Atom- und Kernphysik

Atomhülle

PHYSICS EXPERIMENT

Fabry-Pérot-Interferometer, Bestimmung des Bohrschen Magnetons

SPEKTROSKOPIE MIT EINEM FABRY-PÉROT-ETALON

- **Experimentelle Einführung in das Fabry-Pérot-Interferometer am Beispiel des normalen Zeeman-Effekts**
- **Ausmessen der Interferenzringe des Fabry-Pérot Etalons in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes**
- **Bestimmung des Bohrschen Magnetons**

UE5020900

09/24 UD

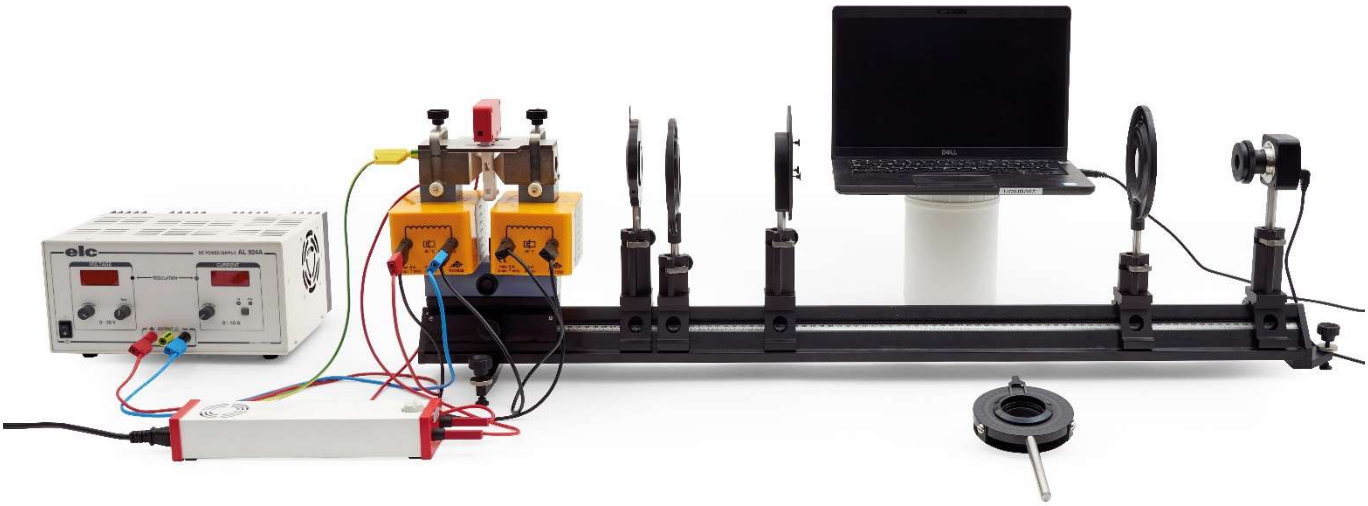

Fig. 1: Experimenteller Aufbau für den longitudinalen Zeeman-Effekt

ALLGEMEINE GRUNDLAGEN

Das von seinen Namensgebern Charles Fabry und Alfred Pérot entwickelte Fabry-Pérot-Interferometer ist ein optischer Resonator, der aus zwei teildurchlässigen Spiegeln besteht. Ein Fabry-Pérot-Interferometer mit festem Spiegelabstand wird als Fabry-Pérot-Etalon bezeichnet. Da es so ausgelegt ist, dass es die Resonanzbedingung für eine bestimmte Wellenlänge erfüllt, wirkt das Etalon auch wie ein optischer Filter. Ein einfallender Lichtstrahl wird im Etalon mehrfach reflektiert, so dass die bei jeder Reflexion transmittierten Lichtstrahlen miteinander interferieren. Diese Vielstrahlinterferenz erzeugt in Transmission eine Intensitätsverteilung mit schmalen Maxima und breiten Minima. Zusammen mit der hohen Interferenzordnung bei entsprechend großen Resonatorabmessungen resultiert daraus eine hohe Güte und entsprechend ein hohes Auflösungsvermögen. Dadurch können kleine spektrale Aufspaltungen, wie sie beim normalen Zeeman-Effekt an der roten Cd-Linie (λ = 643,8 nm) vorliegen ($\Delta\lambda$ = 0,0068 nm bei B = 350 mT), noch aufgelöst werden.

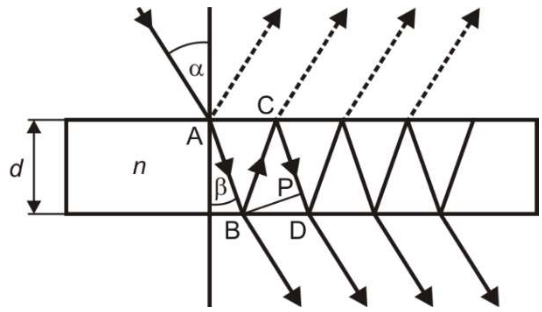

Fig. 2: Strahlengang im Fabry-Pérot Etalon

Eine theoretische Beschreibung des normalen Zeeman-Effekts findet sich in der Anleitung zum Experiment UE5020850, in dem die Dublett- und Triplett-Aufspaltung qualitativ untersucht wird.

Der Fokus dieses Experiments richtet sich auf die Spektroskopie mit einem Fabry-Pérot-Etalon. Das Fabry-Pérot-Etalon ist zusammen mit einer Abbildungsoptik der Kamera vorgeschaltet, mit der die Beobachtung der Zeeman-Aufspaltung erfolgt. Beim Durchgang des Lichts der Cadmium-Lampe durch das Fabry-Pérot-Etalon entstehen Interferenzringe, die wie die Spektrallinie in Abhängigkeit des äußeren Magnetfelds aufspalten und durch die Optik auf die Kamera abgebildet werden. Die Beobachtung parallel oder senkrecht zum äußeren Magnetfeld wird durch einen drehbar gelagerten Elektromagneten ermöglicht.

Das Fabry-Pérot Etalon besteht aus einer Quarzglasplatte mit einer beidseitigen, teilreflektierenden Verspiegelung hoher Reflektivität (Fig. 2). Im vorliegenden Fall ist das Etalon so ausgelegt, dass die Resonanzbedingung für die Wellenlänge λ = 643,8 nm der roten Cd-Linie erfüllt ist. In diesem Sinne wirkt das Etalon auch wie ein optischer Filter. Die Dicke *d,* der Brechungsindex *n* und der Reflexionskoeffizient *R* des Etalons betragen:

$$(1)\quad \begin{aligned} d &= 4\,\text{mm} \\ n &= 1{,}4567 \\ R &= 0{,}85 \end{aligned}$$

Ein einfallender Lichtstrahl wird im Etalon mehrfach reflektiert. Die bei jeder Reflexion transmittierten Lichtstrahlen interferieren miteinander. Der Gangunterschied Δs zwischen zwei benachbarten transmittierten Lichtstrahlen, z.B. die an den Punkten B und D austretenden Lichtstrahlen in Fig. 2, beträgt:

$$(2)\quad \Delta s = n\cdot\left(\overline{\text{BC}}+\overline{\text{CP}}\right).$$

Aus

$$(3)\quad \overline{\text{CP}} = \overline{\text{BC}}\cdot\cos(2\cdot\beta),$$

$$(4)\quad d = \overline{\text{BC}}\cdot\cos(\beta),$$

dem Snellius'schen Brechungsgesetz ($n_{\text{Luft}} \approx 1$)

$$(5)\quad \sin(\alpha) = n\cdot\sin(\beta)$$

und den Additionstheoremen

$$(6)\quad \begin{aligned} \cos(\beta) &= \sqrt{1-\sin^2(\beta)} \\ \cos(2\cdot\beta) &= 1-2\cdot\sin^2(\beta) \end{aligned}$$

ergibt sich der Gangunterschied zu

$$(7)\quad \Delta s = 2\cdot d\cdot\sqrt{n^2-\sin^2(\alpha)} = 2\cdot d\cdot n\cdot\cos(\beta)$$

und daraus die Bedingung für das Vorliegen von Interferenzmaxima:

$$(8)\quad k\cdot\lambda = 2\cdot d\cdot\sqrt{n^2-\sin^2(\alpha_k)} = 2\cdot d\cdot n\cdot\cos(\beta_k).$$

k: Ganze Zahl, Interferenzordnung
α_k: Einfallswinkel zur *k*-ten Interferenzordnung
β_k: Brechungswinkel zur *k*-ten Interferenzordnung

Insgesamt wird ein Interferenzmuster aus konzentrischen Ringen erzeugt. Die Brechung an den Grenzflächen der Glasplatte des Fabry-Pérot-Etalons kann vernachlässigt werden, da sie das Interferenzmuster nur parallel verschiebt. Deshalb wird der Brechungswinkel β durch den Einfallswinkel α ersetzt, und die Interferenzbedingung (8) ergibt sich zu

$$(9)\quad k\cdot\lambda = 2\cdot d\cdot n\cdot\cos(\alpha_k) \approx 2\cdot d\cdot n\cdot\left(1-\frac{\alpha_k^{\,2}}{2}\right),$$

mit der Entwicklung $\cos(x) \approx (1 - x^2 / 2)$ der Cosinusfunktion.

Das Interferenzmuster wird mit Hilfe der Sammellinse auf die Kamera abgebildet (Fig. 3). Zwischen dem Winkel α_k, unter dem der Interferenzring zur *k*-ten Ordnung erscheint, dem Radius r_k des Interferenzrings zur *k*-ten Ordnung und der Brennweite *f* der Linse besteht folgender Zusammenhang (Fig. 3):

$$(10)\quad r_k = f\cdot\tan(\alpha_k) \approx f\cdot\alpha_k,$$

mit der Kleinwinkel-Näherung $\tan(x) \approx x$. Für die Interferenzordnung *k* und den Winkel α_k folgt aus Gleichung (9)

$$(11)\quad k = k_0\cdot\cos(\alpha_k) \approx k_0\cdot\left(1-\frac{\alpha_k^{\,2}}{2}\right) \text{ mit } k_0 = \frac{2\cdot d\cdot n}{\lambda}$$

und

$$(12)\quad \alpha_k = \sqrt{\frac{2\cdot(k_0-k)}{k_0}}.$$

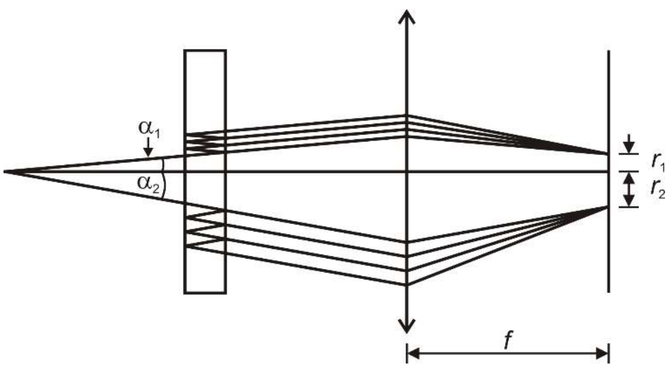

Fig. 3: Abbildung der Interferenzringe des Fabry-Pérot-Etalons auf die Digitalkamera

Nach Gleichung (11) ist wegen $|\cos(\alpha_k)| \leq 1$ die Interferenzordnung k für $\alpha_k = 0$, d.h. im Zentrum der Interferenzringe, am größten und entspricht dem Parameter k_0, der im Allgemeinen keine ganze Zahl ist. Da die Interferenzringe im Experiment vom Zentrum aus abgezählt werden, wird die Interferenzordnung k mit einer ganzen Zahl j indiziert, die die k-te Interferenzordnung mit dem j-ten vom Zentrum aus gezählten Interferenzring identifiziert, in Verallgemeinerung des bereits eingeführten Parameters k_0.

Der erste helle Interferenzring mit der Ordnung k_1 erscheint nach Gleichung (12) unter dem Winkel

$$\text{(13)}\quad \alpha_{k_1} = \sqrt{\frac{2\cdot\left(k_0 - k_1\right)}{k_0}}\,,$$

wobei k_1 die nächste ganze Zahl ist, die kleiner als k_0 ist. Da k_0 im Allgemeinen keine ganze Zahl ist, ist die Differenz $k_0 - k_1$ kleiner als 1. Deshalb wird ein Parameter ε wie folgt definiert:

$$\text{(14)}\quad \varepsilon := k_0 - k_1 \text{ mit } 0 < \varepsilon < 1$$

Für alle Interferenzringe mit $j \geq 2$ verringert sich die Ordnungszahl k_j jeweils um 1, so das für die Interferenzordnung des j-ten vom Zentrum aus gezählten Interferenzrings allgemein gilt:

$$\text{(15)}\quad k_j = \left(k_0 - \varepsilon\right) - \left(j - 1\right)$$

Für $j = 1$ entspricht Gleichung (15) gerade der Defintion von ε aus Gleichung (14). Einsetzen von Gleichung (12) mit $k = k_j$ und (15) in Gleichung (10) ergibt

$$\text{(16)}\quad r_j = \sqrt{\frac{2\cdot f^2}{k_0}}\cdot\sqrt{\left(j-1\right)+\varepsilon}\,,$$

wobei der Einfachheit halber für die Indizierung, ohne Beschränkung der Allgemeinheit, $r_{k_j} \to r_j$ gesetzt wurde. Diese Konvention wird im Folgenden beibehalten. Aus Gleichung (16) folgt, dass die Differenz der Radien-Quadrate benachbarter Interferenzringe konstant ist:

$$\text{(17)}\quad r_{j+1}^2 - r_j^2 = \frac{2\cdot f^2}{k_0} = \text{const.}\,.$$

Aus Gleichung (16) und (17) folgt:

$$\text{(18)}\quad \varepsilon = \frac{r_{j+1}^2}{r_{j+1}^2 - r_j^2} - j\,.$$

Spalten die Interferenzringe jeweils in zwei sehr nah beieinander liegende Komponenten a und b auf, deren Wellenlänge sich nur geringfügig voneinander unterscheidet, folgt z.B. für den ersten vom Zentrum aus gezählten Interferenzring nach Gleichung (14):

$$\text{(19)}\quad \begin{aligned} \varepsilon_a &= k_{0,a} - k_{1,a} = \frac{2\cdot d\cdot n}{\lambda_a} - k_{1,a} \\ \varepsilon_b &= k_{0,b} - k_{1,b} = \frac{2\cdot d\cdot n}{\lambda_b} - k_{1,b} \end{aligned}$$

Da die beiden Komponenten zur gleichen Interferenzordnung gehören, gilt unter der Voraussetzung, dass sich die Interferenzringe nicht um mehr als eine ganze Ordnung überlappen, $k_{1,a} = k_{1,b}$ und damit:

$$\text{(20)}\quad \varepsilon_a - \varepsilon_b = k_{0,a} - k_{0,b} = 2\cdot d\cdot n\cdot\left(\frac{1}{\lambda_a} - \frac{1}{\lambda_b}\right).$$

Gleichung (20) hängt nicht explizit von der Interferenzordnung ab. Wird Gleichung (18) für beide Komponenten a und b formuliert und in Gleichung (20) eingesetzt, ergibt sich:

$$\text{(21)}\quad \left(\frac{1}{\lambda_a} - \frac{1}{\lambda_b}\right) = \frac{1}{2\cdot d\cdot n}\cdot\left(\frac{r_{j+1,a}^2}{r_{j+1,a}^2 - r_{j,a}^2} - \frac{r_{j+1,b}^2}{r_{j+1,b}^2 - r_{j,b}^2}\right).$$

Aus Gleichung (17) folgt, dass die Differenz der Radien-Quadrate der Komponente a oder b für benachbarte Interferenzordnungen j und j+1 mit $j > 0$ wegen $\lambda_a \approx \lambda_b$ und damit $k_{0,a} \approx k_{0,b}$ näherungsweise gleich sind:

$$\text{(22)}\quad \Delta_a^{j+1,j} = r_{j+1,a}^2 - r_{j,a}^2 = r_{j+1,b}^2 - r_{j,b}^2 = \Delta_b^{j+1,j}\,.$$

Entsprechend gilt für zwei Komponenten a und b der gleichen Interferenzordnung j mit $j > 0$:

$$\text{(23)}\quad \delta_{a,b}^{j} = r_{j,a}^2 - r_{j,b}^2 = r_{j+1,a}^2 - r_{j+1,b}^2 = \delta_{a,b}^{j+1}\,.$$

Einsetzen der Gleichungen (22) und (23) in Gleichung (21) ergibt:

$$\text{(24)}\quad \left(\frac{1}{\lambda_a} - \frac{1}{\lambda_b}\right) = \frac{1}{2\cdot d\cdot n}\cdot\frac{\delta_{a,b}^{j+1}}{\Delta_a^{j+1,j}} \quad \text{für alle } j > 0$$

Da die Gleichung (22) für beide Komponenten a und b benachbarter Interferenzringe und die Gleichung (23) für alle Interferenzringe gilt, können Mittelwerte

$$\text{(25)}\quad \delta = \overline{\delta_{a,b}^{j}}$$

und

$$\text{(26)}\quad \Delta = \overline{\Delta_a^{j+1,j}}$$

gebildet und in die Gleichung (24) eingesetzt werden:

$$\text{(27)}\quad \left(\frac{1}{\lambda_a} - \frac{1}{\lambda_b}\right) = \frac{1}{2\cdot d\cdot n}\cdot\frac{\delta}{\Delta}\,.$$

Mit

$$\text{(28)}\quad \Delta E_{a,b} = h\cdot c\cdot\left(\frac{1}{\lambda_a} - \frac{1}{\lambda_b}\right) = \mu_B\cdot B$$

folgt aus Gleichung (27):

$$\text{(29)}\quad \frac{\delta}{\Delta} = 2\cdot\frac{d\cdot n}{h\cdot c}\cdot\mu_B\cdot B = a\cdot B \text{ mit } a = 2\cdot\frac{d\cdot n}{h\cdot c}\cdot\mu_B\,.$$

Der Quotient δ/Δ kann in Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte B gemessen, graphisch aufgetragen und das Bohrsche Magneton μ_B aus der Steigung a einer Geradenanpassung bestimmt werden.

GERÄTELISTE

1 Cd-Lampe mit Zubehör @230 V oder	1021366
1 Cd-Lampe mit Zubehör @115 V	1021747
1 Fabry-Pérot-Etalon 644 nm	1020903
1 DC-Netzgerät, längsgeregelt, 1 – 30V, 0 – 10A @230V oder	1025380
1 DC-Netzgerät 20 V, 5 A @115 V	1003311
1 U-Kern D	1022663
2 Spulen D 900 Windungen	1012859
1 Elektromagnet-Zubehör für Zeeman-Effekt	1021365
1 Mikroskopkamera Bresser MikroCam SP 3.1	1024060
1 Linse 12 mm für die Bresser Mikroskopiekamera	1024059
1 Stativstange mit ¼ Zoll Gewinde, 100 mm	1025431
1 Roter Farbfilter in Fassung	1025376
2 Sammellinsen auf Stiel, f = 100 mm	1003023
1 Viertelwellenlängenfilter auf Stiel	1021353
1 Polarisationsaufsatz	1021364
1 Polarisationsfilter auf Stiel	1008668
1 Optische Bank D, 100 cm	1002628
1 Satz Füße für Optische Bank D	1012399
1 Optikfuß D	1009733
3 Optikreiter D 90/36	1012401
2 Optikreiter D 60/36	1002639
1 Paar Sicherheitsexperimentierkabel, 75 cm, rot, blau	1017718
1 Paar Sicherheitsexperimentierkabel, 75 cm, schwarz	1002849

AUFBAU UND SICHERHEITSHINWEISE

Die Durchführung dieses Experiments setzt voraus, dass die Montage der Komponenten sowie der experimentelle Aufbau und die Justage gemäß der Anleitung des Experiments UE5020850 erfolgt ist, unter Beachtung aller darin formulierten Sicherheitshinweise.

Die maximale Stromstärke durch die Spulen D mit 900 Windungen beträgt 5 A (7 Minuten). Sie kann kurzfristig (30 Sekunden) auf das Doppelte angehoben werden. Die Spulen verfügen über eine interne reversible Temperatursicherung, die bei einer Wicklungstemperatur von 85 °C auslöst. Die Rückstellzeit beträgt 10-20 Minuten, je nach Umgebungstemperatur.

- Die Messung zügig durchführen, so dass ein Auslösen der Temperatursicherung durch zu langes Fließen hoher Ströme vermieden wird.
- Die Spulen nicht ohne Trafokern betreiben.

DURCHFÜHRUNG

Messung

- Die transversale Konfiguration durch Drehen des Elektromagneten herstellen wie in der Anleitung des Experiments UE5020850 beschrieben.

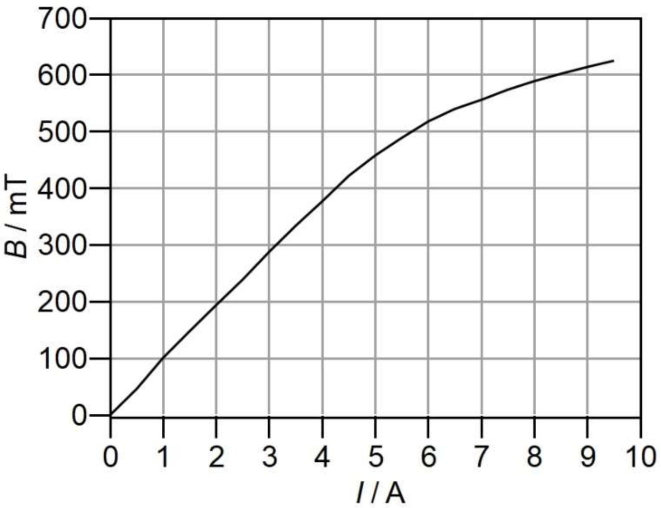

Fig. 4: Kalibrierkurve des Elektromagneten

- Die 12-mm-Linse so fokussieren, dass die Interferenzringe der innersten Ordnung scharf gestellt sind. Die Sammellinsen (Abbildungs- und Kondensorlinse) nicht mehr verschieben und die 12-mm-Linse nicht mehr nachfokussieren, da sonst die Auswertung falsche Ergebnisse liefert.
- Das DC-Netzgerät einschalten, den Strom durch die Spulen zuerst auf 3 A, dann in 0,5-A-Schritten auf 5 A und in 1-A-Schritten weiter auf 9 A hochregeln. Bei jedem Schritt ein Einzelbild („Schnappschuss“) mit der Kamera-Software aufnehmen und als „JPEG“ speichern.

Hinweis:
Beim Hochregeln des Stroms ist darauf zu achten, dass sich die Interferenzringe nicht um mehr als eine ganze Ordnung überlappen.

Kalibrierung des Elektromagneten

Die Werte für die magnetischen Flussdichten *B*, die den eingestellten Stromstärken *I* entsprechen, sind der Kalibrierkurve in Fig. 4 bzw. Tab. 1 zu entnehmen. Alternativ kann die Kalibrierkurve wie folgt aufgenommen werden:

- Die Cd-Lampe am Gehäuse aus der Montageplatte herausnehmen.
- Ein Teslameter im Luftspalt zwischen den beiden Polschuhen (ca. 10 mm) so platzieren, dass der Magnetfeldsensor zentriert positioniert ist.
- Das DC-Netzgerät einschalten, und den Strom *I* durch die Spulen in 0,5-A-Schritten hochregeln. Bei jedem Schritt die Werte für die magnetische Flussdichte *B* messen, notieren und gegen die eingestellten Stromstärken graphisch auftragen.
- Strom herunterregeln und DC-Netzgerät ausschalten.
- Die Cd-Lampe wieder in die Montageplatte einführen.

Tab 1: Kalibrierung des Elektromagneten. Eingestellte Stromstärken *I* und gemessene magnetische Flussdichten *B*

I / A	*B* / mT	*I* / A	*B* / mT
0,0	0	5,0	458
0,5	46	5,5	489
1,0	101	6,0	518
1,5	148	6,5	540
2,0	194	7,0	556
2,5	239	7,5	574
3,0	288	8,0	589
3,5	334	8,5	602
4,0	377	9,0	614
4,5	422	9,5	625

MESSBEISPIEL UND AUSWERTUNG

Die folgenden Arbeitsschritte sind für jedes gespeicherte Einzelbild durchzuführen:

- Ein Einzelbild in der Kamera-Software öffnen (in der Menüleiste „Datei“ anklicken und „Bild öffnen“ auswählen).
- In der Menüleiste „Optionen“ anklicken, in dem sich öffnenden Fenster „Längeneinheit“ auswählen, unter „Aktuell“ einen Haken bei „Pixel“ setzen und die Einstellung durch Anklicken von „OK“ bestätigen.
- In der Symbolleiste die Schaltfläche „Kreis“ anklicken und „3 Punkte“ auswählen. Einen Kreis auf den innersten Interferenzring legen. Dieser wird im Folgenden mit „C1“ bezeichnet.

Das Fenster „Messung“ öffnet sich automatisch.

- Unter „Aussehen“ ggf. das Erscheinungsbild anpassen (z.B. Linienbreite/-farbe, Label ein-/ausblenden).
- Unter „Geometrie“ den Zahlenwert für die Fläche in Pixel notieren (Tab. 2). In derselben Weise weitere Interferenzringe markieren (C2–C9, Fig. 5) und die Flächen notieren (Tab. 2). Die Schaltfläche „Verfolgung“ (Hand-Symbol) anklicken, um den Vorgang abzuschließen.
- In der Menüleiste „Ebene“ anklicken, „Zusammenführen mit Bild“ auswählen und „OK“ anklicken.
- In der Menüleiste „Datei“ anklicken, „Speichern unter“ auswählen und das Einzelbild als JPEG unter einem aussagekräftigen Namen speichern.

Hinweis:
Die Einheit der Fläche ist für die weitere Auswertung irrelevant, da keine absoluten, sondern nur relative Werte und Verhältnisse berechnet werden. Die absoluten Werte der Flächen (Tab. 2) können je nach Position der Optiken deutlich abweichen.

- Die Flächendifferenzen Δ der sich entsprechenden Komponenten benachbarter Interferenzordnungen (Kreise C4↔C1, C5↔C2, C6↔C3, C7↔C4, C8↔C5, C9↔C6) berechnen (Gl. (22), Tab. 3).
- Die Flächendifferenzen δ benachbarter Komponenten der gleichen Interferenzordnungen (Kreise C2↔C1, C3↔C2, C5↔C4, C6↔C5, C8↔C7, C9↔C8) berechnen (Gl. (23), Tab. 4).
- Aus allen Flächendifferenzen in Tab. 3 und 4 jeweils den Mittelwert bilden (Gl. (25), (26)) und in die Tabellen eintragen.
- Das Verhältnis δ / Δ der Mittelwerte für alle eingestellten Stromstärken bzw. magnetischen Flussdichten berechnen (Tab. 5). Die entsprechenden Werte für die magnetische Flussdichte der Kalibrierkurve des Elektromagneten (Fig. 4, Tab. 1) entnehmen.
- Das Verhältnis δ / Δ in Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte *B* graphisch darstellen und eine Ursprungsgerade anpassen (Fig. 6).

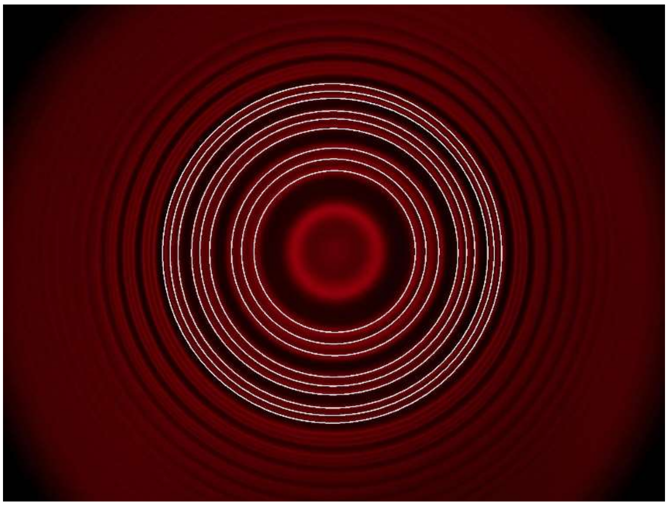

Fig. 5: Triplett-Aufspaltung der roten Cadmium-Linie (I = 5,0 A ≙ B = 458 mT). Mit Kreisen markierte Interferenzringe zur Bestimmung der eingeschlossenen Flächen

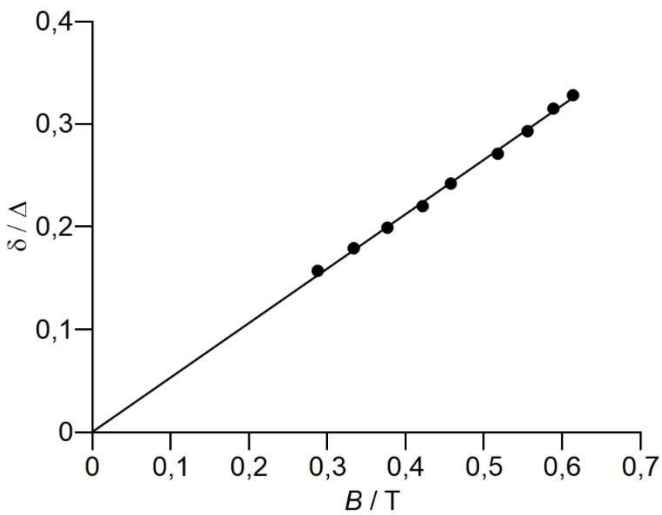

Fig. 6: Verhältnis δ / Δ der Flächendifferenzen in Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte *B*. Die Steigung der angepassten Ursprungsgeraden beträgt a = 0,53 / T.

- Das Bohrsche Magneton mit Hilfe von Gleichung (29) aus der Steigung a = 0,53 / T der angepassten Geraden bestimmen:

$$
\begin{aligned}
\mu_B &= \frac{1}{2}\cdot\frac{h\cdot c}{d\cdot n}\cdot a \\
&= \frac{1}{2}\cdot\frac{6{,}6\cdot 10^{-34}\,\mathrm{Js}\cdot 3{,}0\cdot 10^{8}\,\mathrm{m/s}}{4\,\mathrm{mm}\cdot 1{,}4567}\cdot 0{,}53\,/\,\mathrm{T}\,. \\
&= 9{,}0\cdot 10^{-24}\,\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{T}}
\end{aligned}
\tag{30}
$$

Der Wert stimmt bis auf ca. 3% mit dem Literaturwert $9{,}3\ 10^{24}$ J/T überein.

Tab. 2: Mit Hilfe der Kamera-Software bestimmte, von den Interferenzringen eingeschlossene Flächen

I / A	A / Pixel								
	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8	C9
3,0	167734	200055	229205	367830	398701	430412	559306	592777	620040
3,5	161486	200196	234474	365742	400854	434853	554225	592457	622683
4,0	157753	199493	238088	358148	398737	439637	552909	592559	624921
4,5	151447	200768	241074	354744	399174	442546	548700	591057	629975
5,0	146500	201657	248223	352695	398436	448720	546544	591877	633671
6,0	140903	199539	254920	345700	400889	451353	539028	591891	637638
7,0	134134	199027	257459	340850	401293	454900	535505	591126	643582
8,0	131146	199745	261665	335577	400627	460375	532289	591173	647816
9,0	130739	200385	265108	332857	398694	463757	531064	590470	651822

Tab. 3: Flächendifferenzen Δ der sich entsprechenden Komponenten benachbarter Interferenzordnungen

I / A	Flächendifferenz Δ / Pixel						Mittelwert
	$\Delta_{C4,C1}$	$\Delta_{C5,C2}$	$\Delta_{C6,C3}$	$\Delta_{C7,C4}$	$\Delta_{C8,C5}$	$\Delta_{C9,C6}$	
3,0	200096	198646	201207	191476	194076	189628	195855
3,5	204256	200658	200379	188483	191603	187830	195535
4,0	200395	199244	201549	194761	193822	185284	195843
4,5	203297	198406	201472	193956	191883	187429	196074
5,0	206195	196779	200497	193849	193441	184951	195952
6,0	204797	201350	196433	193328	191002	186285	195533
7,0	206716	202266	197441	194655	189833	188682	196599
8,0	204431	200882	198710	196712	190546	187441	196454
9,0	202118	198309	198649	198207	191776	188065	196187

Tab. 4: Flächendifferenzen δ benachbarter Komponenten der gleichen Interferenzordnungen

I / A	Flächendifferenz δ / Pixel						Mittelwert
	$\delta_{C2,C1}$	$\delta_{C3,C2}$	$\delta_{C5,C4}$	$\delta_{C6,C5}$	$\delta_{C8,C7}$	$\delta_{C9,C8}$	
3,0	32321	29150	30871	31711	33471	27263	30798
3,5	38710	34278	35112	33999	38232	30226	35093
4,0	41740	38595	40589	40900	39650	32362	38973
4,5	49321	40306	44430	43372	42357	38918	43117
5,0	55157	46566	45741	50284	45333	41794	47479
6,0	58636	55381	55189	50464	52863	45747	53047
7,0	64893	58432	60443	53607	55621	52456	57575
8,0	68599	61920	65050	59748	58884	56643	61807
9,0	69646	64723	65837	65063	59406	61352	64338

Tab. 5: Verhältnis δ / Δ der Flächendifferenzen für verschiedene Ströme *I* bzw. magnetische Flussdichten *B*

I / A	*B* / T	δ / Δ
3,0	0,288	0,157
3,5	0,334	0,179
4,0	0,377	0,199
4,5	0,422	0,220
5,0	0,458	0,242
6,0	0,518	0,271
7,0	0,556	0,293
8,0	0,589	0,315
9,0	0,614	0,328