B \quad (20)$$

Das äußere Magnetfeld zeigt immer noch in z-Richtung. Man erhält demnach eine zusätzliche Energie:

$$E_{m_j} = -\langle \mu_j \rangle \cdot B = m_j \cdot g_j \cdot \mu_B \cdot B \quad (21)$$

und die Aufspaltung erfolgt in Energiedifferenzen von:

$$\Delta E_{m_j, m_j-1} = g_j \cdot \mu_B \cdot B \quad (22)$$

Das Aufspaltungsbild ist beim anomalen Zeeman-Effekt deshalb komplizierter als beim normalen Zeeman-Effekt, weil der Landé-Faktor g_j vom Zustand (j,s,l) abhängt.

Durch das Drehmoment $\vec{M} = \vec{\mu}_j \times \vec{B}$ entsteht eine sogenannte Larmorpräzession, bei der aber der Einstellwinkel des Gesamtdrehimpulses \vec{j} unverändert bleibt. Der Gesamtdrehimpuls präzidiert dabei um die Richtung des äußeren Magnetfeldes. Die Larmorfrequenz ist die Frequenz dieser Präzession und die Kreisfrequenz errechnet sich wie folgt:

$$\omega_L = g_j \cdot (\mu_B / \hbar) \cdot B \quad (23)$$

$$\text{und damit } \Delta E_{m_j, m_j-1} = \hbar \cdot \omega_L \quad (24)$$

Der anomale Zeeman-Effekt findet nur dann statt, wenn das äußere Magnetfeld schwach ist gegenüber dem atomaren Magnetfeld \vec{B}_l , sodass die Zeeman-Aufspaltung kleiner ist als die Feinstrukturaufspaltung. Damit bleibt die Spin-Bahn-Kopplung erhalten und somit auch $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$. Bei starken äußeren Magnetfeldern ist dies nicht der Fall und es kommt zum Paschen-Back-Effekt.

1.4 Auswahlregeln für optische Übergänge

Allgemein gilt bei optischen Übergängen, dass die emittierte oder absorbierte Energie $h \cdot \nu$ gleich der Energiedifferenz zwischen einem energetisch höherem Energieniveau E_k und einem energetisch günstigerem Energieniveau E_i sein muss (Demtröder, 2000):

$$E_k - E_i = h \cdot \nu \quad (25)$$

Bei der experimentellen Beobachtung der Intensitäten von unterschiedlichen Spektrallinien beispielsweise stellt man allerdings fest, dass energetische Übergänge der Elektronen im Atom unterschiedlich hohe Wahrscheinlichkeiten haben, da die Spektrallinien unterschiedliche Intensitäten besitzen. Auch gibt es (theoretische) Übergänge die laut Gleichung 25 möglich sein sollten, allerdings im Experiment nicht existieren. Wir wollen uns im Folgenden mit den Übergangswahrscheinlichkeiten von optischen Übergängen befassen.

Betrachten wir einleitend ein Atom im Zustand E_k in einem elektromagnetischen Strahlungsfeld mit der spektralen Energiedichte $\omega(\nu)$. Durch Absorption eines Photon $h \cdot \nu$ kann das Atom in einem Zustand $E_i = E_k + h\nu$ übergehen, wobei die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit $W_{ki} = B_{ki} \cdot \omega(\nu)$ beträgt. B_{ik} ist hierbei der Einsteinkoeffizient für die Absorption. Beim Übergang in den angeregten Zustand wird dem Strahlungsfeld eben der Energiebetrag $h\nu$ entzogen. Umgekehrt kann dem Strahlungsfeld, in dem das Atom wieder in seinen Grundzustand übergeht, auch wieder Energie hinzugefügt werden. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Übergang lautet: $W_{ik} = B_{ik} \cdot \omega(\nu)$, wobei B_{ik} der Einsteinkoeffizient für die induzierte Emission ist. Emission kann auch spontan ablaufen, d.h. sie ist unabhängig von einem äußeren Strahlungsfeld: $W_{ik,spontan} = A_{ik}$ (Demtröder, 2000).

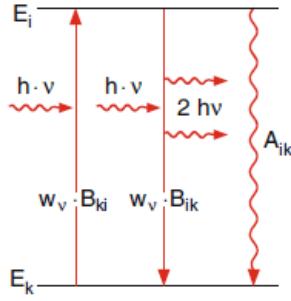


Abbildung 2: Absorption, induzierte Emission und spontane Emission in einem Zweiniveausystem (Demtröder, 2000)

Betrachtet man ein System im thermischen Gleichgewicht, wobei Emission gleich Absorption ist, so lassen sich folgende Relationen herleiten:

$$B_{ik} = \frac{g_k}{g_i} B_{ki}, \quad A_{ik} = \frac{8\pi\hbar\nu^3}{c^3} B_{ik} \quad (26)$$

g_i , bzw. g_k ist der Entartungsgrad ($g = 2J+1$) des jeweiligen Energieniveaus (Demtröder, 2000).

Ein Atom kann auch als Dipol betrachtet werden, der durch sein Dipolmoment $\vec{p} = q \cdot \vec{r}$ beschrieben werden kann. Quantenmechanisch wird das Dipolmoment durch seinen Erwartungswert $\langle p \rangle$ ausgedrückt. Dabei ist Ψ_i der stationäre Zustand des Elektrons mit $i = (n, l, m_l, m_s)$, und $\langle r \rangle$ dessen Ortsvektor (Demtröder, 2000):

$$\langle p \rangle = e \cdot \langle r \rangle = e \cdot \int_V \overline{\Psi_i} \cdot r \cdot \Psi_i \cdot dV. \quad (27)$$

Dementsprechend lässt sich beim Übergang von E_i nach E_k ein Übergangsdiopolmoment $M_{ik} = \langle p_{ik} \rangle$ definieren (Demtröder, 2000):

$$M_{ik} = \langle p_{ik} \rangle = e \cdot \int_V \overline{\Psi_i} \cdot r \cdot \Psi_k \cdot dV. \quad (28)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit für die spontane Emission lässt sich, wie wir bereits wissen, durch A_{ik} ausdrücken. Über die mittlere Strahlungsleistung $\langle P_{ik} \rangle$ des quantenmechanischen Dipols lässt sich nun A_{ik} herleiten (Demtröder, 2000):

$$A_{ik} = \frac{2\omega_{ik}^3}{3\epsilon_0 c^3 \cdot h} |M_{ik}|^2. \quad (29)$$

M_{ik} ist also ein Maß für die Übergangswahrscheinlichkeit. Da man die M_{ik} 's aller Übergänge in einer Matrix anordnen kann, nennt man M_{ik} auch Matrixelement. Es gilt: $|M_{ik}| = |M_{ki}|$.

Mithilfe einiger mathematischer Kniffe, die hier nicht weiter erläutert werden, lässt sich B_{ki} herleiten (Demtröder, 2000):

$$B_{ki} = \frac{2\pi^2 e^2}{3\epsilon_0 h^2} |M_{ki}|^2 \quad (30)$$

Die Relationen aus Gleichung 26 gelten weiterhin, wodurch B_{ik} ebenfalls hergeleitet werden kann. Alle drei Einsteinkoeffizienten hängen also von M_{ik} ab. Das Matrixelement M_{ik} hat die Komponenten $(M_{ik})_x, (M_{ik})_y, (M_{ik})_z$, wobei beispielhaft gilt (Demtröder, 2000):

$$(M_{ik})_x = e \cdot \int_V \overline{\Psi_i} \cdot x \cdot \Psi_k \cdot dV \quad (31)$$

Sollen also $A_{ik} \neq 0$, $B_{ki} \neq 0$, und/oder $B_{ik} \neq 0$ sein, so muss mindestens eine Komponente des Matrixelements M_{ik} ungleich Null sein.

Am Wasserstoffatom mit dem Elektronenzustand $\Psi_{n,l,m_l} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} R_{n,l}(r) \Theta_m^l(\theta) \exp(im\phi)$ wird beim Einfall von in z-Richtung linear polarisiertem Licht ($\vec{E} = (0, 0, E_0)$) die z-Komponente des Matrixelements $(M_{ik})_z$ nur für $m_k = m_i$ ungleich Null, d.h. es findet ein Übergang von E_i nach E_k , da (Demtröder, 2000):

$$(M_{ik})_z \propto \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \exp(i(m_k - m_i)\phi) d\phi. \quad (32)$$

Nun betrachten wir links oder rechts zirkular polarisiertes Licht ($\vec{E} = (E_x, \pm iE_y, 0)$), welches sich in z-Richtung ausbreitet und bilden die komplexen Linearkombinationen aus $(M_{ik})_x, (M_{ik})_y$ (Demtröder, 2000):

$$(M_{ik})_x \pm i \cdot (M_{ik})_y \propto \int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \exp(i(m_k - m_i \pm 1)\phi) d\phi. \quad (33)$$

Für $(M_{ik})_x + i \cdot (M_{ik})_y \neq 0$ müsste gelten $m_k = m_i + 1$, bzw. für $(M_{ik})_x - i \cdot (M_{ik})_y \neq 0$ müsste gelten $m_k = m_i - 1$. Zusammenfassend gelten für Übergänge zwischen E_k und E_i also folgenden Auswahlregeln (Demtröder, 2000):

$$\Delta m = m_k - m_i = 0 \quad \text{für linear polarisiertes Licht} \quad (34)$$

$$\Delta m = m_k - m_i = \pm 1 \quad \text{für zirkular polarisiertes Licht.} \quad (35)$$

1.5 Fabry-Perot-Interferometer

Als Fabry-Perot-Interferometer wird ein optischer Resonator bezeichnet, der aus einer planparallelen Anordnung zweier teildurchlässiger Spiegel mit hohem Reflexionsgrad besteht (siehe auch Abbildung 3). Ein einfallender Strahl wird an den Grenzflächen und zwischen den Spiegeln vielfach reflektiert. Die auf der gegenüberliegenden aus dem Interferometer austretenden parallelen Strahlen, können durch eine Linse fokussiert und zur Interferenz gebracht werden. Da die Anzahl der beteiligten Strahlen sehr groß ist, werden die Interferenzmaxima vergleichsweise scharf. Denn bereits kleine Abweichungen von den Winkeln maximaler Interferenz führen dazu, dass destruktive Interferenzanteile auftreten und die Intensität des Interferenzmusters abfällt.

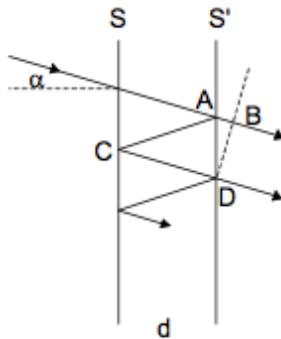


Abbildung 3: Gangunterschied zweier benachbarter Strahlen beim Fabry-Perot-Interferometer. Der Einfluss verschiedener Brechungsindizes im Interferometer und Umgebung wurde vernachlässigt. (Fabry-Perot-Etalon, o.D.)

Der Gangunterschied zweier benachbarter Strahlen im Fabry-Perot-Interferometer beträgt $\delta = 2d \cos \alpha$. (Dies folgt aus Abbildung 3: $\delta = \overline{AB} = \sin \alpha \overline{AD} = 2d \sin \alpha \cot \alpha$.) Interferenzmaxima finden sich also unter den Winkeln α , für die m eine ganze Zahl ist.

$$\delta/\lambda = 2d \cos \alpha / \lambda = m \quad (36)$$

Die zusätzlichen Phasenunterschiede, die durch die Reflexionen an den Spiegeln entstehen, können vernachlässigt werden. Für jeden transmittierten Strahl betragen sie in der Summe ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge.

Das Interferenzmuster einer Fabry-Perot-Interferometers besteht aus Ringen, die durch die rotationssymmetrische Bauweise des Interferometers entstehen (siehe Abbildung 4). Die Quelle (mit divergentem Licht) wird in die Brennebene einer Linse vor dem Interferometer gestellt. Nach der Linse verlaufen die Strahlen, die aus dem selben Punkt der Brennebene stammen, parallel auf das Fabry-Perot-Interferometer. Dort werden sie vielfach gespiegelt und durch eine dem Fabry-Perot nachgeordnete Linse erneut gebündelt,

wodurch die parallelen Strahlen wieder in einem Punkt der Brennebene der zweiten Linse fokussiert werden. Diese Anordnung ist rotationssymmetrisch um die optische Achse, wodurch das Interferenzbild aus Ringen besteht.

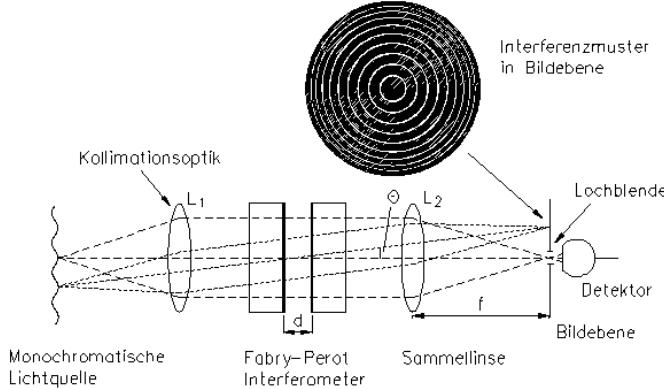


Abbildung 4: Aufbau eines Fabry-Perot-Interferometers (Univerität Stuttgart, 2016)

Betrachtet man das Transmissionspektrum eines Fabry-Perot-Interferometers, so können sich zwei benachbarte Interferenzmaxima zu verschiedenen Interferenzordnungen ($\Delta m = 1$) der gleichen Wellenlänge gehören oder zu zwei leicht verschiedenen Wellenlängen ($\Delta\lambda$) und zur gleichen Interferenzordnung. Die beiden Interferenzmaxima würden sich überschneiden (unter dem gleichen Winkel α zu beobachten sein), sobald gilt

$$(m + 1)\lambda = 2d \cos \alpha = m(\lambda + \Delta\lambda) \quad (37)$$

Über $\Delta\lambda = \lambda/m$ kann die maximal unterscheidbare Wellenlängendifferenz bestimmt werden. Diese wird freier Spektralbereich genannt. Analog lässt sich feststellen, dass bei konstantem α und einer Änderung der Wellenzahl $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ um $\Delta\tilde{\nu} = 1/2d \cos \alpha$ die beiden Interferenzringe der Ordnungen $m + 1$ und m unter dem gleichen Winkel α beobachtet werden.

$$m = 2d(\tilde{\nu} - \Delta\tilde{\nu}) \cos \alpha \quad (38)$$

$$\Leftrightarrow m = 2d\tilde{\nu} \cos \alpha - 1 \quad (39)$$

$$\Leftrightarrow m + 1 = 2d\tilde{\nu} \cos \alpha \quad (40)$$

Um die Interferenzringe eindeutig unterscheiden zu können, muss der Wellenlängen- bzw. Wellenzahlbereich auf ein Spektrum kleiner $\Delta\lambda$ bzw. $\Delta\tilde{\nu}$, den sogenannten freien Spektralbereich, beschränkt werden.

Aus freiem Spektralbereich und Halbwertsbreite $\Delta\delta$ der Peaks im Transmissionsspektrum lässt sich die spektrale Auflösung bestimmen. Sie gibt an, wie viele Linien im freien Spektralbereich maximal beobachtet werden könnten und wird durch die sogenannte

Finesse charakterisiert, die für $R > 0,5$ durch folgenden Ausdruck genähert werden kann:

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\tilde{\nu}}{\Delta\delta} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (41)$$

In diesem Versuch wird mit dem Fabry-Perot-Interferometer das Licht einer Gasentladungslampe untersucht. In einer Gasentladungsrohre wird zwischen zwei Elektroden eine Spannung angelegt. Dadurch gelangen freie Elektronen in das in der Röhre enthaltene Gas. Sie werden im elektrischen Feld beschleunigt und erlangen bei entsprechenden Druckverhältnissen, bzw. mittlerer freier Weglänge, genug Energie um Atome des Gasgemisches anzuregen oder zu ionisieren. Die dadurch gewonnenen Ionen und Elektronen setzen den Stoßprozess fort. Solange mehr Ionen und Elektronen erzeugt werden als rekombinieren, hält die Gasentladung, also der Stromfluss durch das ionisierte Gas (Plasma), an. Die bei der Rekombination frei werdende Energie wird in Form von Photonen emittiert.

Wir betrachten nun wieder Gleichung 36 und wollen in dieser Gleichung den Term $\cos\alpha$ ersetzen. In Abbildung 5 können wir sehen, dass die Beziehung $\tan\alpha = r/f$ gültig ist, wobei r der Radius eines Ringes und f die Brennweite der Objektivlinse sind. Da der Winkel sehr klein ist, nähern wir $\tan\alpha \approx \sin\alpha \approx \alpha$ und daher $\alpha = r/f$. Zudem entwickeln wir $\cos\alpha$ für kleine Winkel bis zur zweiten Ordnung und erhalten $\cos\alpha = 1 - \frac{1}{2}\alpha^2$. Also folgt als Näherung $\cos\alpha = 1 - \frac{r^2}{2f^2}$. Setzen wir dies ein in 36, folgt:

$$m = \frac{2d}{\lambda} \left[1 - \frac{r^2}{2f^2} \right] \quad (42)$$

Betrachten wir jetzt den innersten Ring. Für ihn gelte die gerade aufgestellte Beziehung mit Winkel α und dem Radius r_0 , also:

$$m = \frac{2d}{\lambda} \left[1 - \frac{r_0^2}{2f^2} \right] \quad (43)$$

Für alle weiteren Ringe verringert sich die Zahl m nach außen immer jeweils um 1. Deshalb muss man, um das gleiche m wie in Gleichung 43 zu bekommen, eine ganze Zahl i addieren. Die Veränderung des Winkels, unter dem die nächste Interferenzordnung nun entsteht, beachten wir nicht und lassen die Kleinwinkel Näherung deshalb so stehen. Wir erhalten für die Wellen-Anzahl m der i -ten Ordnung:

$$m = \frac{2d}{\lambda} \left[1 - \frac{r_i^2}{2f^2} \right] + i \quad (44)$$

Dabei bezeichnet $i \in \mathbb{N}$ die Nummer der Ringe bzw. die Nummer der Interferenzordnung. Durch Gleichsetzen von Gleichungen 43 und 44 und Umstellen erhält man:

$$\frac{d \cdot r_0^2}{\lambda \cdot f^2} = \frac{d \cdot r_i^2}{\lambda \cdot f^2} - i \Leftrightarrow d = i \cdot \frac{\lambda \cdot f^2}{r_i^2 - r_0^2} \Rightarrow f = \sqrt{\frac{d(r_i^2 - r_0^2)}{i \cdot \lambda}} \quad (45)$$

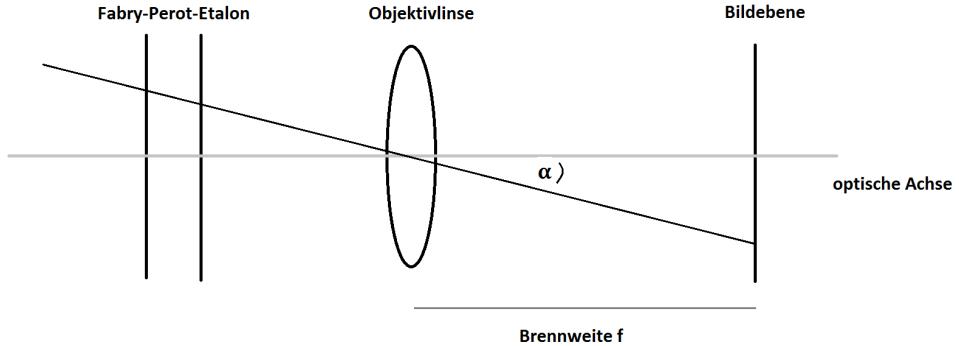


Abbildung 5: Der Mittelpunktstrahl durchquert die Objektivlinse ungebrochen. Die Bildebene liegt in der Brennebene.

Wir setzen nun Gleichungen für zwei unterschiedliche Wellenlängen in gleicher Ordnung gleich und erhalten für die Auflösung des Interferometers:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda} \left[1 - \frac{r^2}{2f^2} \right] &= \frac{1}{\lambda + \Delta\lambda} \left[1 - \frac{r'^2}{2f^2} \right] \Leftrightarrow 1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left[1 - \frac{r^2}{2f^2} \right] = 1 - \frac{r'^2}{2f^2} \Leftrightarrow 1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1 - \frac{r'^2}{2f^2}}{1 - \frac{r^2}{2f^2}} \\ \Leftrightarrow \frac{\Delta\lambda}{\lambda} &= \frac{1 - \frac{r'^2}{2f^2}}{1 - \frac{r^2}{2f^2}} - \frac{1 - \frac{r^2}{2f^2}}{1 - \frac{r^2}{2f^2}} = \frac{\frac{r^2 - r'^2}{2f^2}}{1 - \frac{r^2}{2f^2}} = \frac{r^2 - r'^2}{2f^2 - r^2} \Rightarrow \Delta\lambda \approx \lambda \frac{r^2 - r'^2}{2f^2} \end{aligned} \quad (46)$$

Im letzten Schritt haben wir ausgenutzt, dass $r \ll f$. Mit $\nu = \frac{c}{\lambda}$ und $\Delta\lambda \ll \lambda$ erhalten wir:

$$\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2 = \frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda + \Delta\lambda} = \frac{c \cdot \Delta\lambda}{\lambda(\lambda + \Delta\lambda)} \Rightarrow \Delta\nu \approx \frac{c \cdot \Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (47)$$

Die Frequenzauflösung im Zeeman-Effekt kann mithilfe folgender Formel erklärt werden, die aus Gleichung 46 folgt:

$$\Delta\nu \approx \frac{c}{\lambda} \cdot \frac{r^2 - r'^2}{2f^2} \quad (48)$$

1.6 Gittermonochromator

Damit die Linien im Transmissionspektrum des Fabry-Perot-Interferometers einfacher unterschieden werden können (bei Schwarz-Weiß-Bildern, die in diesem Versuch ausgewertet werden, wäre das auch gar nicht erst möglich), lässt man nur einen schmalen Wellenlängenbereich auf den den Fabry-Perot treffen. Die nötige Auswahl kann mit Hilfe eines Gittermonochromators vorgenommen werden. In Abbildung 6 ist die Funktionsweise eines solchen Monochromators illustriert. Auf den Eintrittsspalt fokussiertes Licht

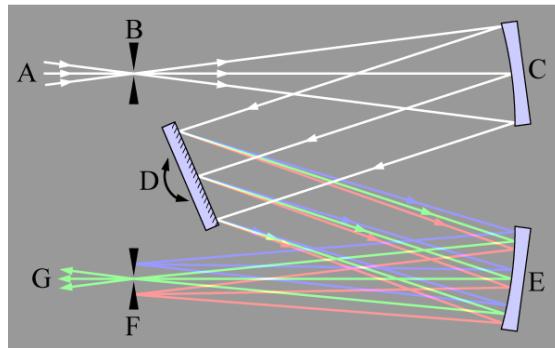


Abbildung 6: Funktionsschema eines Gittermonochromators, Beschreibung siehe Text, aus Wikipedia (2016)

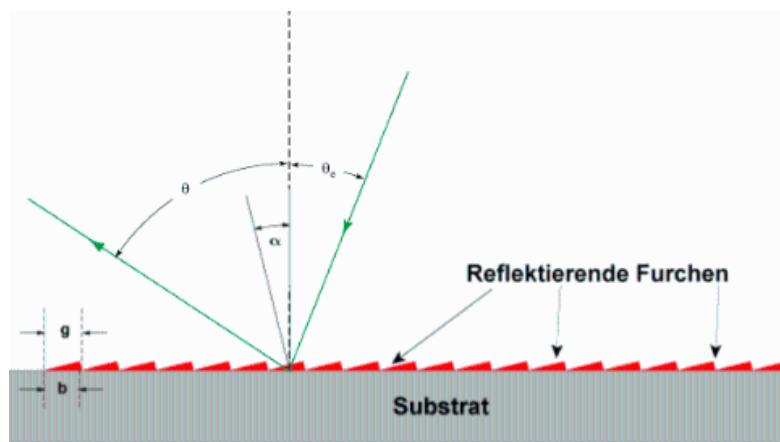


Abbildung 7: Blaze-Gitter mit Blaze-Winkel α (Universität Essen, 2016)

wird zunächst per Parabolspiegel parallel gerichtet. Durch Beugung an einem optischen Gitter wird das Licht in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgefächert. Erneute Spiegelung an einem Parabolspiegel fokussiert das Licht auf die Ebene des Austrittspalts. Hier sind die verschiedenen Wellenlängenbereiche nun räumlich getrennt und lassen sich mit dem Spalt auswählen.

Wichtiger Bestandteil des Monochromators ist das Gitter. Es handelt sich dabei um ein Blaze-Gitter (Abbildung 7). Diese haben den Vorteil, dass sie die Intensität des Beugungsbildes für eine bestimmte Beugungsordnung und Wellenlänge maximieren. Durch den sogenannten Blaze-Winkel wird die Reflexion mit der höchsten Intensität zu höheren Ordnungen verschoben und fällt somit nicht in die Richtung, aus der das Licht kam. Das ist relevant, da die Intensität des Lichts entscheidend für die Qualität der Messungen ist. Das Blaze-Gitter hat maximale Intensität in Richtung der Flächennormalen der Stufen (abhängig vom Blaze-Winkel α). Die Winkel des Beugungsmaxima hängen von der Gitterkonstanten g ab.

2 Messprotokoll und Durchführung

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 8 dargestellt. Es besteht im Wesentlichen aus einer Quecksilber-Lampe, die sich in einem Elektromagneten befindet. Die Feldlinien verlaufen horizontal durch die Hg-Lampe, sobald ein Strom I am Magneten anliegt. Licht, welches aus der Lampe emittiert wird, trifft zunächst auf eine Linse, welche das Licht auf den Eingang des Monochromators fokussiert. Der Monochromator filtert nun alle Photonen, bis auf die Photonen, mit der am Monochromator eingestellten Wellenlänge (im Idealfall). Das monochromatische Licht wird nun von einer zweiten Linse, in deren Brennweite des Ausgang des Monochromators sitzt, parallelisiert. Diese parallelen Strahlen treffen nun mit einem bestimmten Winkel α auf das Fabry-Perot-Interferometer. Der Abstand d zwischen beiden halbdurchlässigen Spiegeln des Interferometers beträgt $d = (2,442 \pm 0,002)mm$. Durch die nachgeschaltete Linse, werden die Strahlen nach Passieren des Interferometers auf dem Messokular einer CCD-Kamera zur Interferenz gebracht. Es entsteht das typische kreissymmetrische Interferenzmuster (siehe Abbildung 9).

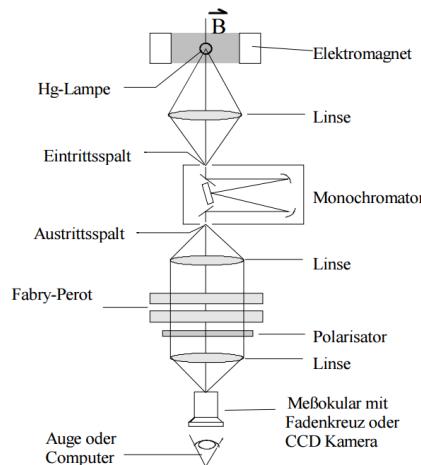


Abbildung 8: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus.

Zunächst haben wir die sichtbaren Spektrallinien der Hg-Lampe mithilfe des Monochromators identifiziert (der verstellbare Monochromator hat eine Anzeige mit der aktuellen Wellenlänge). $\lambda = 389nm$ könnte wir dem Übergang vom $8d-Zustand$ zum $6p-Zustand$ zuordnen, was UV-Licht entspricht (sichtbar auf Papier). $\lambda = 428nm$ entspricht dem Übergang von $7s$ nach $6p$, was der violetten Spektrallinie entspricht. $\lambda = 532nm$ entspricht ebenfalls dem Übergang von $7s$ nach $6p$, allerdings ist die grüne Spektrallinie zu sehen. Die gelben Spektrallinien korrespondieren mit $\lambda = 577nm$, was den beiden Übergängen von $6d$ nach $6p$ zugeordnet werden.

Die gelbe Doppellinie wurde bei einer Monochromator-Einstellung von $\lambda = 575nm$ als nächstes einzeln betrachtet (zu sehen in Abbildung 10).

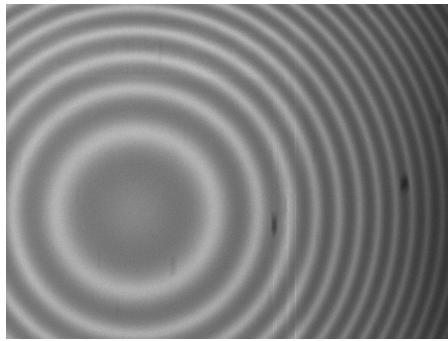


Abbildung 9: Kreissymmetrisches Interferenzmuster des Fabry-Perot-Interferometers, aufgenommen von einer CCD-Kamera während des Versuchs. Jeder Ring repräsentiert ein Interferenzmaximum unterschiedlicher Ordnung bei gleicher Wellenlänge, bzw. unterschiedlicher Wellenlänge gleicher Ordnung.

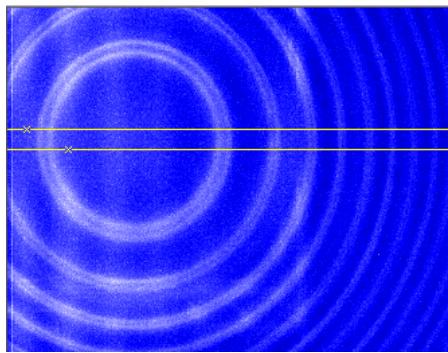


Abbildung 10: Interferenzbild der gelben Doppellinie der Hg-Lampe ohne Magnetfeld, aufgenommen von der CCD-Kamera.

Nachdem es uns gelungen war, beide gelben Spektrallinien voneinander zu trennen, wurde die grüne Spektrallinie durch eine optimierte Justage möglichst scharf gestellt, dabei wurden Linse 1 und 2 solange verschoben bis ein scharfes Interferenzbild von der CCD-Kamera aufgezeichnet wurde (siehe Abbildung 11). Dieses Interferenzbild wurde dann zur Bestimmung der Brennweite der Objektiv-Linse der CCD-Kamera verwendet, siehe Auswertung. Nun wurde ein Magnetfeld ($I = 20A$) an die Hg-Lampe angelegt, sodass es zu einer Verbreiterung der Interferenzringe kam, verursacht durch den anomalen Zeeman-Effekt. Die Verbreiterung sind also drei ineinander übergehende Interferenzringe, die drei unterschiedlichen Wellenlängen oder Energieübergängen entsprechen (siehe Abbildung 13). Durch Anbringen eines Polfilters direkt hinter dem Monochromator, konnten wir, je nach Einstellung des Polfilters, entweder nur die das linear polarisierte Licht (Polfilter: $\Phi_2 = 91 \pm 10^\circ$) oder das links/rechts polarisierte Licht (Polfilter: $\Phi_1 = 5 \pm 10^\circ$) den Polfilter passieren lassen.

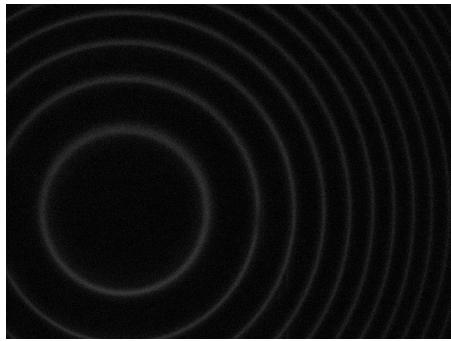


Abbildung 11: Scharf gestelltes Interferenzbild der grünen Spektrallinie der Hg-Lampe ohne Magnetfeld, aufgezeichnet von der CCD-Kamera.

Nun wurden zunächst die zirkular polarisierten Photonen der grünen Spektrallinie vom Polfilter gefiltert, sodass der innere sowie der äußere Teil-Ring jedes Interferenzrings (Interferenzmaximum) des Interferenzbildes verschwanden. Anschließend wurde das linear polarisierte Licht gefiltert, sodass der mittlere Teil-Ring jedes Interferenzrings verschwand (keine Abbildung vorhanden). Das Interferenzbild wurde dabei für fünf verschiedene Magnetfeldstärken ($I = 18A, 16A, 14A, 12A, 10A$) aufgezeichnet und mithilfe einer Software vermessen. Die Stromstärke war dabei die einzustellende Größe. Anhand der uns zur Verfügung gestellten Eichkurve (Umrechnung zwischen I und B) erhalten wir für die Stärke des Magnetfeldes Werte von $B = 0, 82T; 0, 75T; 0, 66T; 0, 58T; 0, 48T$.

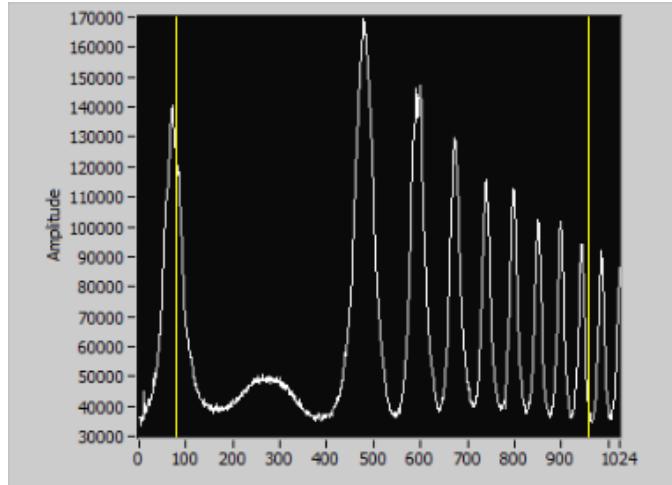


Abbildung 12: Vermessung der Interferenz-Ringe der linear polarisierten Photonen der grünen Spektrallinie, wobei die Pixel der X-Achse in einen Abstand umgerechnet werden müssen.

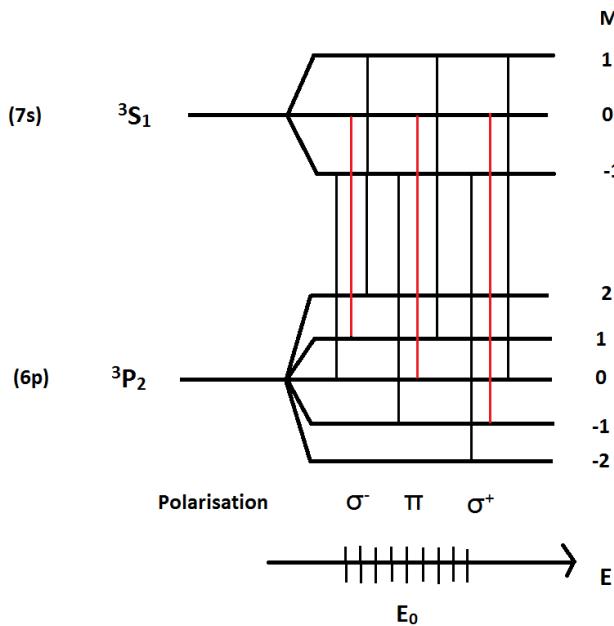


Abbildung 13: Zu sehen ist die Aufspaltung der grünen Spektrallinie (546nm) von Quecksilber im äußeren Magnetfeld durch den anomalen Zeeman-Effekt. Es handelt sich um 9 diskrete Spektrallinien, wobei in der Realität jeweils drei Spektrallinien im Fabry-Perot-Interferometer zu einem Ring verschmelzen. So erhält man für jede Polarisation einen Ring. Rot markiert sind die „Mittelringe“ der drei Ringe und wir sehen, dass die Energiedifferenzen nach Gleichung 22 zwischen diesen „Mittelringen“ tatsächlich nur vom g_j -Faktor des unteren Niveaus abhängen. Zu beachten sind an dieser Stelle außerdem die verschiedenen g_j -Faktoren: Da für das obere Niveau $g_j = 2$ und für das untere Niveau $g_j = 3/2$ gelten, sind nach Gleichung 22 die äquidistanten Energiedifferenzen zwischen den Zeeman-Komponenten im oberen Niveau größer als die im unteren Niveau!

3 Auswertung

3.1 Bestimmung der Brennweite

Wir haben das Interferenz-Ringsystem der grünen Quecksilberlinie ($\lambda = 546\text{nm}$) beobachtet und mithilfe des Auswerteprogramms die Radien von der nullten bis zur sechsten Interferenzordnungen bestimmt. Um die effektive Brennweite der verwendeten Objektivlinse zu bestimmen, haben wir Gleichung 45 genutzt. Für den Radius musste dabei die aufgenommene Pixelzahl in *Mikrometer* umgerechnet werden (ein Pixel entspricht $4,65\mu\text{m}$). Es wurde ein Plattenabstand des Interferometers von $d = 2442\mu\text{m}$ verwendet. Als Mittelwert und Standardabweichung aus diesen Werten erhalten wir unser Endergebnis für die Brennweite der Objektivlinse hinter dem Interferometer von $f = (75 \pm 2)\text{mm}$. Dies stimmt überein mit der Aufschrift von $f = 75\text{mm}$.

Tabelle 1: Die aus den gemessenen Radien berechneten Brennweiten f sind hier gerundet dargestellt.

	für r_0	für $r_{i=1}$	für $r_{i=2}$	für $r_{i=3}$	für $r_{i=4}$	für $r_{i=5}$	für $r_{i=6}$
Radius/ μm	957,9	1478,7	1860	2166,9	2441,25	2687,7	2915,55
$f/\mu m$	-	75331	75392	75043	75080	75101	75178

3.2 Frequenzaufspaltung und Bestimmung des g_j -Faktors

Zur Vermessung der Frequenzaufspaltung $\Delta\nu$ verwenden wir Gleichung 48. Dabei haben wir uns auf die Vermessung der zirkular polarisierten Photonen beschränkt, da das reichen sollte, um $\Delta\nu$ zu ermitteln, da die Aufspaltung zwischen inneren und äußeren Teil-Ring dabei einfach mit $1/2$ multipliziert werden muss. Die Brennweite $f = (75 \pm 2) mm$ haben wir bereits in Aufgabe 5.4 ermittelt. Da wir die Zeeman-Aufspaltung für die grüne Spektrallinie gemessen haben, wissen wir, dass $\lambda = 546 nm$. Die Wellenlänge betrachten wir ohne Fehler und $\Delta(\Delta\nu)$ berechnet sich nach Gauß:

$$\Delta(\Delta\nu) = \frac{c}{\lambda} \cdot \sqrt{\left(\frac{r}{f^2} \cdot \Delta r\right)^2 + \left(\frac{-r'}{f^2} \cdot \Delta r'\right)^2 + \left(-\frac{r^2 - r'^2}{f^3} \cdot \Delta f\right)^2} \quad (49)$$

Als Δr , bzw. $\Delta r'$ nehmen wir die Hälfte der jeweiligen Halbwertbreiten des Inneren, bzw. Äußeren Teil-Rings des ersten Interferenzmaximums an.

Es ergibt sich Tabelle 2, wobei gilt: $\Delta k = \frac{2\pi\Delta\nu}{c}$, bzw. $\Delta(\Delta k) = \frac{2\pi\Delta(\Delta\nu)}{c}$. Die Wellenzahl k lässt sich also über einen Proportionalitätsfaktor aus der Frequenz ν errechnen.

Tabelle 2: In dieser Tabelle sind die Ergebnisse der Frequenzaufspaltung aufgelistet. Wie schon zuvor erwähnt, lässt sich die eingestellte Stromstärke I anhand einer uns zur Verfügung gestellten (linearen) Kalibrierkurve in eine magnetische Flussdichte B umrechnen. Die Ergebnisse sind graphisch dargestellt in Abbildungen 14 und 15.

I[A]	r'[μm]	r[μm]	$\Delta r'[\mu m]$	$\Delta r[\mu m]$	$\Delta\nu[GHz]$	$\Delta(\Delta\nu)[GHz]$	$\Delta k [1/cm]$	$\Delta(\Delta k) [1/cm]$
18	786	1093	8	7	14	2	2,9	0,4
16	800	1083	9	7	13	2	2,7	0,4
14	814	1070	10	8	12	2	2,5	0,4
12	832	1051	10	9	10	2	2,1	0,4
10	851	1037	12	9	9	2	1,9	0,4

Dass es sich bei den Ausgleichs- und Grenzgeraden in Abbildungen 14 und 15 um Ursprungsgeraden handeln muss, ist einleuchtend, da ohne Magnetfeld ($B = 0T$) auch kein anomaler Zeeman-Effekt und somit keine Frequenzaufspaltung stattfindet. Der g_j -Faktor kann aus der Steigung der Ausgleichsgeraden in Abbildungen 14 und 15 ermittelt werden. Wie wir schon in Abbildung 13 geklärt haben, hängt die beobachtete Energieaufspaltung mit dem g_j -Faktor des unteren beteiligten Niveaus zusammen.

Wir rufen uns Gleichung 22 in Erinnerung und rechnen um:

$$\Delta E_{m_j, m_j-1} = g_j \cdot \mu_B \cdot B \quad (50)$$

$$\Rightarrow h \cdot \Delta\nu = g_j \cdot \mu_B \cdot B \quad (51)$$

$$\Leftrightarrow \Delta\nu = \frac{g_j \cdot \mu_B}{h} \cdot B = m_1 \cdot B \text{ bzw. } \Delta k = \frac{2\pi g_j \cdot \mu_B}{c} \cdot B = m_2 \cdot B \quad (52)$$

$$\Rightarrow g_j = \frac{m_1 \cdot h}{\mu_B}; \quad \Delta g_j = \frac{\Delta m_1 \cdot h}{\mu_B} \text{ bzw. } g_j = \frac{c}{2\pi} \frac{m_2 \cdot h}{\mu_B}; \quad \Delta g_j = \frac{c}{2\pi} \frac{\Delta m_2 \cdot h}{\mu_B} \quad (53)$$

Hierbei sind m_1 und m_2 die Steigung jeweils in den Diagrammen von Abbildungen 14 und 15. Außerdem kennen wir die Konstanten $h = 6,626 \cdot 10^{-34} Js$ und $\mu_B = 9,274015 \cdot 10^{-24} J/T$.

Für Abbildung 14 erhalten wir als Endergebnis:

$$m_1 = 15,3 \frac{GHz}{T} \text{ und } \Delta m_1 = 2,3 \frac{GHz}{T} \Rightarrow g_j = 1,1 \text{ und } \Delta g_j = 0,2 \quad (54)$$

und für Abbildung 15:

$$m_2 = 3,20 \frac{1}{cm \cdot T} \text{ und } \Delta m_2 = 0,48 \frac{1}{cm \cdot T} \Rightarrow g_j = 1,1 \text{ und } \Delta g_j = 0,2 \quad (55)$$

Der tatsächliche errechnete g_j -Faktor beträgt, wie bereits in Abbildung 13 beschrieben, $g_j = 3/2$. Dies ergibt sich aus Gleichung 19 mit $j = 2$, $s = 1$ und $l = 1$:

$$g_j = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} = 1,5 \quad (56)$$

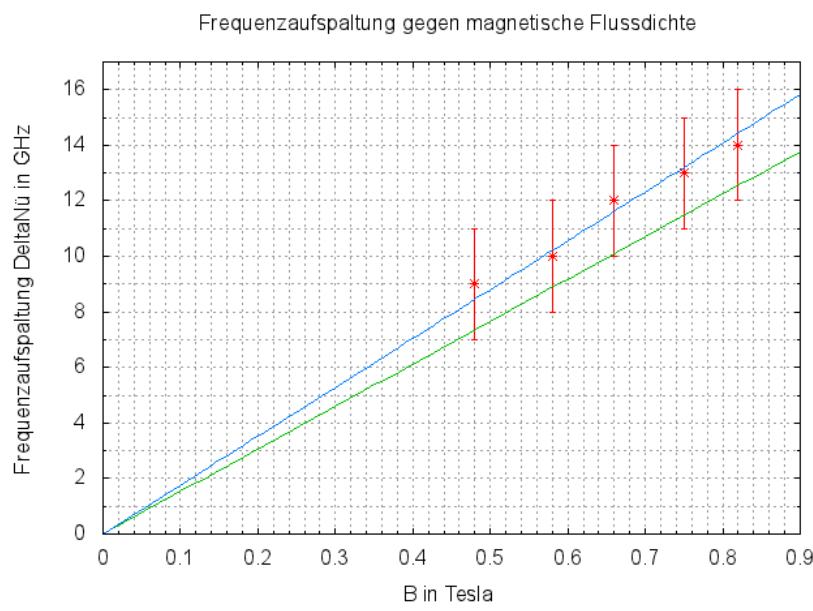


Abbildung 14: Dargestellt ist die Frequenzaufspaltung in Abhängigkeit von der Stärke des Magnetfeldes. Auf der Ordinate ist die Frequenz aufgetragen. Zu erkennen sind außerdem Ausgleichs- und Grenzgerade.

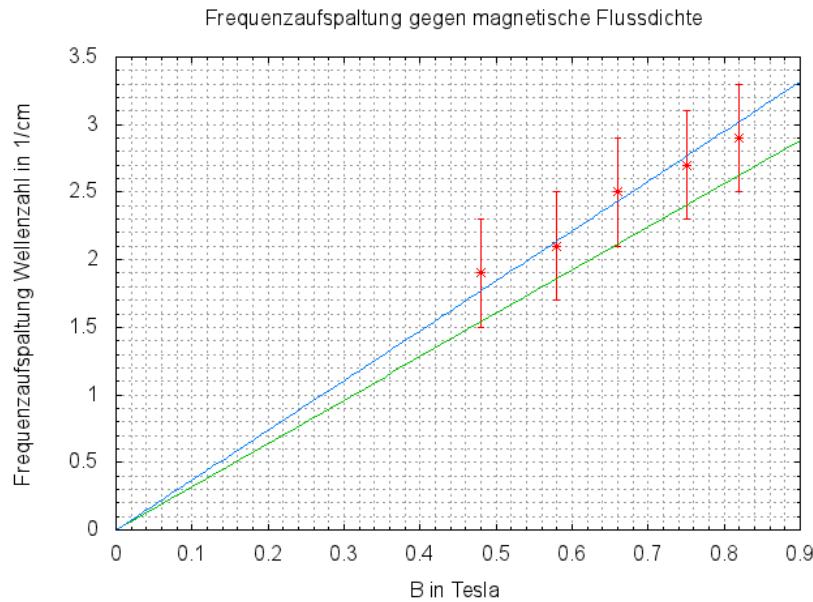


Abbildung 15: Die Frequenz-Magnetfeld-Abhängigkeit kann man auch darstellen, indem man auf der Ordinate statt der Frequenz die Wellenzahl aufträgt. Auch hier sind Ausgleichs- und Grenzgerade eingezeichnet.

4 Diskussion

Für die Bestimmung von g_j haben wir die Frequenzaufspaltung, einmal in $\Delta\nu$ und einmal in Δk , gegen die magnetische Flussdichte aufgetragen und aus den Steigungen den gesuchten g_j -Faktor berechnet. Da die Frequenz in $\Delta\nu$ unsere Ausgangsgröße war und diese lediglich in Δk umgerechnet haben, erwarten wir für das Endergebnis von g_j aus Abbildung 14 (mit $\Delta\nu$) eine bessere Genauigkeit als aus Abbildung 15 (mit Δk). Die Ergebnisse sind festgehalten in Gleichungen 54 und 55. Jedoch sind, wie wir sehen, die beiden Ergebnisse (aufgrund von Rundungen) gleich, was zufriedenstellend ist: $g_j = 1,1 \pm 0,2$. Der theoretische Wert für g_j aus Gleichung 56 ist: $g_j = 1,5$. Wir sehen, dass der experimentelle Wert im dreifachen Fehlerintervall mit dem theoretischen Wert liegt und die beiden Werte somit verträglich sind.

Warum der experimentelle Wert zu klein ist, ist schwer zu sagen. Der zu kleine experimentelle g_j -Faktor bedeutet eine zu geringe gemessene Frequenzaufspaltung.

Hätten wir die Messung bei kleinen Werten für B des Magnetfeldes begonnen und hätten die Stärke gesteigert (also von 10A bis 18A), könnte man vermuten, dass das Magnetfeld eine gewisse Trägheit hätte. Damit wären die notierten B -Werte eher zu groß gewesen als die realen. Man hätte in den Diagrammen 14 und 15 dann die Steigung nach oben korrigieren müssen (größere Steigung) und die Fehlerquelle wäre plausibel. Dies ist aber nicht der Fall (da wir mit 18A begonnen haben und schrittweise auf 10A heruntergegangen sind)!

Wir vermuten, dass das Vermessen der Radien eine Fehlerquelle gewesen sein könnte. Wir sehen in den Abbildungen 9, 10 und 11, dass die Ringe zum Rand hin leicht verzerrt erscheinen, was möglicherweise durch nicht gewollte optische Effekte hervorgerufen worden sein könnte. Es sieht so aus, als ob die Abstände der Ringe nach außen hin kleiner erscheinen, als sie real sein würden. Betrachtet man dies als Fehlerquelle, so haben wir nach Gleichung 48 zu geringe Frequenzdifferenzen errechnet. Dies hat sich dann entsprechend in den Diagrammen 9, 10 und 11 fortgepflanzt. Eine zu vermutlich geringe Steigung hat zu einem zu geringen g_j -Faktor geführt.

Wie in Abbildung 8 zu erkennen ist, handelt es sich um eine transversale Beobachtung (in Bezug auf das externe Magnetfeld, Magnetfeld- und Beobachtungsrichtung im rechten Winkel). Aus Abbildung 1 erwarten wir daher für das zirkular polarisierte Licht einen Polarisationswinkel von $\Phi'_1 = 0^\circ$, was also einer vertikalen Polarisationsrichtung entspricht. Für das linear polarisierte Licht erwarten wir einen Winkel von $\Phi'_2 = 90^\circ$, im rechten Winkel zum zirkular polarisierten Licht. Tatsächlich stimmen unsere Ergebnisse $\Phi_1 = 5 \pm 10^\circ$ und $\Phi_2 = 91 \pm 10^\circ$ im einfachen Fehlerintervall mit den Erwartungen überein.

Literatur

- Demtröder, W. (2000). Experimentalphysik 3: atome. *Moleküle und Festkörper* Springer Verlag.
- Fabry-Perot-Etalon. (o.d.). *Grundpraktikum II Skript*. Freie Universität Berlin.
- Haken, H. & Wolf, H. C. (1993). *Atom-und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. Springer.
- Universität Stuttgart. (2016). *Fabry-Perot-Interferometer*. Zugriff 3. Januar 2016, unter http://www.irs.uni-stuttgart.de/forschung/messverfahren/d_fpi.html
- Universität Essen. (2016). *Blaze-Gitter*. Zugriff unter [http://www.ilp.physik.uni-essen.de/vonderLinde/BlazeReflexionsgitter%20\(2\)1.html](http://www.ilp.physik.uni-essen.de/vonderLinde/BlazeReflexionsgitter%20(2)1.html)
- Wikipedia. (2016). *Monochromator*. Zugriff unter <https://de.wikipedia.org/wiki/Monochromator>