

Elektronische Übergänge in Atomen

Bruno da Rocha Schultz, Oliver Seeger

Versuchsdatum: 9./10. Mai 2023

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Zeeman-Effekt	2
2.1 Aufbau	2
2.2 Beobachtung der Aufspaltung	2
2.2.1 Justierung	2
2.2.2 Allgemeine Betrachtung	2
2.2.3 Transversale Konfiguration	2
2.2.4 Longitudinale Konfiguration	4
2.3 Messung des Zeeman-Effekts	6
2.3.1 Magnetfeldkalibrierung	7
2.3.2 Justierung und Messung	7
2.3.3 Auswertung	7
2.4 Weitergehende Überlegungen	12
2.4.1 Auflösungsvermögen und Finesse	12
2.4.2 Doppler-Verbreiterung	13
3 Franck-Hertz-Versuch	14
3.1 Aufbau	14
3.2 Messung	14
3.3 Beobachtung	14
3.4 Auswertung	15
Literatur	17
4 Fazit	18
5 Anhang I – Anpassungskurven zum Zeeman-Effekt	19
6 Anhang II – Franck-Hertz	26

1 Einleitung

Im Folgenden sollen atomare elektronische Dipolübergänge untersucht werden. Zunächst steht die Analyse des Zeeman-Effekts an Cadmium im Fokus, wobei die Aufspaltung der Energieniveaus in einem Magnetfeld zunächst qualitativ und anschließend quantitativ diskutiert wird. Insbesondere soll das Bohrmagneton **berechnet** werden. Darauf folgt die Durchführung des Franck-Hertz-Versuchs mit Quecksilber unter Verwendung verschiedener Temperatureinstellungen und Gegenspannungen, **um tiefere Einblicke zu ermöglichen.**
welche Einblicke?

berechnet -> aus den Messwerten bestimmt werden

/

2 Zeeman-Effekt

2.1 Aufbau

Hier beispielsweise Cadmium spektrum + Auswahlregeln erklären

Der Versuchsaufbau wird in Abbildung 1 dargestellt. Am Ende einer Optik-Schiene ist eine Cadmiumlampe (**a**) zwischen den Polschuhen (**c**) eines aus zwei Spulen bestehenden Elektromagnets montiert. Die Cadmiumlampe und Elektromagnet lassen sich gemeinsam um 90° drehen, wodurch eine transversale (senkrecht zu den Magnetfeldlinien) und eine longitudinale (in Richtung der Magnetfeldlinien) Beobachtung ermöglicht wird. Die Kollimation der von der Lampe emittierten Strahlen erfolgt mit einer Sammellinse (**d**), $f = 150 \text{ mm}$. Die austretenden Strahlen interferieren miteinander in einem **Fabry-Pérot-Etalon** (**e**) und es bilden sich konzentrische Ringe, welche durch eine weitere Sammellinse (**f**), $f = 150 \text{ mm}$, auf einem Okular mit Strichskala, später auf einer CCD-Zeile, abgebildet werden. Ein Interferenzfilter (**g**) filtert die 644 nm -Linie des Cadmiums heraus.

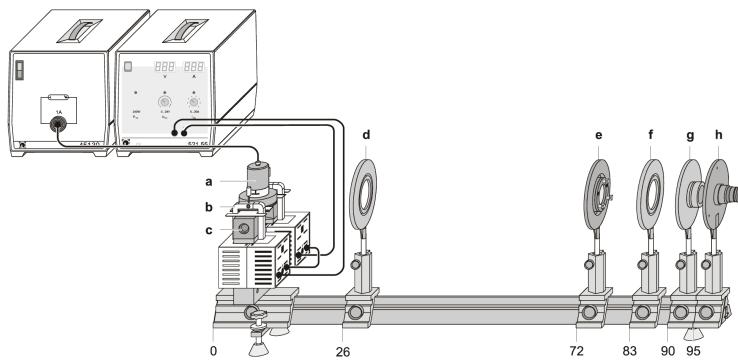


Abbildung 1: Aufbau zum Zeeman-Effekt in transversaler Konfiguration (LD Handblätter Physik, [4])

2.2 Beobachtung der Aufspaltung

2.2.1 Justierung

Die Cadmiumlampe wird eingeschaltet, wobei vor der Beobachtung auf eine hinreichende starke Lichtemission zu warten ist (etwa 2 Minuten). Das Okular ist scharf auf die Strichskala einzustellen. **Abbildungslinse und Kondensorlinse werden verschoben, bis das Ringsystem scharf zu beobachten bzw. möglichst gleichmäßig ausgeleuchtet ist.** Ferner wird durch Kippen des Fabry-Pérot-Etalons das Ringsystem auf die Mitte der Skala zentriert. **Kondensor und Fokus linse übernehmen unterschiedliche Aufgaben**

Zum Besseren Erkenntnis der Interferenz wurden die Bilder bearbeitet. **Eventuelle Verzerrungen in den Aufnahmen sind auf die Verwendung einer Handykamera zurückzuführen.** Aus diesem Grund werden alle Ringstrukturen zusätzlich **schematisch dargestellt.** ✓

2.2.2 Allgemeine Betrachtung

Sowohl in transversaler als auch in longitudinaler Konfiguration wurde bei fehlendem Magnetfeld das Gleiche Ringsystem beobachtet (Abbildung 2). **Diese gilt nun zu erklären.** In dem aus zwei reflektierenden Schichten bestehenden Fabry-Pérot-Etalon können einfallende elektromagnetische Wellen mehrfach interferieren. Der optische Weglängenunterschied berechnet sich aus dem Strahlengang (Abbildung 3) zu $\Delta s = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$ (vgl. Demtröder [1]), wobei α der einfallende Winkel und d die Dicke des Etalons sind. Damit tritt konstruktive Interferenz auf für $\lambda_m = 2d/m \cdot \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$. Da die Cadmiumlampe zusammen mit dem Farbfilter in guter Näherung eine ausgedehnte monochromatische Lichtquelle mit $\lambda \approx 644 \text{ nm}$ darstellt, wird diese Bedingung für mehrere Winkel α_p erfüllt. Nach Abbildung durch die zweite Linse entsteht also ein Ringsystem aus Punkten gleicher Neigungswinkel.

mit Reflektivität
R ...

2.2.3 Transversale Konfiguration

Nun wird in der transversalen Konfiguration ein Magnetfeld angelegt mit $I = 9,3 \text{ A}$. Wir beobachten Abbildung 4. Zu erkennen ist wie **ein einziger Interferenzring nun in drei verschiedenen Ringen aufgeteilt wird,**

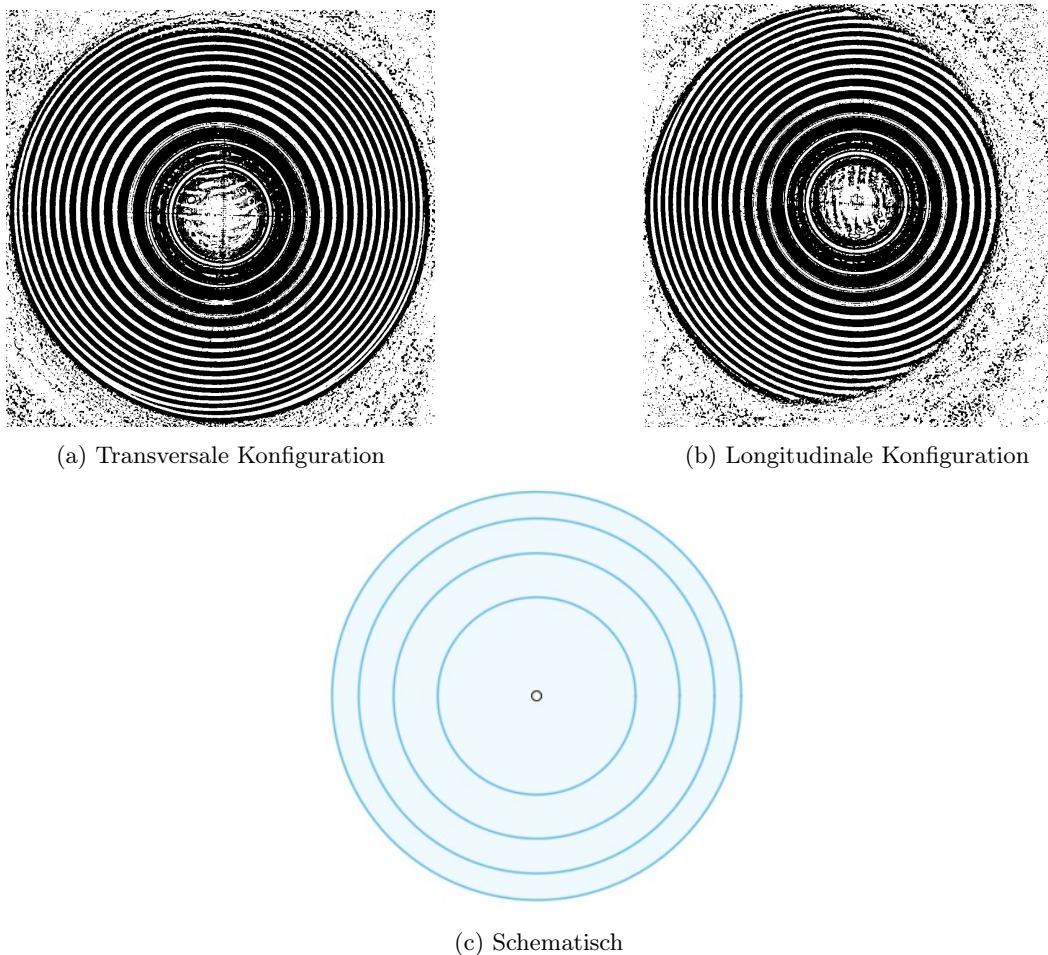


Abbildung 2: Ringsysteme ohne Magnetfeld

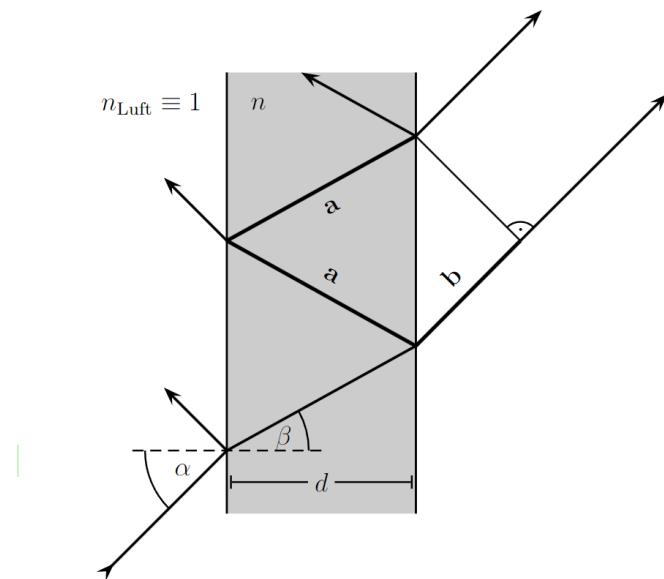


Abbildung 3: Strahlengang im Fabry-Pérot-Etalon. (Versuchsbeschreibung, [5])

In der Bildunterschrift muss gezeigtes erklärt werden! alpha, beta, a, b, n etc.

Die allgemeine Beschreibung des Zeemann effektes wird von euch nicht gezeigt. Ihr beschreibt nur den normalen Spezialfall des Cadmiums, ohne Gründe für die Validität zu geben. Warum ist dies gerade der Fall für Cadmium? Außerdem spreicht ihr hier von dem Übergang ohne das Termshema zu zeigen und es mittels den Auswahlregeln zu erklären. Das muss kommen!

wobei die äußeren Ringen etwas dunkler sind. Auch dies können wir mit unserem Wissen verstehen. Das magnetische Moment eines Cadmiumatoms ergibt sich wegen $S = 0, J = L$ (normaler Zeeman-Effekt) zu

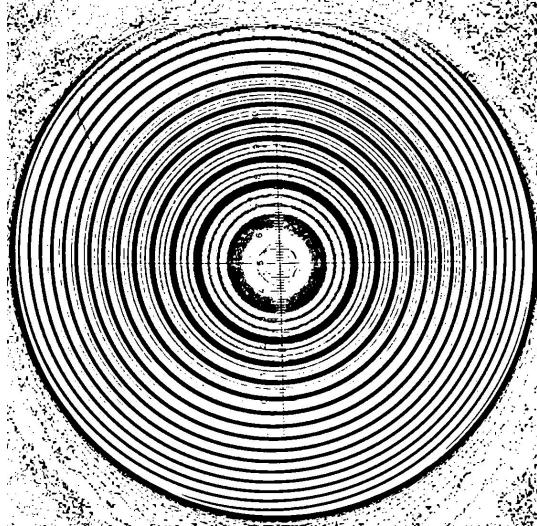
$$\vec{\mu} = \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{L}, \quad \text{Wieso ist } S=0?$$

In einem äußeren Magnetfeld $\vec{B} = B_z$ beschreiben wir die Störung durch den Operator

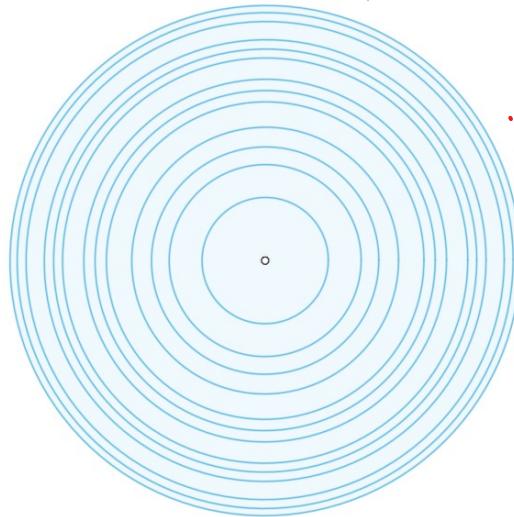
Für welchen B feld Bere

$$H_{ZE} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = \frac{\mu_B}{\hbar} L_z,$$

welcher zu einer von magnetischen Quantenzahlen m_l proportionalen Energieverschiebung $\Delta E = \mu_B m_l B$ führt.



(a) Ringsystem bei $I = 9,3 \text{ A}$



(b) Schematisch

Abbildung 4: Zeeman-Aufspaltung in transversaler Konfiguration

Wo Übergangsschema??

Da die hier beobachtete Spektrallinie $\lambda_0 = 634,8 \text{ nm}$ dem Übergang ${}^1D_2 \rightarrow {}^1P_1$ entspricht, erwarten wir eine Aufspaltung in $2L+1 = 3$ Komponenten. Der Betrag hängt von der magnetischen Quantenzahl $m_l \in \{0, \pm 1\}$. Also bleibt ein Ringsystem unberührt und es entstehen zwei neue Ringsysteme, mit Ringen um das mittlere Ringsystem, zu den Wellenlängen $\lambda = \pm \mu_B \cdot B / hc$.

Wodurch ergibt sich der winkel fehler?

Zum genaueren Verständnis der Natur dieses Phänomens legen wir zwischen dem Okular und Etalon ein Polarisationsfilter. Bei einem Winkel von $(0,0 \pm 2,5)^\circ$ sind nur die zwei äußeren Ringen zu erkennen (Abbildung 5) und bei $(90,0 \pm 2,5)^\circ$ nur den inneren Ring (Abbildung 6). Hieraus können wir folgern, dass sowohl das innere als auch die zwei äußeren Ringsysteme in transversaler Betrachtung linear polarisiert sind, aber senkrecht zueinander. Dies lässt anhand des Lorentz-Oszillator-Modell verständlich machen.

Die zunächst in z -Richtung um das Atom oszillierendes Elektron wird durch das äußere B -Feld gestört. Durch die Störung ergeben sich drei Eigenschwingungen (Abbildung 7), die den magnetischen Quantenzahlen $m_j = -1, 0, 1$ entsprechen. Aus den Auswahlregeln folgt, dass die $m_j = 0$ Aufspaltung π -polarisiert und die $m_j = \pm 1$ Aufspaltungen σ^\pm -polarisiert sind. In der transversalen Beobachtung werden die σ^\pm Komponenten jedoch auf die Betrachtungsebene projiziert. Insgesamt erwarten wir also, eine linear-polarisierte mittlere Linie und zwei dazu senkrechten, etwas dunkleren, aber ebenfalls linear-polarisierten äußeren Linien, was im Einklang mit unserer Beobachtung steht.

Wo Auswahlregeln? Wo spektrum von Cadmium?

2.2.4 Longitudinale Konfiguration

Nun wird die longitudinale Richtung beobachtet unter Einfluss eines Magnetfelds $I = 6,3 \text{ A}$. Statt drei Ringsysteme sind jetzt nur noch zwei zu erkennen (Abbildung 8). Dies können wir sofort interpretieren. Die Energieniveaus werden durch das Magnetfeld genauso gespalten wie vorher. Da Dipole in ihre Oszillationsrichtung nicht Strahlen, ist jedoch das π -polarisierte Licht nicht zu sehen, sondern nur die zwei äußeren,

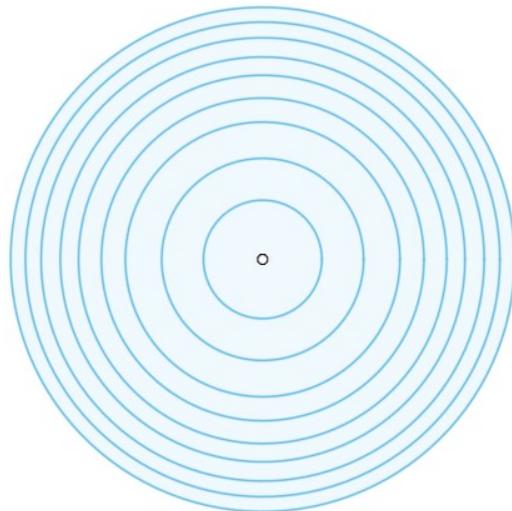
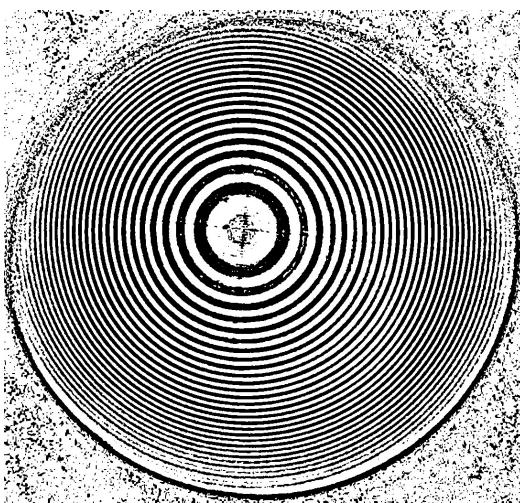
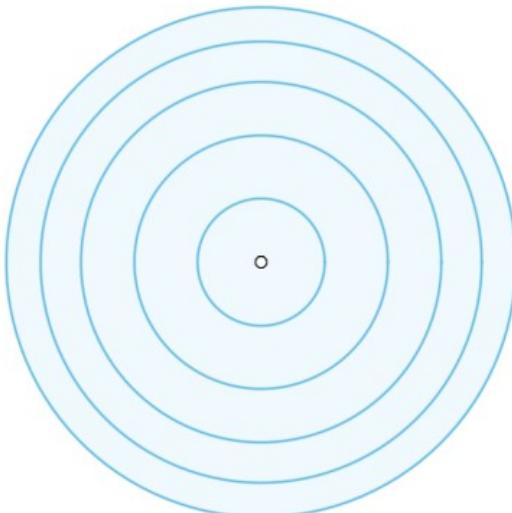
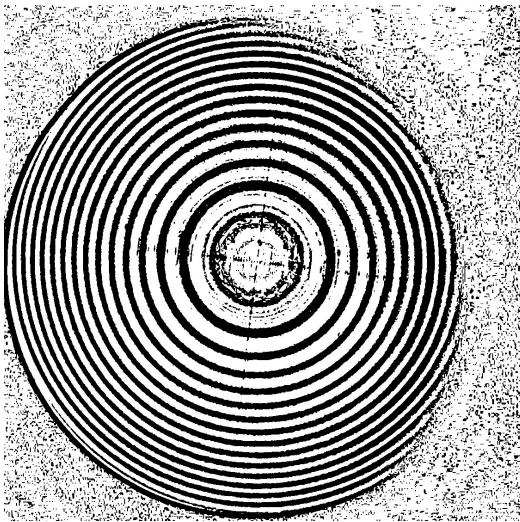
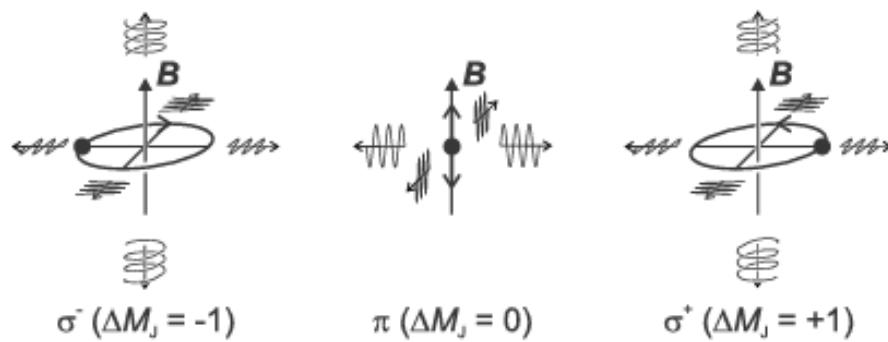
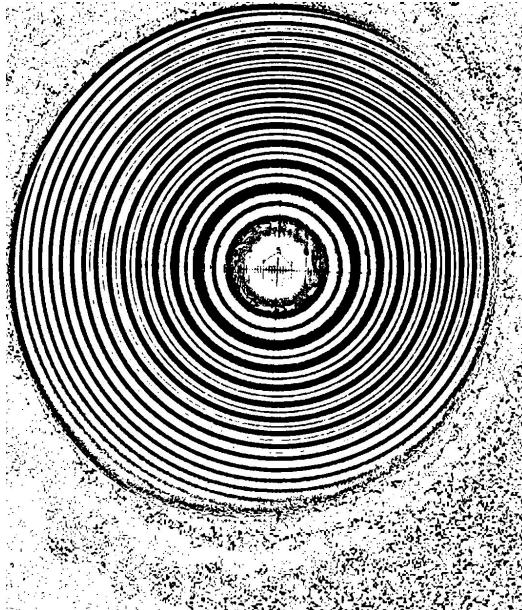
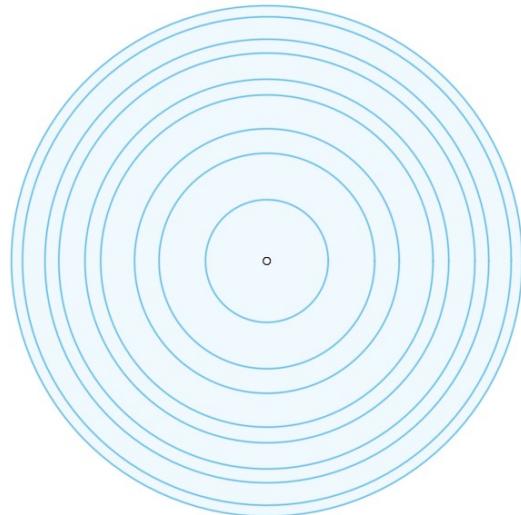
Abbildung 5: Zeeman-Aufspaltung in transversaler Konfiguration mit Polarisationsfilter ($0,0 \pm 2,5^\circ$)Abbildung 6: Zeeman-Aufspaltung in transversaler Konfiguration mit Polarisationsfilter ($90,0 \pm 2,5^\circ$)

Abbildung 7: Polarisation des Lichts beim Zeeman-Effekt (LD Handblätter, [4])

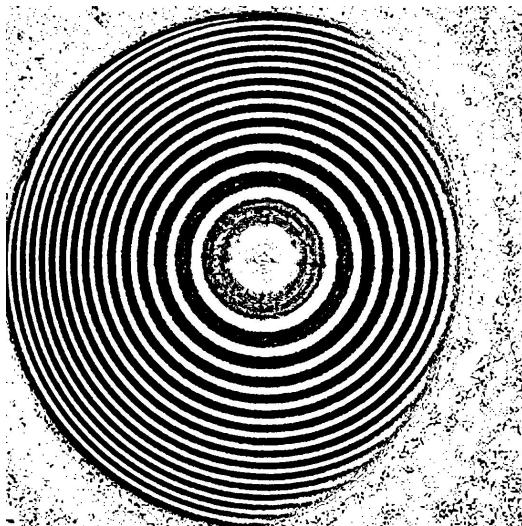
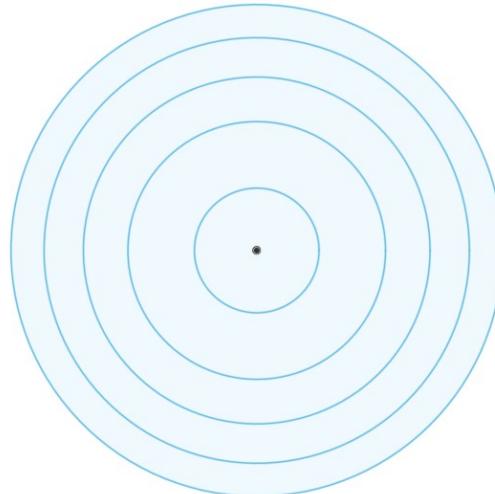
Abbildung in Bildunterschrift erklären! Was ist zu sehen?

durch die longitudinale Betrachtung nun zirkular-polarisierte Ringe. Letzteres können wir bestätigen, indem wir zusätzlich zum Polarisationsfilter eine $\lambda/4$ -Platte. Diese bewirkt eine Phasenverschiebung von $\Delta\phi = 90^\circ$ zwischen zwei zueinander senkrechten Achsen, sodass zirkular-polarisiertes Licht in linear-polarisiertes Lichts umgewandelt werden kann. In der Tat beobachten bei einer Einstellung des Winkels bei $\alpha = (45,0 \pm 2,5)^\circ$ und $\alpha = (-45,0 \pm 2,5)^\circ$ jeweils nur eines der Ringsysteme. Folglich sind beide Ringe zirkular-polarisiert, mit gegenteiliger Händigkeit.

(a) Ringsystem bei $I = 6,3 \text{ A}$ 

(b) Schematisch

Abbildung 8: Zeeman-Aufspaltung in longitudinaler Konfiguration

Abbildung 9: Zeeman-Aufspaltung in longitudinaler Konfiguration mit $\lambda/4$ -Platte ($45,0 \pm 2,5)^\circ$ 

2.3 Messung des Zeeman-Effekts

Es ist nun eine quantitative Analyse des Zeeman-Effekts durchzuführen mithilfe einer CCD-Kamera in transversale Konfiguration.

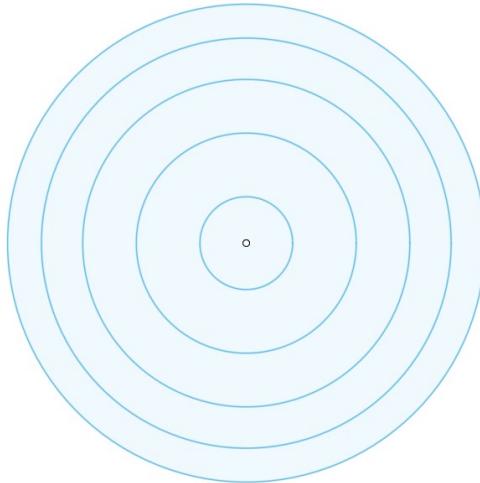
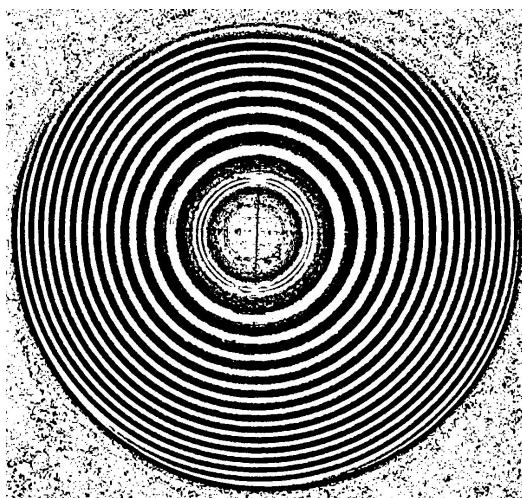


Abbildung 10: Zeeman-Aufspaltung in longitudinaler Konfiguration mit Polarisationsfilter ($-45,0 \pm 2,5$)°

Von euch wird das Messgerät "Cassy" in keinem Satz erwähnt.

2.3.1 Magnetfeldkalibrierung

Was ist das Ziel der Magnetfeldkalibrierung?

Eine Magnetfeldkalibrierung ist vor und nach der Messung durchzuführen. Hierfür ersetzt man die Cadmiumlampe durch eine mittig positionierte Hall-Sonde. In der Hall-Sonde werden Elektronen aufgrund der Lorentz-Kraft senkrecht zu ihrer Bewegungsrichtung beschleunigt und sammeln sich auf einer Seite, bis das resultierende Gegenfeld die Lorentz-Kraft kompensiert. Dadurch kommt es zu einer elektrischen Spannung, die proportional zum Magnetfeld ist. Somit lässt sich die magnetische Flussdichte gegen die Stromstärke auftragen (Abbildung 11). Fehler Magnetfeld und Strom? hat das Cassy einen Messfehler?

An die aufgenommenen Daten wird die Funktion

$$S(t) = A + \frac{K - A}{(C + e^{-Bt})^{1/\nu}}$$

angepasst. Funktionen dieser Form können sehr flexibel an einen S-förmigen Verlauf angepasst werden und sind daher gut geeignet [3]. Wir erhalten folgende Kurven (Abbildung 12).

Man erkennt in Abbildung 11, dass die magnetische Flussdichte nach der Messung vor allem bei höherer Stromstärken leicht abgesunken ist. Da sich die Spulen im Laufe der Messung merklich erhitzten, erhöht sich auch deren Widerstände. Für die nachfolgende Analyse werden daher beide Anpassungskurve gemittelt, mit der halben Differenz als Fehler (Abbildung 13).

2.3.2 Justierung und Messung

Die Messapparatur wird in die transversale Konfiguration gebracht und wie vorher justiert, diesmal mit einer CCD-Kamera statt dem Okular. Im Bereich $I_{\min} = 3 \text{ A}$ bis $I_{\max} = 8,5 \text{ A}$ werden insgesamt 13 Messungen ausgeführt. Der Bereich wurde gewählt, weil eine Auflösung der Linien ab $\approx 3 \text{ A}$ mit dem Okular festzustellen war. Die Intensität der Ringe gleicher Neigung α wird aus den Pixelkoordinaten p berechnet durch

$$\alpha = \arctan\left(\frac{(1024 - p) \cdot 0,014 \text{ mm}}{f}\right)$$

mit $f = 150 \text{ mm}$.

Wie wurde justiert?

2.3.3 Auswertung

Abbildung 14 zeigt den beobachteten Kurvenverlauf ohne und mit maximaler Aufspaltung. Wie erwartet sind zu jedem Interferenzring 3 Peaks zu erkennen, wenn ein Magnetfeld angelegt wird.

Zur quantitativen Bestimmung der Aufspaltung beschränkt man sich auf Messwerte mit $0,55^\circ \leq \alpha \leq 0,95^\circ$. Diese entsprechen dem ersten, rechten Maxima, mit einem zentralen Peak bei etwa $0,75^\circ$. Es wird angenom-

eindimensionalen
schön

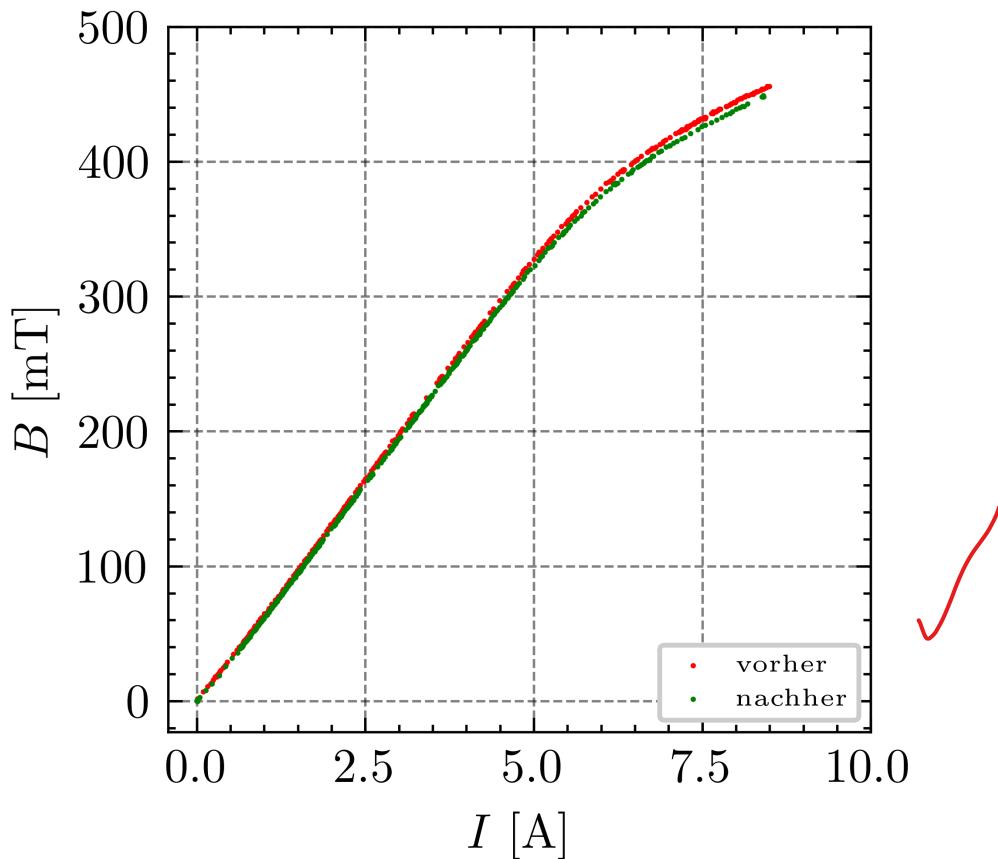


Abbildung 11: Magnetische Flussdichte als Funktion der Stromstärke vor und nach der Messung

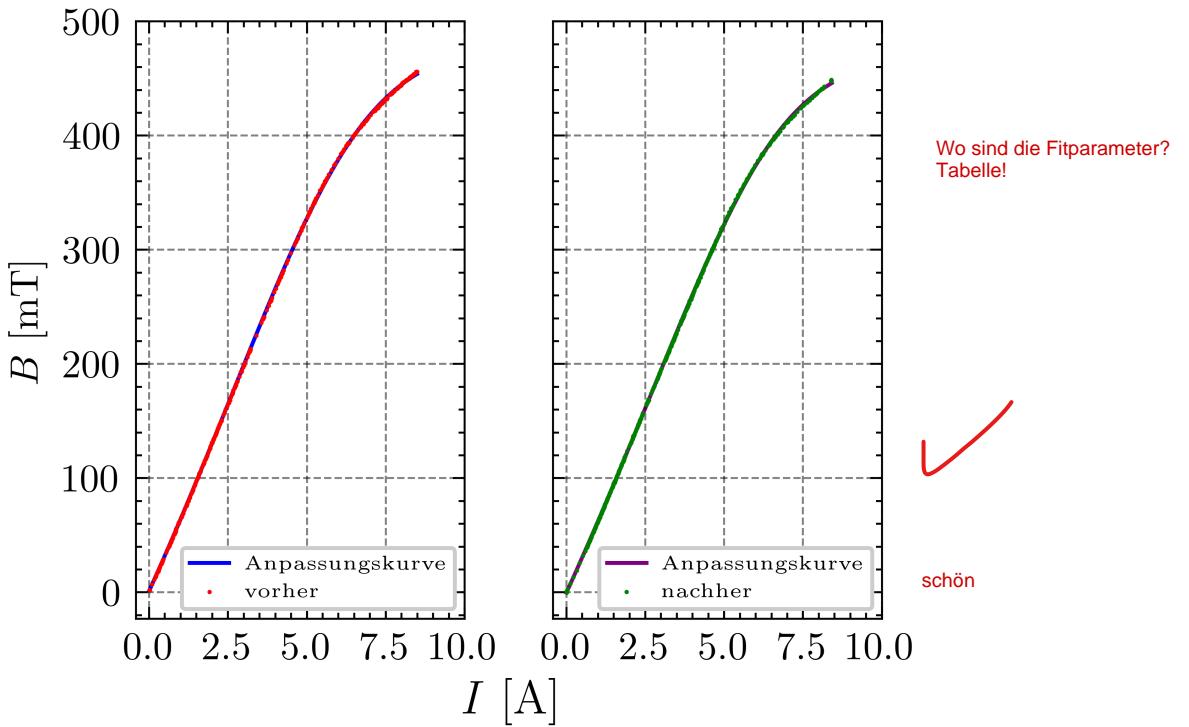
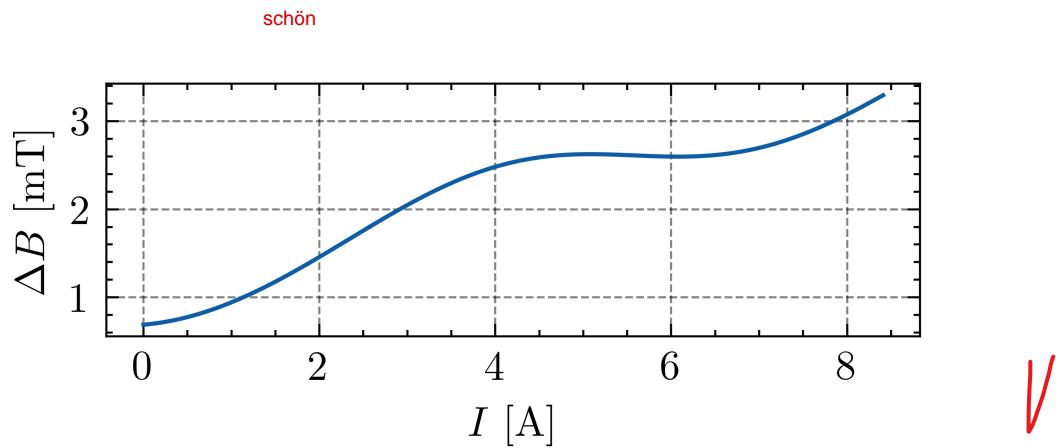
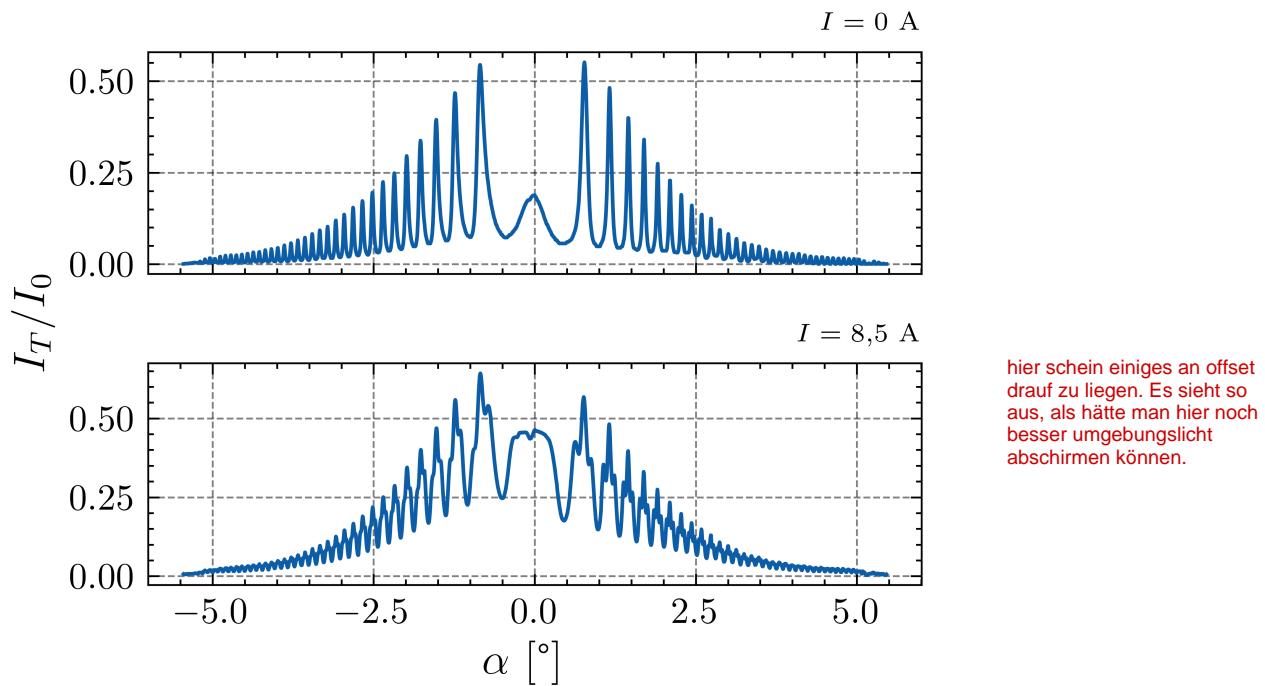


Abbildung 12: Anpassungskurve vor (links) und nach der Messung (rechts)

Abbildung 13: ΔB gegen I Abbildung 14: Intensität als gegen α . Oben: ohne Magnetfeld. Unten: maximale Aufspaltung.

V

Tabelle 1: Peak-Schwerpunkte bei verschiedenen Stromstärken und ihre Fehler

I [A]	μ_1 [deg]	$\Delta\mu_1$ [deg]	μ_2 [deg]	$\Delta\mu_2$ [deg]	μ_3 [deg]	$\Delta\mu_3$ [deg]
6,5	$6,54 \cdot 10^{-1}$	$3,68 \cdot 10^{-4}$	$7,67 \cdot 10^{-1}$	$7,38 \cdot 10^{-4}$	$8,62 \cdot 10^{-1}$	$7,80 \cdot 10^{-4}$
7,0	$6,40 \cdot 10^{-1}$	$2,60 \cdot 10^{-4}$	$7,61 \cdot 10^{-1}$	$5,37 \cdot 10^{-4}$	$8,61 \cdot 10^{-1}$	$5,55 \cdot 10^{-4}$
7,5	$6,32 \cdot 10^{-1}$	$2,35 \cdot 10^{-4}$	$7,61 \cdot 10^{-1}$	$4,55 \cdot 10^{-4}$	$8,67 \cdot 10^{-1}$	$4,56 \cdot 10^{-4}$
7,7	$6,37 \cdot 10^{-1}$	$2,12 \cdot 10^{-4}$	$7,65 \cdot 10^{-1}$	$4,15 \cdot 10^{-4}$	$8,71 \cdot 10^{-1}$	$4,48 \cdot 10^{-4}$
8,0	$6,29 \cdot 10^{-1}$	$2,25 \cdot 10^{-4}$	$7,62 \cdot 10^{-1}$	$4,27 \cdot 10^{-4}$	$8,71 \cdot 10^{-1}$	$4,49 \cdot 10^{-4}$
8,3	$6,30 \cdot 10^{-1}$	$2,10 \cdot 10^{-4}$	$7,65 \cdot 10^{-1}$	$3,85 \cdot 10^{-4}$	$8,75 \cdot 10^{-1}$	$4,23 \cdot 10^{-4}$
8,5	$6,25 \cdot 10^{-1}$	$2,01 \cdot 10^{-4}$	$7,62 \cdot 10^{-1}$	$3,82 \cdot 10^{-4}$	$8,75 \cdot 10^{-1}$	$4,02 \cdot 10^{-4}$

men, dass jeder Peak sich durch eine Gauß-Funktion beschreiben lässt, sodass der gesamte Verlauf gegeben wird durch

Warum ist die Gauß-funktion hier gültig, und kein lorentz?

$$I_T = \sum_{i=1}^3 I_{0,i} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\alpha - \mu_i}{\sigma_i} \right)^2 \right) + \cancel{d_i} + d$$

Das darf keinen Unterschied machen!

wobei die Parameter d_i eine vertikale Verschiebung, z.B. durch Hintergrundbeleuchtung, berücksichtigen. Es stellt sich heraus, dass die Kurven besser konvergieren, wenn dies für jeden Peak unabhängig gewählt wird. Die angepassten Kurven sind im Anhang I zu finden. Für hinreichende große Aufspaltungen ($I > 6,0$ A) erkennt man, dass der Verlauf sehr gut durch die Gauß-Annahme beschrieben wird. Kleinere Aufspaltungen sind im Gegensatz zu der Beobachtung mit Okular nicht klar zu erkennen, da die Kamera ein signifikant schlechteres Auflösungsvermögen besitzt. Im folgenden beschränken wir uns daher auf Messungen mit $I > 6,0$ A. Die aus der Anpassung gewonnenen Peak-Schwerpunkte μ_i sind in Tabelle 1 zu finden.

Eure Aufspaltung sieht bei niedrigen Strömen etwa aus wie erwartet. Die Justage hätte vielleicht ein bisschen besser sein können (Fokussierung). Aber die Darstellung der Daten (plot viel zu schmal) erschwert hier mein Urteil. Die Fits sollten bei niedrigen Strömen viel besser konvergieren! Habt ihr Startparameter gegeben?

Aus der Interferenzbedingung des Fabry-Perot-Etalons folgt $\lambda \propto \sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)}$. Durch Betrachtung der relativen Längenverschiebungen heben sich die Proportionalitätsfaktoren heraus und es gilt für die Energieverschiebung

$$\Delta E = -\frac{hc}{\lambda_\pi^0} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{\sigma^\pm}} \quad \checkmark \quad \text{Was ist Delta lambda?}$$

Mit

$$\beta_i = \sqrt{n^2 - \sin^2(\mu_i)} \quad \Delta\beta_i = \frac{\cos(\mu_i) \sin(\mu_i)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\mu_i)}} \Delta\mu_i$$

wird dies hier zu

$$\Delta E = -\frac{hc}{\lambda_\pi^0} \frac{\beta_{1,3} - \beta_2}{\beta_{1,3}} \quad \Delta(\Delta E) = \frac{hc}{\lambda_\pi^0} \sqrt{\left(\frac{\beta_2}{\beta_{1,3}^2} \Delta\beta_{1,3} \right)^2 + \left(\frac{\Delta\beta_2}{\beta_{1,3}} \right)^2}$$

Die so berechneten Werte sind in Tabelle 2 zu finden. Tragen wir die Energieverschiebung gegen die magnetische Flussdichte $B(I)$ auf, so können wir wegen

$$\Delta E = \pm \mu_B \cdot B(I) \quad \checkmark$$

das bohr'sche Magneton bestimmen (Abbildung 15). Aus einer Geradenanpassung, die sämtliche Fehler in B und ΔE berücksichtigt, erhalten wir

$$\mu_B^+ = (8,90 \pm 0,05) \cdot 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$$

$$\mu_B^- = (9,24 \pm 0,06) \cdot 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$$

Eure Fehler fallen extrem klein aus, im Vergleich zu den Fehlerbalken im Plot.
relativ ~0.5%

Bei den Fehlerbalken würde ich deutlich größere Fehler erwarten.

Wie wurde hier gefittet?

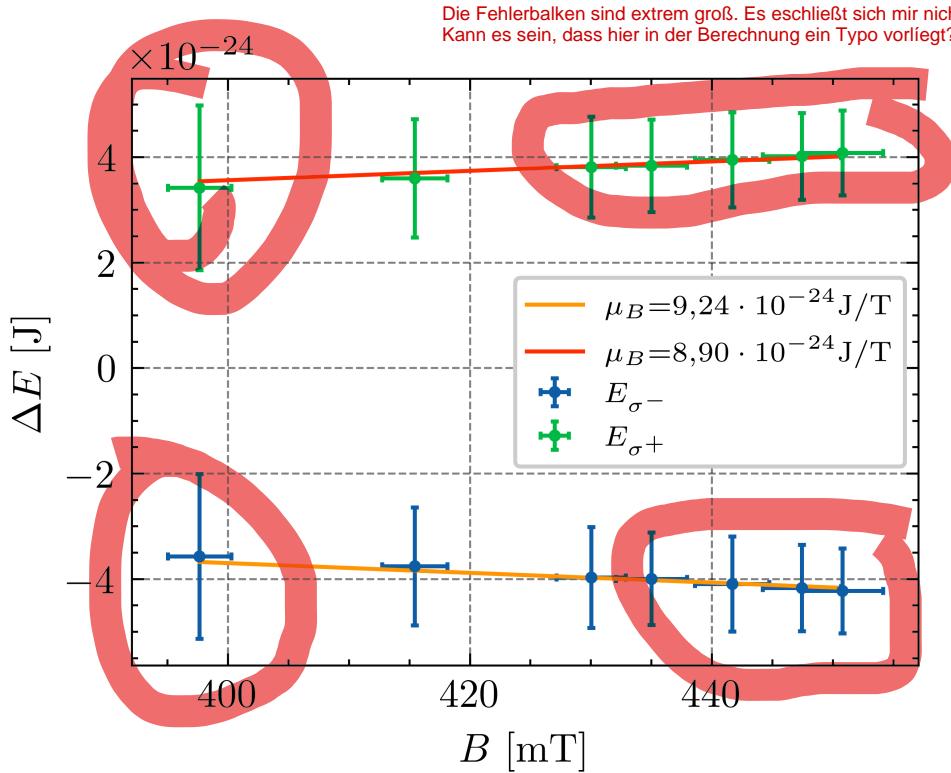


Abbildung 15: Energieverschiebung gegen magnetische Flussdichte.

Tabelle 2: Energieverschiebung für σ_- (1) und σ_+ (2)

$I [\text{A}]$	$\Delta E_1 [\text{J}]$	$\Delta(\Delta E_1) [\text{J}]$	$\Delta E_2 [\text{J}]$	$\Delta(\Delta E_2) [\text{J}]$
6,5	$3,57 \cdot 10^{-24}$	$1,56 \cdot 10^{-24}$	$3,42 \cdot 10^{-24}$	$2,23 \cdot 10^{-24}$
7,0	$3,75 \cdot 10^{-24}$	$1,12 \cdot 10^{-24}$	$3,59 \cdot 10^{-24}$	$1,59 \cdot 10^{-24}$
7,5	$3,96 \cdot 10^{-24}$	$9,56 \cdot 10^{-25}$	$3,81 \cdot 10^{-24}$	$1,33 \cdot 10^{-24}$
7,7	$3,99 \cdot 10^{-24}$	$8,77 \cdot 10^{-25}$	$3,83 \cdot 10^{-24}$	$1,27 \cdot 10^{-24}$
8,0	$4,09 \cdot 10^{-24}$	$9,01 \cdot 10^{-25}$	$3,95 \cdot 10^{-24}$	$1,29 \cdot 10^{-24}$
8,3	$4,16 \cdot 10^{-24}$	$8,21 \cdot 10^{-25}$	$4,01 \cdot 10^{-24}$	$1,20 \cdot 10^{-24}$
8,5	$4,22 \cdot 10^{-24}$	$8,05 \cdot 10^{-25}$	$4,08 \cdot 10^{-24}$	$1,15 \cdot 10^{-24}$

Diese Resultate sind nicht miteinander kompatibel. Insbesondere ist der erste Wert signifikant kleiner als der Literaturwert[6]

$$\mu_B^{\text{theo}} = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$$

obwohl der zweite Wert mit diesem kompatibel ist. Zur Erklärung dieser Diskrepanz sollte es einem auffallen, dass die beobachtete Aufspaltung (vgl. Anhang II) wider Erwarten etwas asymmetrisch ist. Die linke (σ_-) Aufspaltung ließ sich zuerst und besser erkennen als die rechte (σ_+), was auf ein Problem bei der Justierung hindeutet.

Die Peak-Schwerpunkte μ_1, μ_3 aus Tabelle 1 sollen symmetrisch um μ_2 liegen. Der tatsächlich Mittelwert liegt jedoch bei etwa $0,755^\circ \leq \mu_2 \approx 0,76^\circ$. Es ist also naheliegend auszugehen, dass die μ_3 -Schwerpunkte höchstens um $0,005^\circ$ zu klein sind. Korrigiert man diese systematische Verschiebung, erhält man $\mu_B^+ = (9,34 \pm 0,05) \cdot 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$, welche sich besser mit μ_B^- vereinbaren lässt.

Tabelle 3: Stromstärke und magnetische Flussdichte zur Bestimmung von A

I_{trans} [A]	I_{long} [A]	B_{trans} [mT]	B_{long} [mT]	ΔB_{trans} [mT]	ΔB_{long} [mT]
2,9	1,7	$1,90 \cdot 10^2$	$1,09 \cdot 10^2$	1,993	1,286
2,7	1,5	$1,76 \cdot 10^2$	$9,59 \cdot 10^1$	1,877	1,178
2,8	1,5	$1,83 \cdot 10^2$	$9,59 \cdot 10^1$	1,936	1,178
2,8	1,6	$1,83 \cdot 10^2$	$1,02 \cdot 10^2$	1,936	1,231

2.4 Weitergehende Überlegungen

2.4.1 Auflösungsvermögen und Finesse

Nach [1] ist die Finesse

$$F = \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\pi\sqrt{r}}{1-r}$$

ein Maß für die effektive Zahl der miteinander interferierenden Teilbündel. Hierbei ist $r = R^2$ das Reflexionsvermögen. Eine höhere Finesse führt also zu schmalen Halbwertsbreiten in der Transmissionskurve eines Fabry-Perot-Etalons. Zudem definiert man das Auflösungsvermögen als

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2ndF}{\lambda}. \quad \text{Wo kommt diese Formel her?}$$

In unserem Fall erhalten mit den Daten aus der Versuchsbeschreibung [5], $d = 4\text{ mm}$, $n = 1.457$, $R = 0.85$ und $\lambda = (643,8 \pm 20,0)\text{ nm}$

$$F = 9,623$$

$$A = (1,742 \pm 0,006) \cdot 10^5$$

Zur experimentellen Bestimmung dieser Größen beobachteten wird die Aufspaltung in transversale und longitudinale Richtung. Die Stromstärke wurde langsam erhöht, bis die Linien gerade noch so voneinander zu trennen waren, und aufgeschrieben. Dies wurde jeweils vier Mal wiederholt. Aus der Kalibrationskurve können daraus die minimalen magnetischen Flussdichten berechnet werden, vgl. Tabelle 3. Wir erhalten also eine mittlere minimale Flussdichte $B_{trans} = (183 \pm 1)\text{ mT}$, $B_{long} = (100 \pm 1)\text{ mT}$. Zusammen mit dem Bohr magneton ergibt sich daraus ein Auflösungsvermögen $A = hc/(\mu_B\lambda B)$. Zusätzlich ist das Auflösungsvermögen in longitudinale Richtung zu halbieren, da die mittlere Linie fehlt.

Wo kommt diese Formel her?

$$A_{trans} = 181806 \pm 60$$

$$A_{long} = 166352 \pm 50$$

und eine Finesse $F = A \cdot \lambda / 2nd$

$$F_{trans} = 10.042 \pm 0.005$$

$$F_{long} = 9.1882 \pm 0.004$$

Die Werte für die transversale Konfiguration sind etwas größer als erwartet. Vermutlich wurde eine Verbreiterung der Linien zu früh als eine Aufspaltung erkannt. Die Werte für die longitudinale Konfiguration sind wie erwartet etwas kleiner als die theoretischen Werte, da durch Unebenheiten und Rauheit der spiegelnden Oberfläche die tatsächliche Finesse immer kleiner ist als die theoretische, vgl. [1].

Verwenden wir die Anpassungskurve zu der CCD-Kamera-Aufnahme ohne Magnetfeld, bei dem der Schwerpunkt bei $(0,770 \pm 0,050)^\circ$ lag, ergibt sich A aus dem Gangunterschied $\Delta s = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)} = (11,655\,504 \pm 0,000\,070)\text{ mm}$ zu

$$A = \frac{\Delta s}{\Delta(\Delta s)} = 166507$$

Diese Rechnung ist Unklar bzw. nicht das was gefragt war. Hier gilt es mittels zweier Peaks die freie spektralbreite und die Peak Breite zu bestimmen. Daraus folgt dann die Finesse. Ihr habt hier eine Formel geschrieben, für die Ihr nicht erklärt habt, was Delta(Deltas) ist. Verstehe ich das richtig, dass Ihr hier F aus A bestimmt?

mit Finesse $F = 9.202 \pm 0.003$. Diese Werte sind sehr gut kompatibel mit den berechneten Werten von A_{long} und F_{long} und wie erwartet etwas kleiner als die theoretischen Werten.

2.4.2 Doppler-Verbreiterung

Aufgrund der thermischen Bewegung der Teilchen wird die natürliche Linienbreite aufgrund des Doppler-Effekts vergrößert. Bewegt sich ein angeregtes Molekül mit Geschwindigkeit \vec{v} , so misst ein ruhender Beobachteter eine Emissionsfrequenz $\omega = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v}$, mit $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$. Da im thermischen Gleichgewicht die Moleküle eines Gases einer Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung folgen, lässt sich zeigen, dass die Intensitätsprofil einer Gauß-form besitzt mit Linienbreite

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{8k_B \ln(2)}{m}}$$

Vgl. [2]. Hierbei ist m die Masse des Cadmiums $m = 112.411u$. Wir gehen davon aus, dass die Temperatur der Lampe von der großen Ordnung $T = (1500 \pm 500)$ K ist. Mit $\lambda = (643,8 \pm 0,2)$ nm folgt

$$\Delta\lambda = (1,68 \pm 0,28) \text{ pm}$$

zu erwarten ist jedoch mit $A = 174200 \pm 600$

$$\Delta\lambda = \lambda/A = (3,70 \pm 0,02)$$

Die tatsächlich Linienbreite ist also deutlich größer. Dies lässt sich dadurch erklären, dass es neben den bereits erwähnten Fehlern im Fabry-Perot-Etalon, die A reduzieren, auch andere Effekte die zu einer Verbreiterung der Linien führen, z.B. Stöße.

Hier etwas genauer sein



3 Franck-Hertz-Versuch

3.1 Aufbau

Der Aufbau basiert auf einer Franck-Hertz Röhre wie in 16 zu sehen. In der Röhre befindet sich Quecksilber was aufgrund der Ofentemperatur die ansonsten von Luft befreite Röhre mit Quecksilberdampf füllt. Dabei sind die Temperatur und der Dampfdruck direkt voneinander abhängig. Dafür ist in der [5] die Abhängigkeit $\log(p) = 10,55 - \frac{3333}{T} - 0,85 \log T$ angegeben bei der p in Torr und T in Kelvin sind. In der Röhre befindet sich eine Heizkathode, diese gibt freie Elektronen ab die durch die Beschleunigungsspannung U_1 in Richtung des Gitters beschleunigt werden. Zwischen dem Gitter und der Anode liegt eine Gegenspannung U_2 vor. Nur Elektronen deren kinetische Energie am Ende der Röhre ausreicht um U_2 zu überwinden kommen also an der Anode an und werden als Anodenstrom I_A gemessen. Die Franck-Hertz Röhre befindet sich in einem Ofen dessen Temperatur genauso wie alle weiteren Werte an dem Steuergerät eingestellt werden kann. Das Steuergerät versorgt die Röhre dabei mit den eingestellten Spannungen und erlaubt es uns U_1 und indirekt I_A zu messen. Die Messung führen wir mithilfe des Cassy durch, wobei U_1 direkt gemessen und anstelle von I_A die Spannung U_A über einen konstanten Widerstand gemessen wird. Dabei können wir die Temperatur, U_1 und U_2 einstellen. Das Steuergerät gibt dann eine Rampe von 0 bis $U_1 V$ aus, währenddessen werden U_1 und U_A mithilfe des Cassy gemessen. Die Heizspannung die an der Kathode anliegt bleibt während des gesamten Versuches konstant.

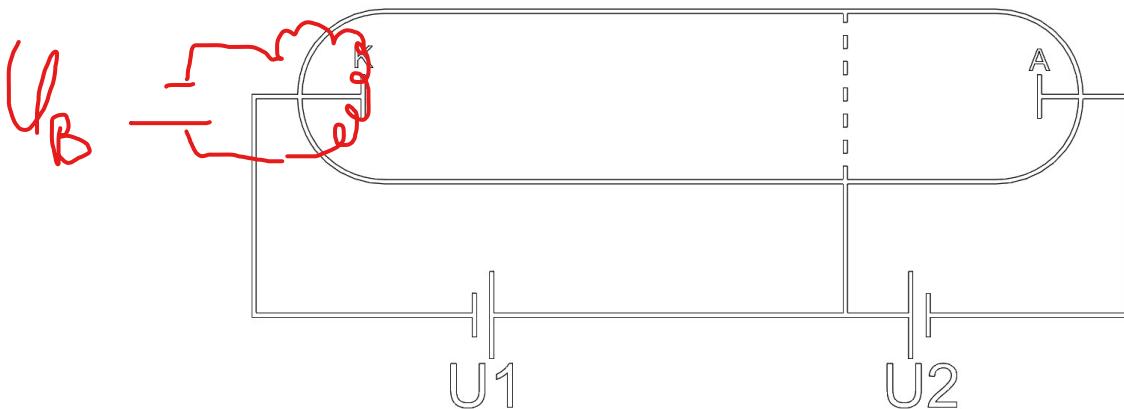


Abbildung 16: Aufbau der Franck-Hertz Röhre

3.2 Messung

Ziel der Messung ist es die Energiedifferenz ΔE zwischen den Energieniveaus des Quecksilber zu bestimmen, und den Effekt verschiedener Gegenspannungen und Temperaturen zu bestimmen. Dafür führen wir zwei Messreihen durch, einmal halten wir die Temperatur konstant bei 165 °C und variieren die Gegenspannung von 2 V bis 4 V, in der anderen Messreihe bleibt die Gegenspannung bei 2,5 V konstant und wir variieren die Temperatur von 165 °C bis 185 °C. Für jede Messung wird dabei U_1 von 0 V auf die vom Tutor vorgegebenen 40 V erhöht, diese Maximalspannung wurde gewählt um ein unerwünschtes Duschzünden der Röhre zu verhindern. Die Messfehler des Cassy Systems berechnen sich nach [Cassy] bei der Spannungsmessung auf 1% des Maximalwerts plus 0,5% des Messbereiches.

was das?

3.3 Beobachtung

Wenn wir U_A gegen U_1 auftragen sehen wir einen steigenden Trend, der immer wieder von Tiefpunkten unterbrochen wird. Dies entsteht aufgrund dessen, dass die Elektronen insofern sie genug kinetische Energie besitzen, inelastisch mit dem Quecksilber stoßen und dieses anregen. Da diese Anregung aber quantisiert ist, also nur mit bestimmten Energien ΔE stattfinden kann, ergibt sich in unserer Messung erst ein Anstieg, bis diese Energie erreicht ist, gefolgt von einem Abfall, wenn der Großteil der Elektronen seine Energie in dem Stoß abgibt und somit nicht mehr genug kinetische Energie besitzt um die Gegenspannung zu passieren. Dieser Vorgang wiederholt sich immer in Abständen von ΔE . Dabei ist zu beachten, dass die kinetische

Energie der Elektronen nach austritt aus der Kathode erst einmal zufällig ist und selbst bei erreichen der nötigen Energie die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß nicht 100% beträgt, weshalb wir keinen Rückgang von U_A auf 0 beobachten.

3.4 Auswertung

Wir tragen nun U_A gegen U_B für die beiden Messreihen auf, dafür werden die Peaks mit `scipy.signal.find_peaks` bestimmt und an jeden der Peaks eine Gaußkurve angepasst. Dadurch lassen sich die Koordinaten der Peaks genauer als auf den nächsten Datenpunkt bestimmen, der μ Wert gibt dabei an um welchen Wert die Gaußkurve zentriert ist. σ gibt hierbei die Breite der Gaußkurven an. Dabei war es nicht immer möglich eine sinnvolle Gaußkurve an den ersten Peak erkennbaren Peak bei ca. 11,6 V anzupassen auch der letzte Peak bei rund 40 V wird im weiteren nicht gewertet, da dieser möglicherweise durch den Messbereich Abgeschnitten ist. Wir haben also nun 5 auszuwertende Peaks aus insgesamt 10 Messreihen. Daraus bestimmen wir nun ΔE , indem wir die Abstände zwischen den μ Werten ermitteln.

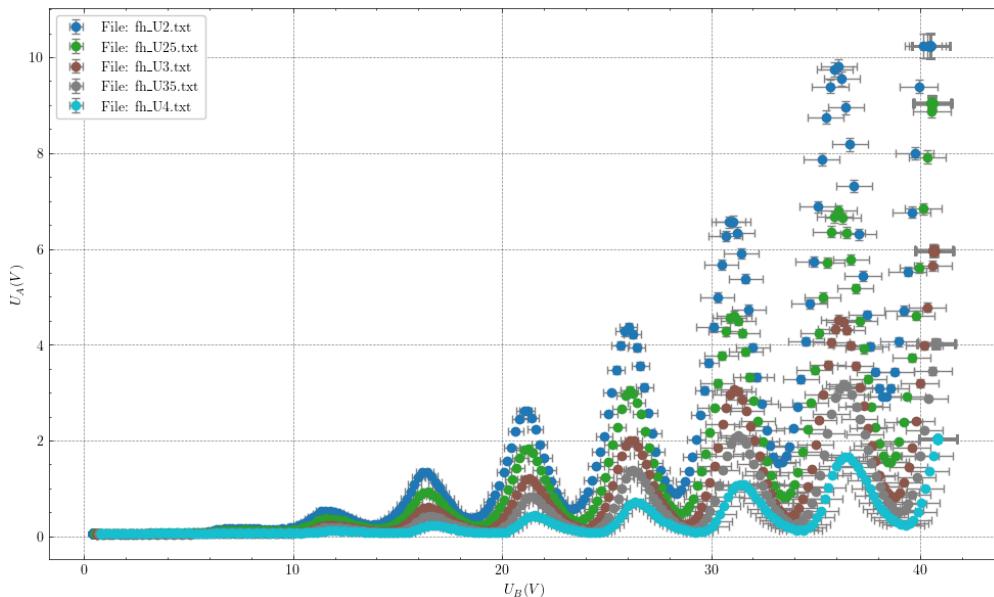


Abbildung 17: Messreihe T Const

Alle einzelnen Anpassungen sowie Parameter sind im Anhang II zu finden.

Messreihe	μ [V]	$\Delta\mu$ [V]
T=165 °C; U=2 V	4,92	0,01
T=165 °C; U=2,5 V	4,92	0,01
T=165 °C; U=3 V	4,93	0,01
T=165 °C; U=3,5 V	4,94	0,01
T=165 °C; U=4 V	4,95	0,01
T=165 °C; U=2,5 V	4,92	0,01
T=170 °C; U=2,5 V	4,86	0,01
T=175 °C; U=2,5 V	4,79	0,01
T=180 °C; U=2,5 V	4,76	0,01
T=185 °C; U=2,5 V	4,58	0,01
Messreihen T Const	4,92	0,01
Messreihen U Const	4,80	0,00
Alle 10 Messreihen	4,87	0,00

Der Mittlere Abstand bleibt bei den Messungen mit konstanter Temperatur sehr konstant bei 4,92 V bei konstanter Gegenspannung und variabler Temperatur sinkt ΔU hingegen bei steigender Temperatur. Aus dem in der [5] angegebenen Termschema lassen sich die $^3P_0 \rightarrow ^1S_0$ mit 4,67 eV und $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$ mit 4,89 eV als die hier relevanten Übergänge erkennen. Da wir hier mit Elektronen arbeiten lässt sich dies direkt mit

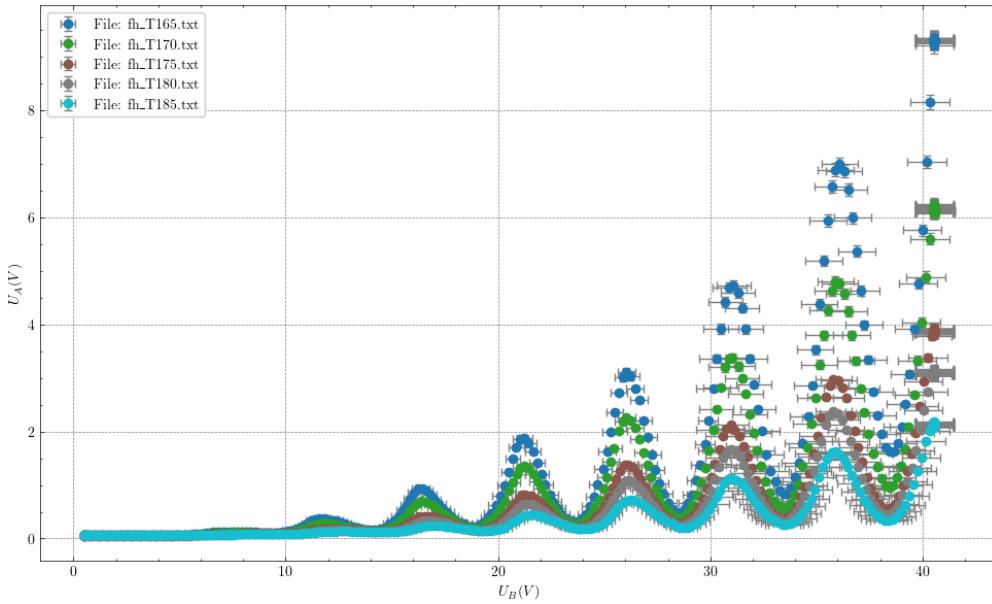
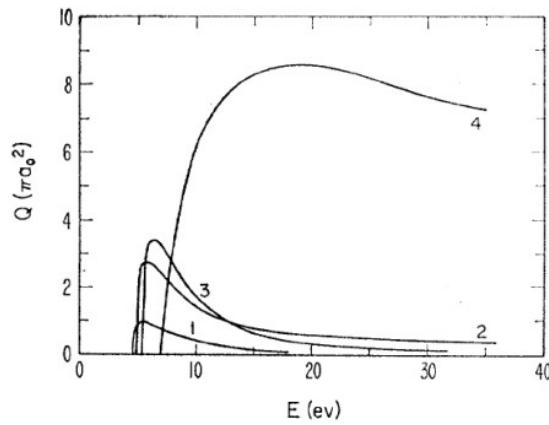


Abbildung 18: Messreihe U Const

ΔU vergleichen. Unsere Messwerte deuten darauf hin, dass bei konstanter Temperatur der 3P_1 überwiegt, der mittelere Abstand aber aufgrund des 3P_0 etwas herabgesetzt wird. Die anderen Übergänge werden hier relativ selten vorkommen, was auch aus dem gegebenen Wirkungsquerschnitt 19 klar wird. Nur die ersten drei Übergänge werden hier relevant sein, da der vierte zwar einen hohen Wirkungsquerschnitt hat, aber aufgrund der Temperatur und damit dem Druck, sich so viele Hg Atome in der Röhre befinden, dass bereits der kleine Wirkungsquerschnitt ausreicht, damit die Elektronen die Übergänge anregen. So haben diese nur selten eine lang genüge freie Weglänge um genug Energie zu sammeln um den 3P_2 oder noch höhere Energieniveaus anzuregen. Dieser Effekt ist auch sehr gut an der Messung mit Variabler Temperatur zu erkennen. Dort nimmt ΔU bei steigender Temperatur ab, da selbst bei relativ kleinen Temperaturunterschieden die freie Weglänge so sehr verkürzt wird, dass der 3P_0 Übergang Überwiegt. Bei der Messung bei 185°C ist unser gemessener ΔU wert sogar unter dem theoretisch berechnetem wert.



Totaler Wirkungsquerschnitt $Q(\pi a_0^2)$ von Hg für Elektronenstoßanregung.
 1: $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0$; 2: $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$; 3: $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_2$; 4: $6^1S_0 \rightarrow 6^1P_1$.
 (Moiseiwitsch, „Electron Impact Excitation of Atoms“, Rev. Mod. Phys. 40, S. 267, 1968).

Abbildung 19: Wirkungsquerschnitt aus dem [5]

Außerdem können wir aus den Gaußkurven Informationen über die Breiten der Peaks extrahieren. Der Durchschnitt dieser bleibt relativ konstant, an den Rohdaten ist aber auch zu erkennen wie die Breite in den fünf relevanten Peaks in einer Messreihe konstant ansteigt.

Messreihe	σ [V]	$\Delta\sigma$
T=165 °C; U=2 V	0,823	0,006
T=165 °C; U=2,5 V	0,871	0,012
T=165 °C; U=3 V	0,879	0,018
T=165 °C; U=3,5 V	0,875	0,024
T=165 °C; U=4 V	0,852	0,027
T=165 °C; U=2 V	0,860	0,012
T=170 °C; U=2 V	0,883	0,016
T=175 °C; U=2 V	0,871	0,020
T=180 °C; U=2 V	0,919	0,022
T=185 °C; U=2 V	0,865	0,019
Messreihen T Const	0,876	0,008
Messreihen U Const	0,872	0,008
Alle 10 Messreihen	0,874	0,005

Wir erhalten keine scharfen Einbrüche in unserer Anodenspannung, da aufgrund statistischer Effekte nie alle Elektronen gleichzeitig die gleiche kinetische Energie besitzen. Sie treten mit einer zufälligen Geschwindigkeit aus der Kathode aus. Von dort aus werden sie zwar alle gleich beschleunigt, aber ob sie mit einem Hg Atom stoßen ist immer noch rein statistisch, so kann ein Elektron zwar genug Energie zum anregen besitzen aber ohne zu stoßen bis zur Anode kommen. Das erklärt warum wir generell eine konstante Steigung in der Anodenspannung sehen. Umso höher die Beschleunigungsspannung umso geringer ist der Abstand in dem das Elektron stoßen muss um genau mit dem Peak übereinzustimmen. So wird der Effekt der freien Weglänge von Peak zu Peak größer.

maxwell
bolzmann
verteilt

Die Temperatur der Röhre bestimmt also indirekt welcher der Übergänge am wahrscheinlichsten ist, wir sehen dass mit steigender Temperaturen die niedrigen Übergänge bevorzugt werden. Somit ist der Versuch auf ein relativ kleines Temperaturintervall beschränkt, bei höheren Temperaturen als 185 °C ist die Röhre unter so viel Druck und die freie Weglänge damit so begrenzt, dass die Elektronen nur den kleinsten Übergang anregen können und elastische Stöße so wahrscheinlich werden, dass sie die Messung verfälschen. Bei niedrigeren Temperaturen als 165 °C wird der Druck weiter abfallen. Damit erwarten wir eine längere freie Weglänge und damit eine größere Varianz an Übergängen. Da wir dann aber keine Möglichkeit haben zu messen welcher Übergang wie häufig vorliegt, wird der Mittelwert zwar in dem Bereich der möglichen Übergänge liegen, aber nicht aussagekräftig darüber sein welchen Übergang wir beobachten. Außerdem kann es durch die verschiedenen Energieniveaus dazu kommen, dass die Peaks noch breiter aber dafür weniger definiert werden.

Bei größerer Gegenspannung nimmt wie bei ansteigender Temperatur U_A ab, dabei ist es aber deutlich zu erkennen, dass bei hohen Gegenspannungen U_A zwischen den Peaks weitaus näher gegen 0 geht als bei hohen Temperaturen. Eine höhere Gegenspannung verschiebt außerdem die Peaks hin zu höheren U_B . Dies liegt daran, dass nun jedes Elektron mehr kinetische Energie besitzen muss um an der Anode anzukommen. Somit verschiebt sich U_B der Peaks, da nun das Elektron nach dem anregen länger beschleunigt werden muss um das Potential zu überwinden. Auch die statistischen Effekte werden hier verringert, da sie nur weniger der gesamten benötigten Energie ausmachen.

Literatur

- [1] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. 7. Auflage. Springer Verlag, 2017, S299.
- [2] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer Verlag, 2008.
- [3] *Generalised Logistic Function*. Aufgerufen am: 12.10.23. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Generalised_logistic_function.
- [4] LD Handblätter Physik. *Beobachtung des normalen Zeeman-Effekts in transversaler und longitudinaler Konfiguration - Spektroskopie mit einem Fabry-Perot-Etalon*.
- [5] *Physikalisches Praktikum Teil IV: Atome, Moleküle, Festkörper*. Universität Bonn. 2023.
- [6] Eite Tiesinga u. a. „CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2018“. In: *Rev. Mod. Phys.* 93 (2 Juni 2021), S. 025010. DOI: 10.1103/RevModPhys.93.025010. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.93.025010>.

4 Fazit

Ergebnisse knapp wiederholen

Im Rahmen dieses Versuchs wurde der normale Zeeman-Effekt am Beispiel von Cadmium untersucht. Hierbei wurden verschiedene Ringsysteme erläutert und physikalisch interpretiert. Die quantitative Bestimmung des Bohrmagnetons erwies sich als teilweise erfolgreich, da die σ^+ Aufspaltung kleiner ausfiel als erwartet. Hingegen war die σ^- Aufspaltung im Einklang mit den Erwartungen. Während der Diskussion der Ergebnisse wurden verschiedene mögliche Gründe für diese Abweichungen erörtert. Gründe wiederholen

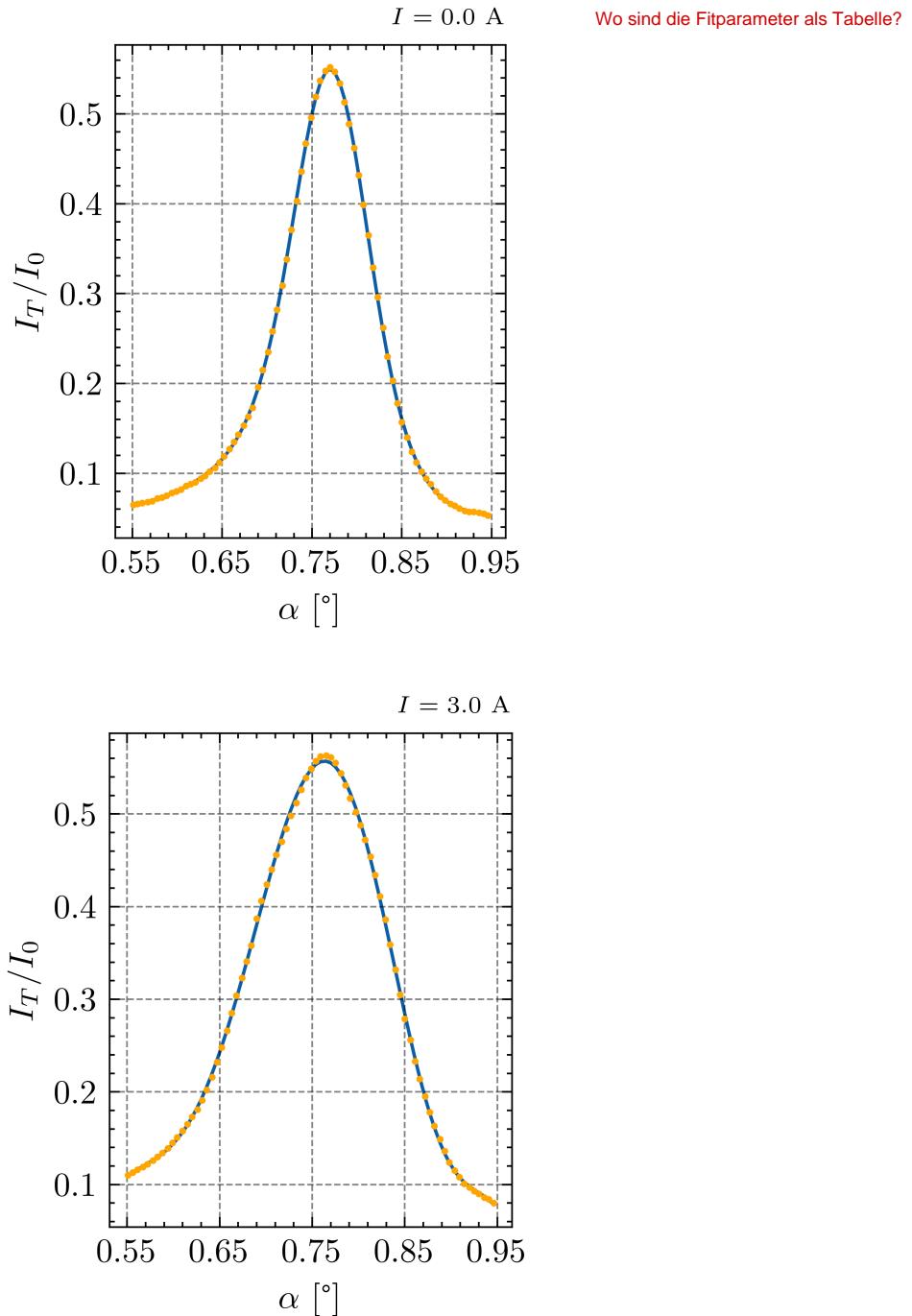
Des Weiteren wurde im Verlauf des Versuchs das Konzept der Finesse, des Auflösungsvermögens und der Dopplerverschiebung verständlich erläutert und bei unserem Aufbau erfolgreich untersucht.

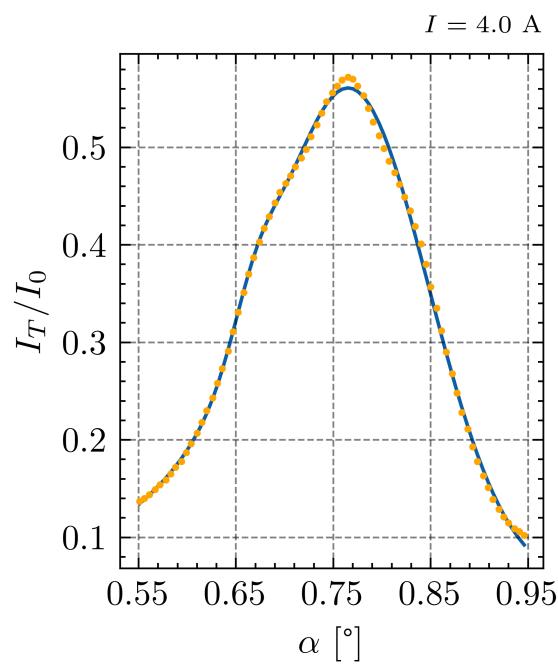
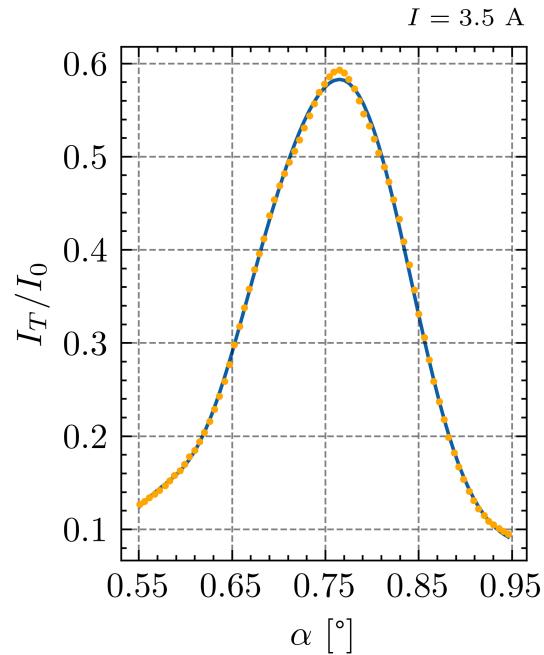
In der zweiten Hälfte des Versuchs, der sich mit dem Frank-Hertz-Experiment befasste, wurde das Verhalten des Anodenstroms in Abhängigkeit von verschiedenen Gegenspannungen und Temperaturen physikalisch erklärt. Dies erfolgte anhand des Termschemas von Quecksilber. Durch diese Untersuchungen konnten wichtige Erkenntnisse über die Quantisierung der Energiezustände von Atomen gewonnen werden.

Welche?

Note 1.7

5 Anhang I – Anpassungskurven zum Zeeman-Effekt

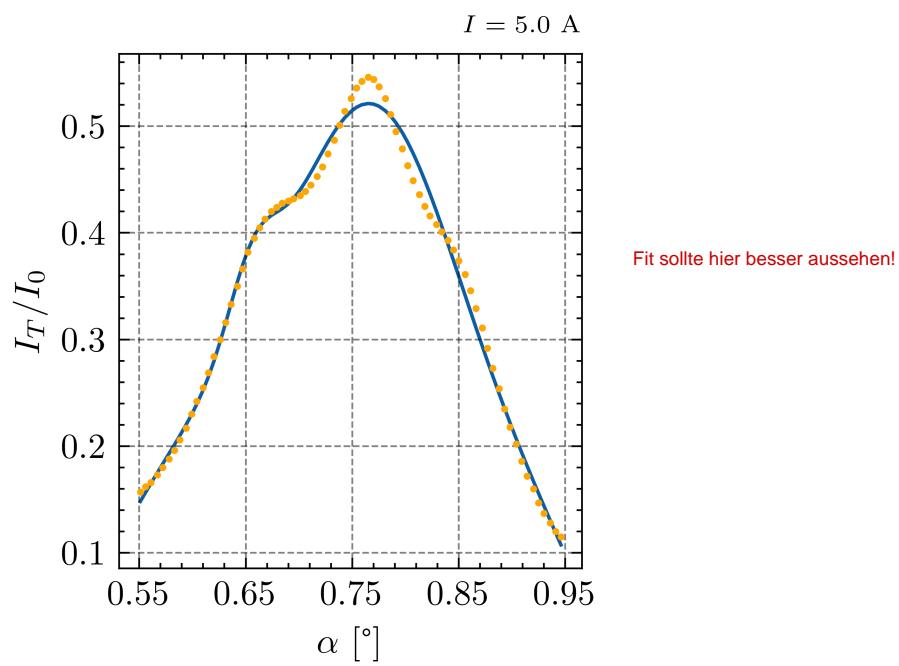
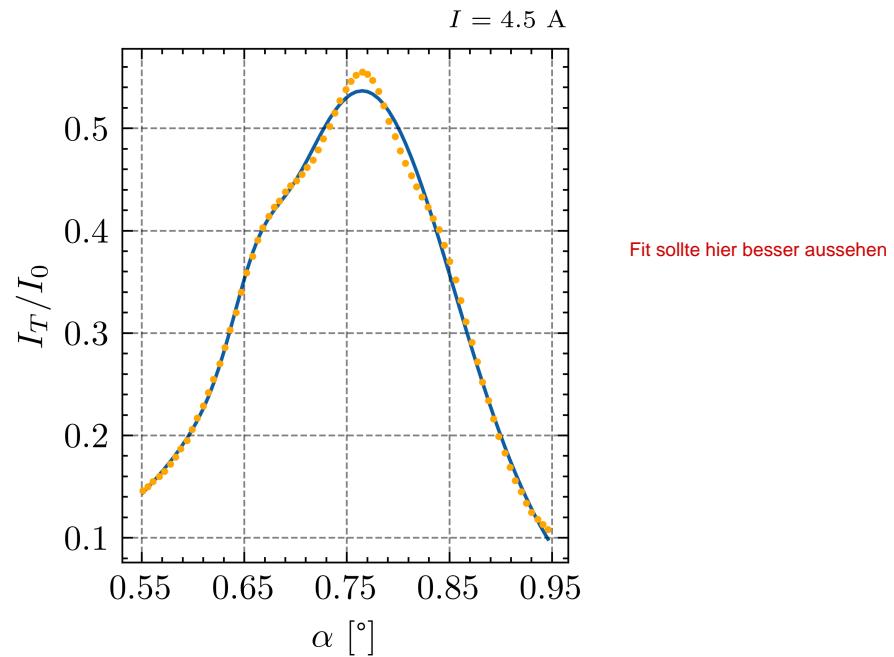


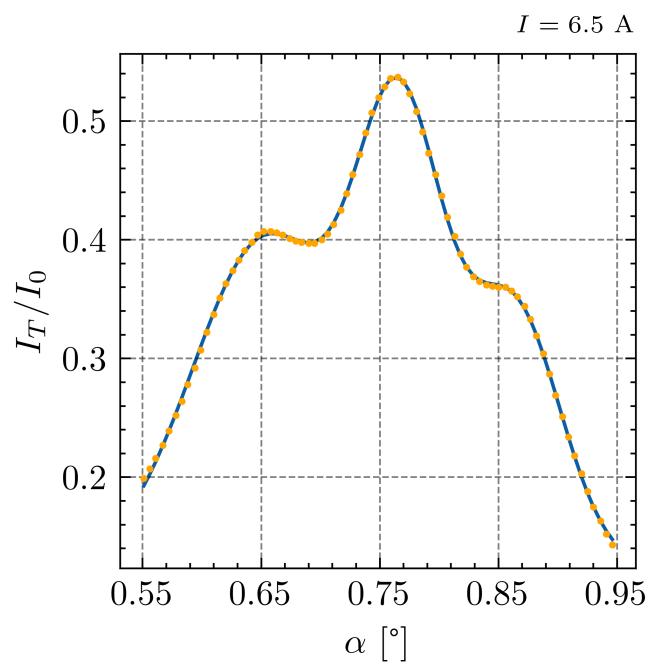
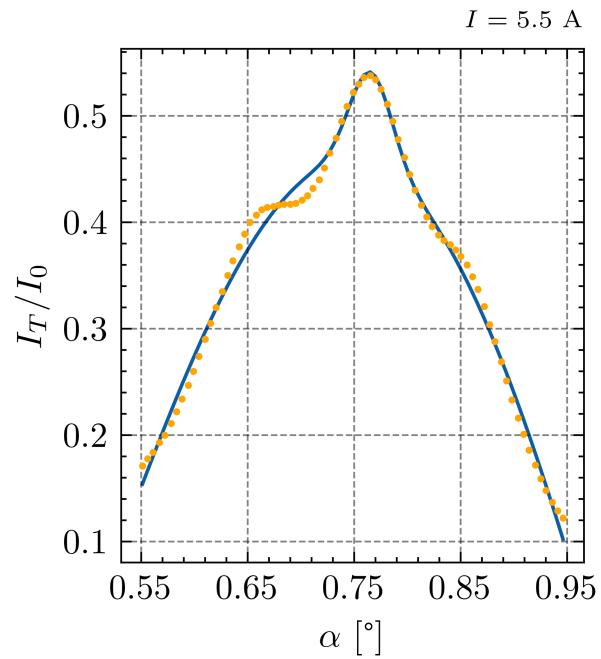


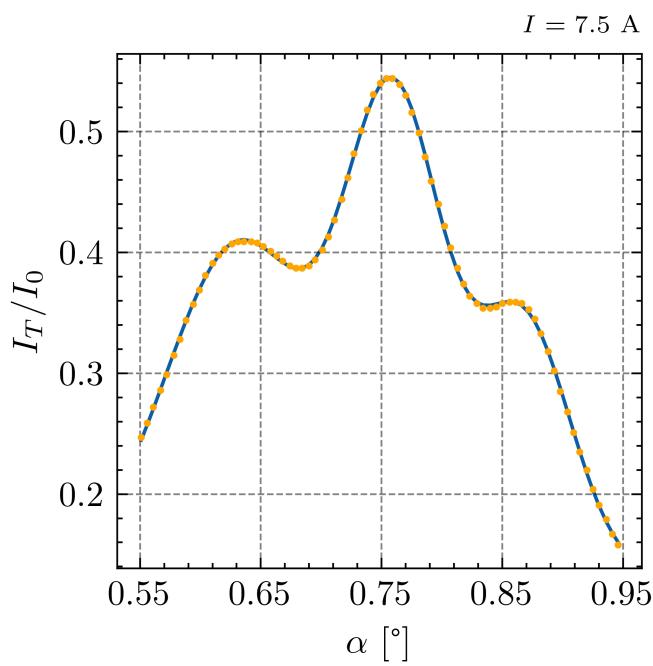
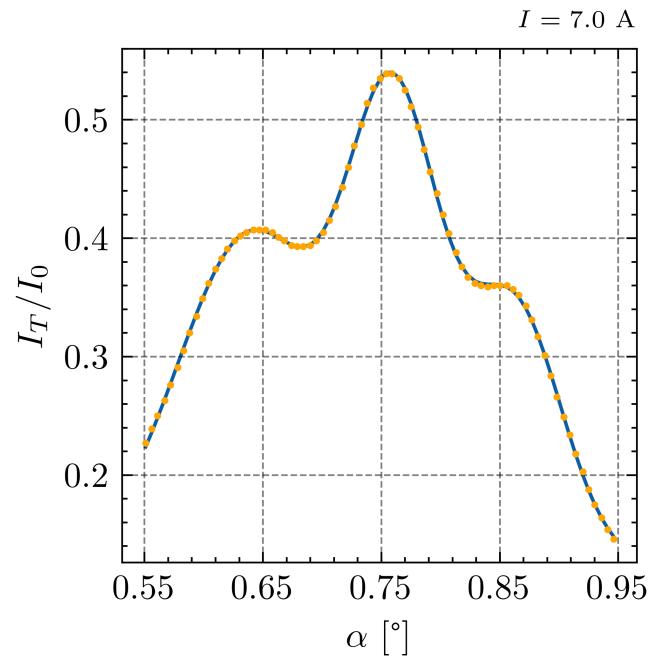
Fit sollte hier besser aussehen!

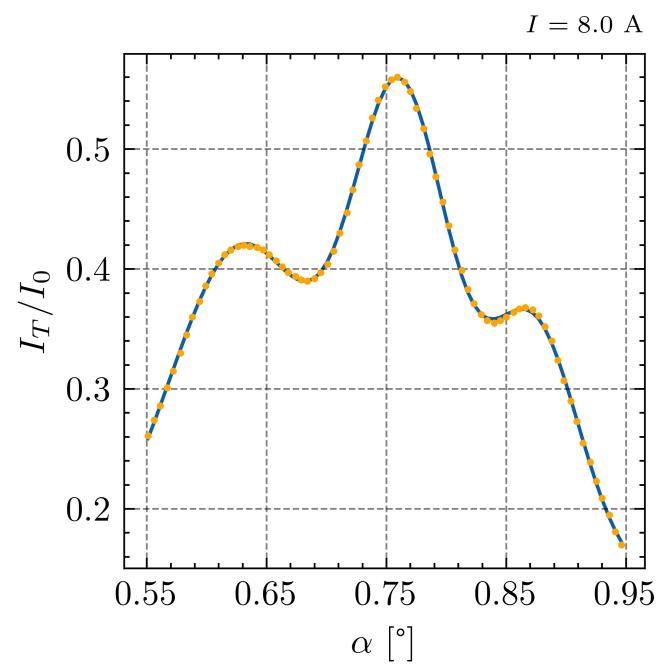
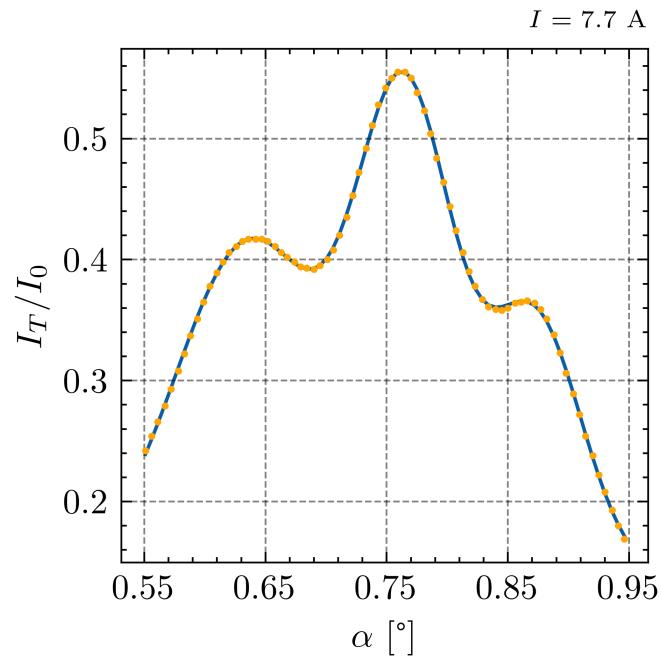
Habt ihr Startparameter gefüttert?

Warum nicht breiter dargestellt?









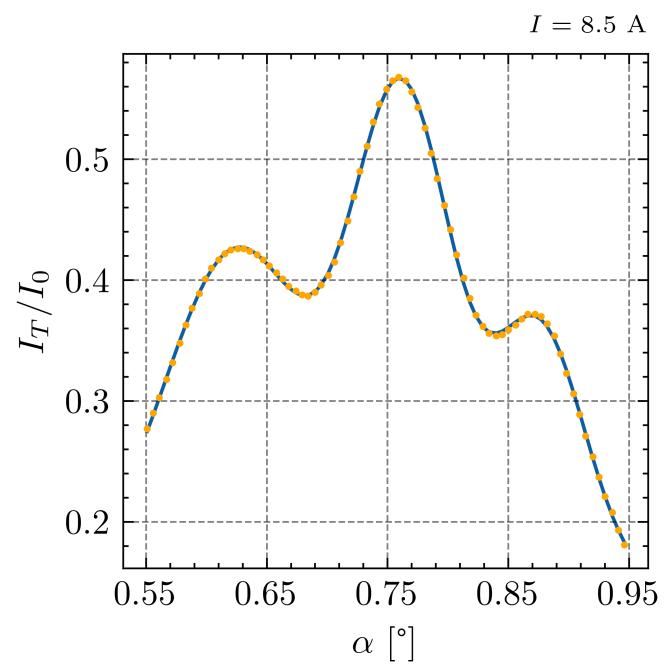
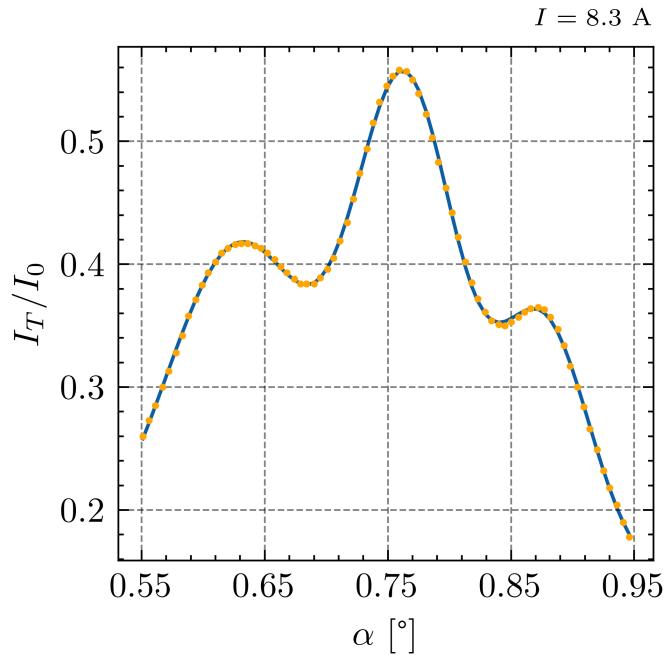


Tabelle 4: T Const U=2 V

Peak Coordinates	I	μ V	σ V	d
11, 55; 0, 53	$0,41 \pm 0,02$	$11,79 \pm 0,02$	$0,96 \pm 0,06$	$0,12 \pm 0,02$
16, 20; 1, 34	$1,03 \pm 0,03$	$16,37 \pm 0,01$	$0,80 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,03$
21, 20; 2, 62	$2,04 \pm 0,03$	$21,15 \pm 0,01$	$0,77 \pm 0,01$	$0,54 \pm 0,03$
26, 05; 4, 36	$3,55 \pm 0,04$	$26,04 \pm 0,00$	$0,81 \pm 0,01$	$0,80 \pm 0,04$
31, 05; 6, 57	$5,29 \pm 0,07$	$31,01 \pm 0,01$	$0,87 \pm 0,01$	$1,27 \pm 0,08$
36, 10; 9, 80	$8,05 \pm 0,22$	$36,03 \pm 0,01$	$0,97 \pm 0,03$	$1,74 \pm 0,23$
40, 50; 10, 24	$6,48 \pm inf$	$2.097.192,50 \pm inf$	$1,00 \pm inf$	$10,24 \pm inf$

6 Anhang II – Franck-Hertz

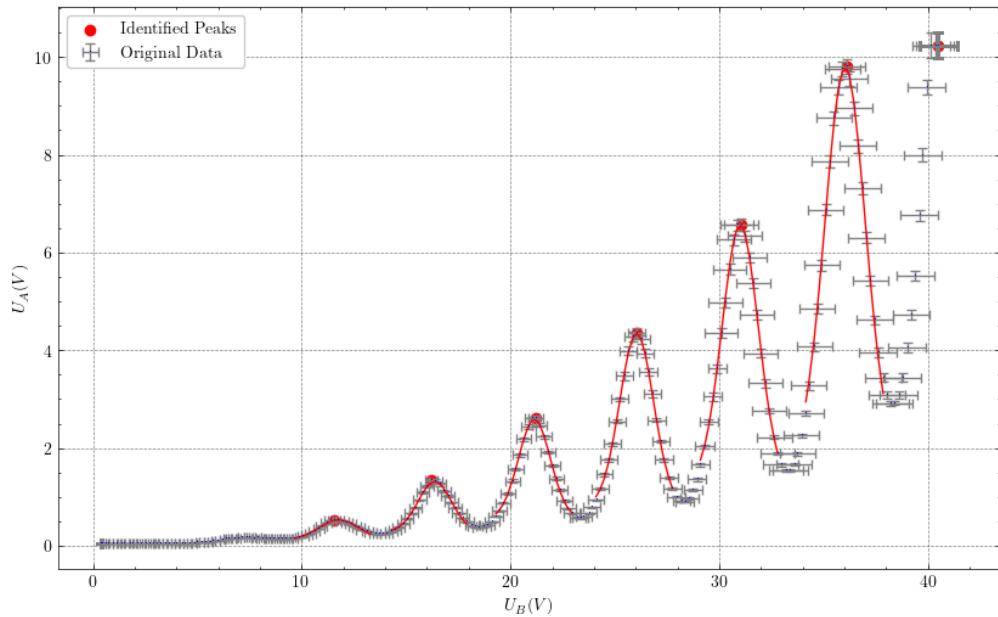


Abbildung 20: T Const U=2 V

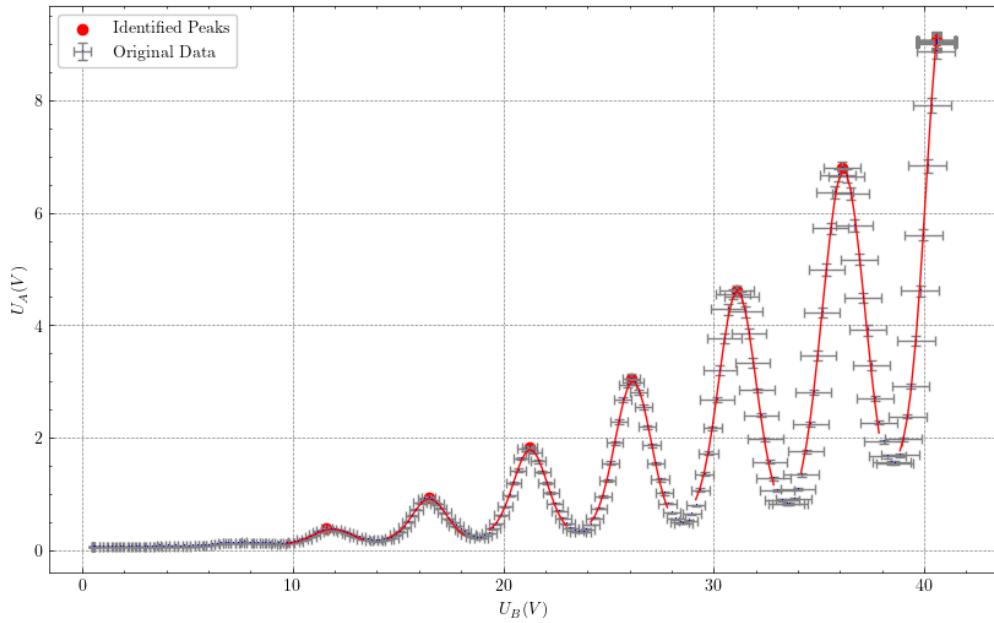


Abbildung 21: T Const U=2,5 V

Tabelle 5: T Const U=2,5 V

Peak Coordinates	I	μ V	σ V	d
11, 60; 0, 38	$0, 28 \pm 0, 02$	$11, 91 \pm 0, 03$	$0, 98 \pm 0, 08$	$0, 09 \pm 0, 02$
16, 45; 0, 94	$0, 73 \pm 0, 03$	$16, 50 \pm 0, 02$	$0, 81 \pm 0, 04$	$0, 18 \pm 0, 03$
21, 25; 1, 82	$1, 50 \pm 0, 04$	$21, 28 \pm 0, 01$	$0, 80 \pm 0, 03$	$0, 29 \pm 0, 05$
26, 10; 3, 05	$2, 66 \pm 0, 06$	$26, 17 \pm 0, 01$	$0, 85 \pm 0, 02$	$0, 34 \pm 0, 06$
31, 10; 4, 61	$4, 03 \pm 0, 09$	$31, 12 \pm 0, 01$	$0, 88 \pm 0, 03$	$0, 58 \pm 0, 10$
36, 10; 6, 79	$6, 17 \pm 0, 19$	$36, 17 \pm 0, 01$	$1, 00 \pm 0, 03$	$0, 58 \pm 0, 21$
40, 60; 9, 06	$8, 35 \pm 0, 37$	$40, 92 \pm 0, 08$	$0, 82 \pm 0, 06$	$1, 41 \pm 0, 14$

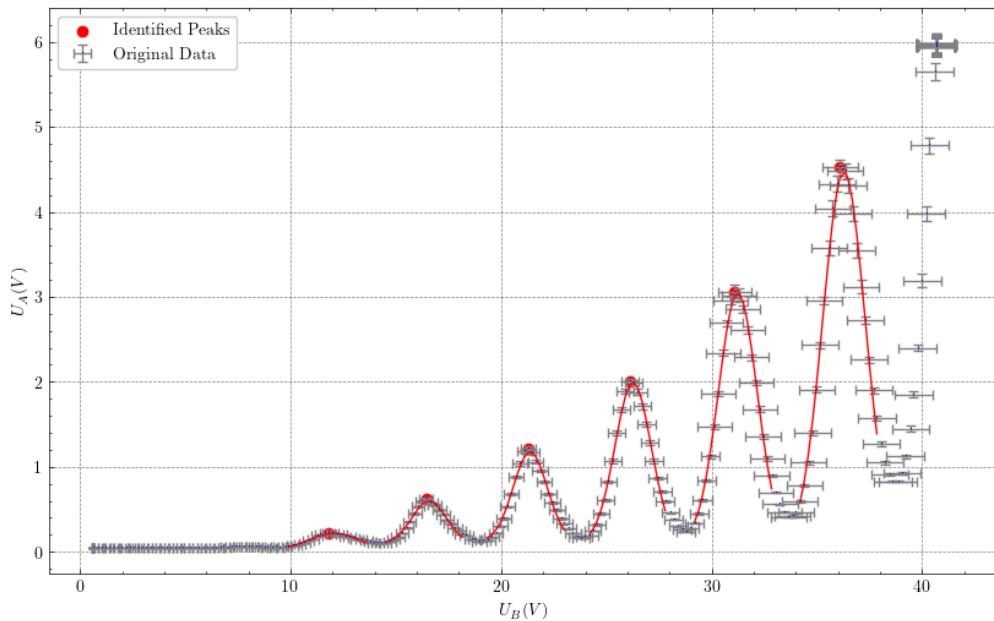


Abbildung 22: T Const U=3 V

Tabelle 6: T Const U=3 V

Peak Coordinates	I	μ V	σ V	d
11, 80; 0, 22	$0, 20 \pm 0, 03$	$12, 08 \pm 0, 04$	$1, 21 \pm 0, 18$	$0, 02 \pm 0, 03$
16, 45; 0, 62	$0, 50 \pm 0, 02$	$16, 58 \pm 0, 02$	$0, 81 \pm 0, 05$	$0, 09 \pm 0, 02$
21, 30; 1, 21	$1, 06 \pm 0, 04$	$21, 38 \pm 0, 02$	$0, 81 \pm 0, 05$	$0, 12 \pm 0, 05$
26, 10; 2, 00	$1, 89 \pm 0, 06$	$26, 27 \pm 0, 01$	$0, 85 \pm 0, 03$	$0, 11 \pm 0, 06$
31, 10; 3, 06	$2, 94 \pm 0, 10$	$31, 24 \pm 0, 01$	$0, 92 \pm 0, 04$	$0, 10 \pm 0, 11$
36, 10; 4, 52	$4, 41 \pm 0, 19$	$36, 29 \pm 0, 01$	$1, 01 \pm 0, 05$	$0, 06 \pm 0, 20$

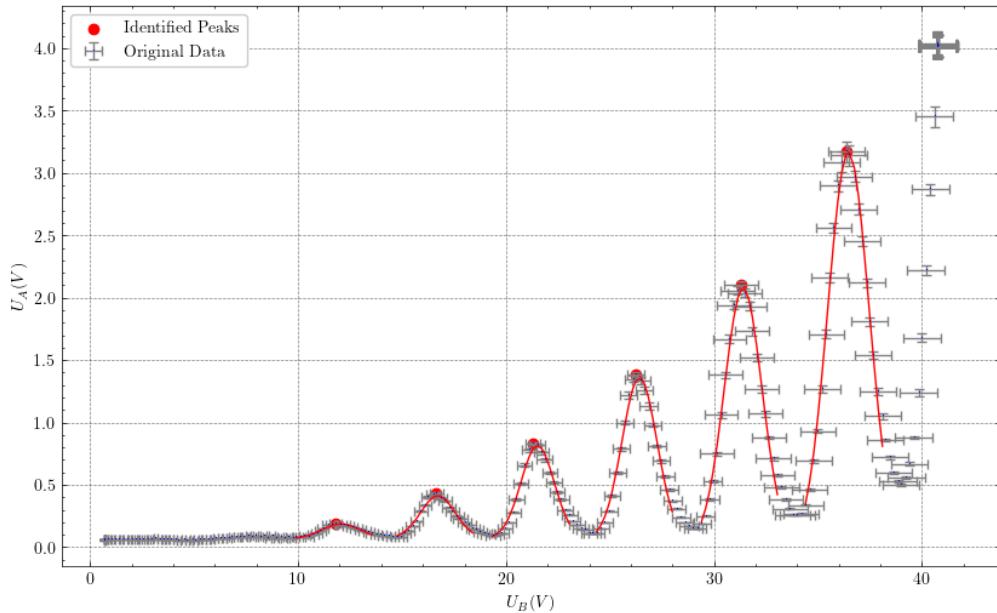


Abbildung 23: T Const U=3,5 V

Tabelle 7: T Const U=3,5 V

Peak Coordinates	I	μ V	σ V	d
11, 80; 0, 19	$0, 12 \pm 0, 01$	$12, 07 \pm 0, 04$	$0, 93 \pm 0, 10$	$0, 07 \pm 0, 01$
16, 65; 0, 43	$0, 34 \pm 0, 03$	$16, 72 \pm 0, 03$	$0, 83 \pm 0, 08$	$0, 07 \pm 0, 03$
21, 30; 0, 83	$0, 75 \pm 0, 03$	$21, 52 \pm 0, 02$	$0, 80 \pm 0, 05$	$0, 07 \pm 0, 03$
26, 25; 1, 38	$1, 30 \pm 0, 06$	$26, 42 \pm 0, 02$	$0, 84 \pm 0, 05$	$0, 06 \pm 0, 06$
31, 30; 2, 10	$2, 05 \pm 0, 10$	$31, 40 \pm 0, 02$	$0, 91 \pm 0, 05$	$0, 02 \pm 0, 11$
36, 35; 3, 17	$3, 19 \pm 0, 17$	$36, 47 \pm 0, 02$	$0, 99 \pm 0, 06$	$-0, 02 \pm 0, 19$

Tabelle 8: T Const U=4 V

Peak Coordinates	I	μ V	σ V	d
11, 90; 0, 12	$0, 07 \pm 0, 01$	$12, 28 \pm 0, 05$	$1, 08 \pm 0, 14$	$0, 05 \pm 0, 01$
16, 55; 0, 24	$0, 17 \pm 0, 01$	$16, 82 \pm 0, 03$	$0, 78 \pm 0, 06$	$0, 06 \pm 0, 01$
21, 55; 0, 44	$0, 36 \pm 0, 02$	$21, 65 \pm 0, 03$	$0, 76 \pm 0, 06$	$0, 07 \pm 0, 02$
26, 35; 0, 72	$0, 66 \pm 0, 03$	$26, 55 \pm 0, 03$	$0, 81 \pm 0, 06$	$0, 05 \pm 0, 04$
31, 40; 1, 09	$1, 06 \pm 0, 06$	$31, 54 \pm 0, 02$	$0, 89 \pm 0, 06$	$0, 02 \pm 0, 06$
36, 40; 1, 66	$1, 75 \pm 0, 10$	$36, 60 \pm 0, 02$	$1, 02 \pm 0, 07$	$-0, 09 \pm 0, 11$

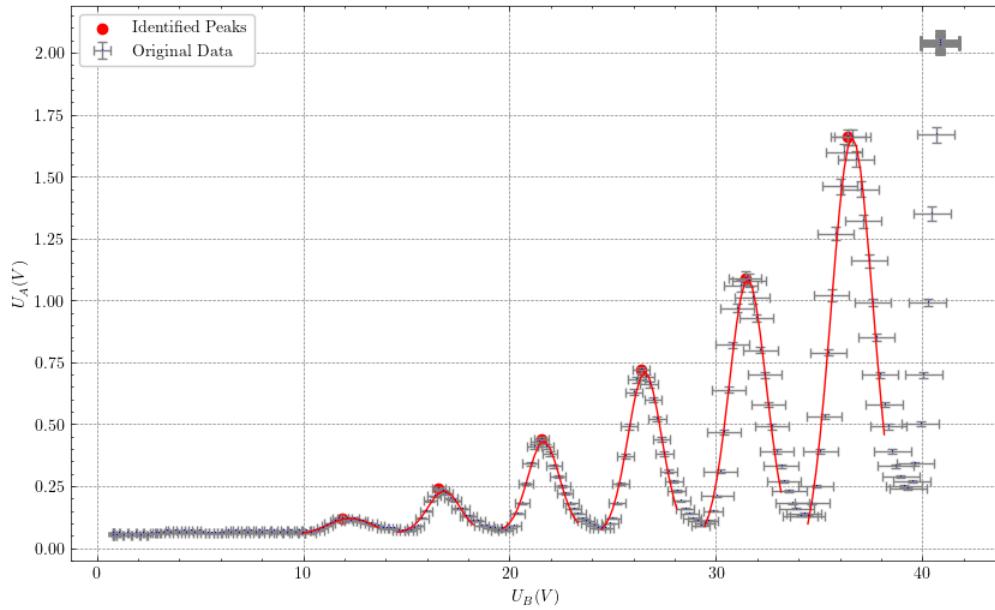


Abbildung 24: T Const U=4 V

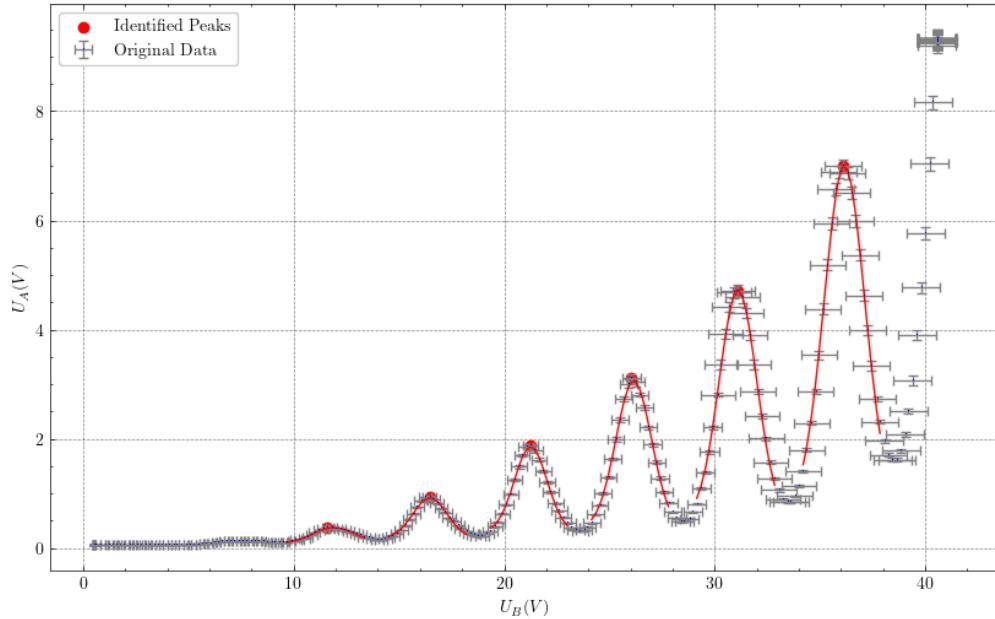
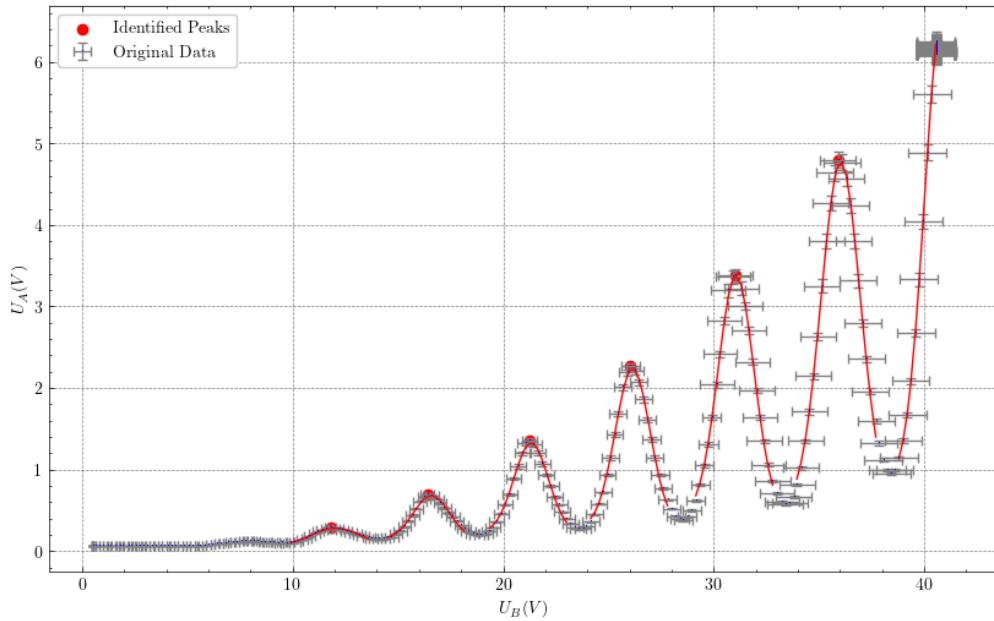


Abbildung 25: U Const T=165 °C

Tabelle 9: U Const T=165 °C

Peak Coordinates	I	μ V	σ V	d
11, 60; 0, 37	$0, 29 \pm 0, 02$	$11, 91 \pm 0, 02$	$1, 02 \pm 0, 07$	$0, 08 \pm 0, 02$
16, 45; 0, 94	$0, 74 \pm 0, 03$	$16, 48 \pm 0, 02$	$0, 81 \pm 0, 05$	$0, 18 \pm 0, 03$
21, 25; 1, 87	$1, 57 \pm 0, 04$	$21, 26 \pm 0, 01$	$0, 77 \pm 0, 03$	$0, 29 \pm 0, 04$
26, 05; 3, 11	$2, 70 \pm 0, 06$	$26, 15 \pm 0, 01$	$0, 84 \pm 0, 02$	$0, 36 \pm 0, 06$
31, 10; 4, 72	$4, 18 \pm 0, 11$	$31, 11 \pm 0, 01$	$0, 89 \pm 0, 03$	$0, 54 \pm 0, 12$
36, 10; 7, 00	$6, 26 \pm 0, 19$	$36, 17 \pm 0, 01$	$0, 96 \pm 0, 03$	$0, 74 \pm 0, 21$

Abbildung 26: U Const $T=170^\circ\text{C}$ Tabelle 10: U Const $T=170^\circ\text{C}$

Peak Coordinates	I	μ V	σ V	d
11, 80; 0, 29	$0,22 \pm 0,02$	$12,04 \pm 0,03$	$1,15 \pm 0,12$	$0,07 \pm 0,03$
16, 40; 0, 70	$0,54 \pm 0,02$	$16,59 \pm 0,02$	$0,86 \pm 0,05$	$0,14 \pm 0,03$
21, 25; 1, 36	$1,10 \pm 0,03$	$21,33 \pm 0,01$	$0,81 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,03$
26, 05; 2, 27	$1,94 \pm 0,04$	$26,15 \pm 0,01$	$0,83 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,05$
31, 05; 3, 38	$2,94 \pm 0,05$	$31,06 \pm 0,01$	$0,85 \pm 0,02$	$0,44 \pm 0,05$
35, 90; 4, 80	$4,23 \pm 0,10$	$36,04 \pm 0,01$	$0,93 \pm 0,03$	$0,54 \pm 0,11$
40, 55; 6, 25	$5,85 \pm 0,14$	$40,90 \pm 0,04$	$0,87 \pm 0,03$	$0,81 \pm 0,06$

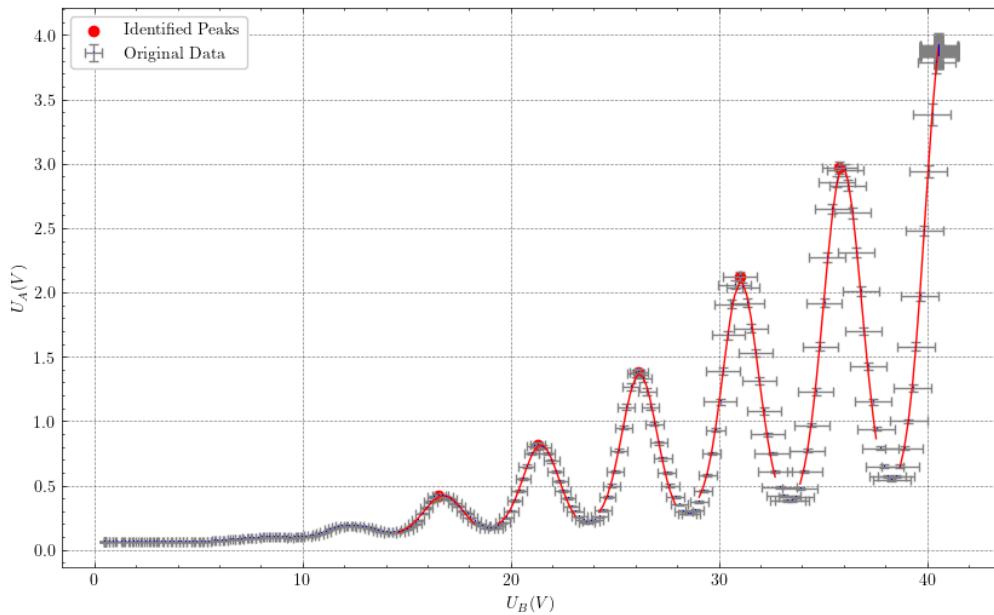
Abbildung 27: U Const $T=175^\circ\text{C}$

Tabelle 11: U Const T=175 °C

Peak Coordinates	I	μ V	σ V	d
16, 55; 0, 42	$0,31 \pm 0,02$	$16,78 \pm 0,02$	$0,94 \pm 0,05$	$0,11 \pm 0,02$
21, 30; 0, 82	$0,65 \pm 0,02$	$21,45 \pm 0,01$	$0,85 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,02$
26, 15; 1, 38	$1,15 \pm 0,04$	$26,19 \pm 0,01$	$0,83 \pm 0,04$	$0,22 \pm 0,04$
31, 00; 2, 12	$1,78 \pm 0,05$	$31,05 \pm 0,01$	$0,85 \pm 0,03$	$0,30 \pm 0,06$
35, 80; 2, 97	$2,67 \pm 0,06$	$35,94 \pm 0,01$	$0,91 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,06$
40, 55; 3, 92	$3,66 \pm 0,05$	$40,82 \pm 0,02$	$0,90 \pm 0,02$	$0,42 \pm 0,03$

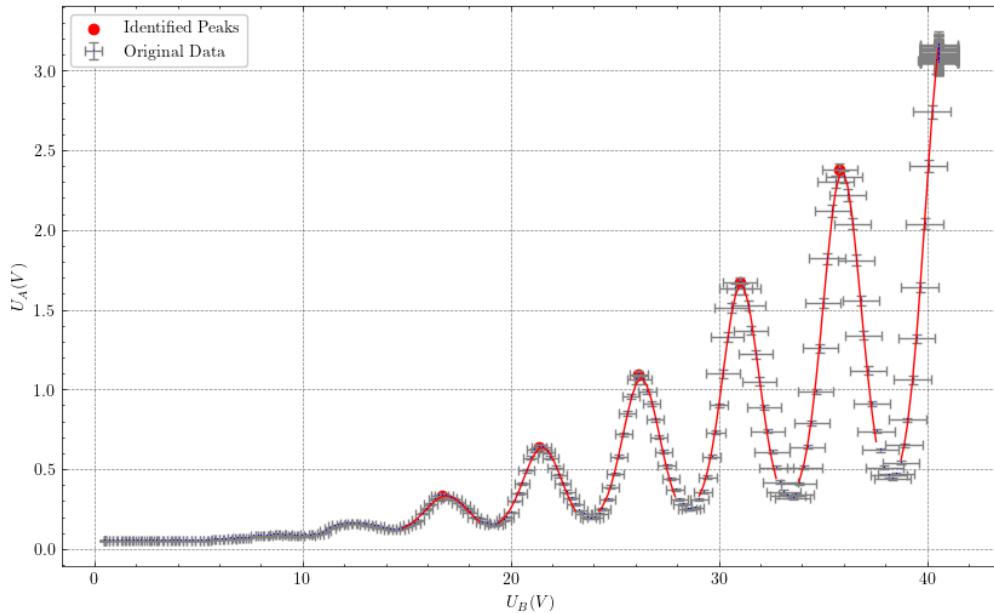


Abbildung 28: U Const T=180 °C

Tabelle 12: U Const T=180 °C

Peak Coordinates	I	μ V	σ V	d
16, 70; 0, 33	$0,23 \pm 0,01$	$16,92 \pm 0,02$	$1,01 \pm 0,07$	$0,10 \pm 0,01$
21, 35; 0, 64	$0,51 \pm 0,02$	$21,52 \pm 0,02$	$0,91 \pm 0,05$	$0,13 \pm 0,02$
26, 15; 1, 09	$0,89 \pm 0,03$	$26,27 \pm 0,01$	$0,87 \pm 0,04$	$0,18 \pm 0,03$
31, 00; 1, 67	$1,42 \pm 0,04$	$31,06 \pm 0,01$	$0,86 \pm 0,03$	$0,24 \pm 0,05$
35, 80; 2, 38	$2,09 \pm 0,05$	$35,92 \pm 0,01$	$0,90 \pm 0,02$	$0,28 \pm 0,05$
40, 55; 3, 16	$2,93 \pm 0,07$	$40,82 \pm 0,04$	$0,91 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,04$

Tabelle 13: U Const T=185 °C

Peak Coordinates	I	μ V	σ V	d
17, 00; 0, 25	$0,17 \pm 0,03$	$17,20 \pm 0,03$	$1,26 \pm 0,17$	$0,08 \pm 0,03$
21, 60; 0, 45	$0,34 \pm 0,03$	$21,74 \pm 0,02$	$1,03 \pm 0,09$	$0,10 \pm 0,03$
26, 25; 0, 73	$0,59 \pm 0,03$	$26,39 \pm 0,02$	$0,92 \pm 0,05$	$0,14 \pm 0,03$
31, 05; 1, 13	$0,93 \pm 0,03$	$31,14 \pm 0,01$	$0,88 \pm 0,04$	$0,18 \pm 0,03$
35, 90; 1, 63	$1,38 \pm 0,05$	$35,94 \pm 0,01$	$0,89 \pm 0,04$	$0,23 \pm 0,05$
40, 55; 2, 18	$1,89 \pm 0,03$	$40,70 \pm 0,03$	$0,80 \pm 0,03$	$0,30 \pm 0,03$

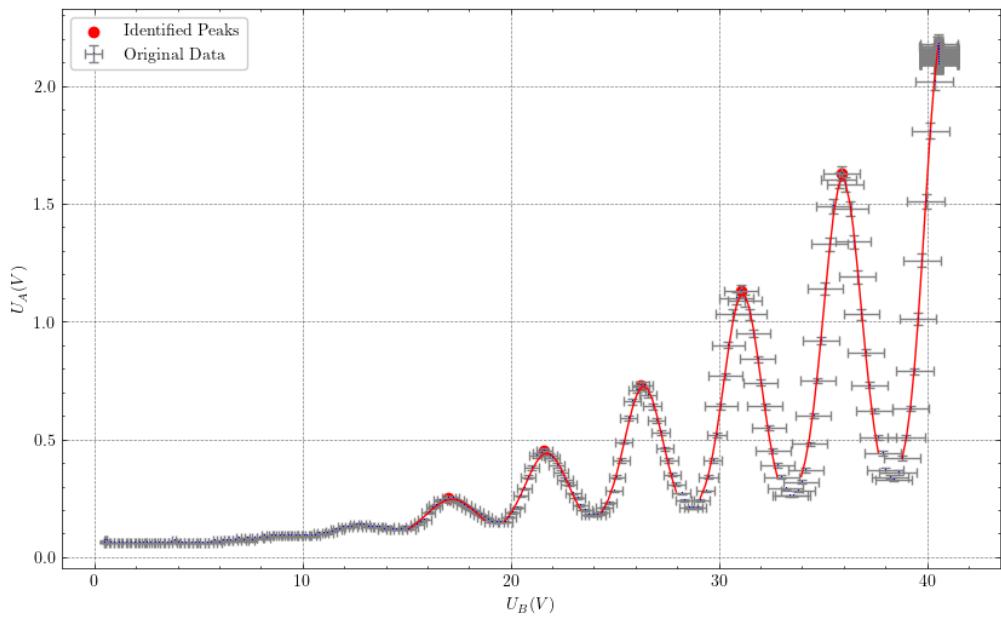


Abbildung 29: U Const T=185 °C