PRAKTIKUM 4

ATOME, MOLEKÜLE, KONDENSIERTE MATERIE

Versuch 401: Elektronische Übergänge in Atomen

Gruppe A202

PARTH GADHAVI NOEMI RUPPERT ARIEH THILL

Versuchsdurchführung: 12. / 13. Mai 2025

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Ein zentraler Versuch zur Bestätigung des Zusammenhangs zwischen der Quantelung von Energien und Emissions -und Absorptionslinien ist die Untersuchung des Photoeffekts. Die Spektroskopie ermöglicht die Untersuchung des Atomaufbaus, insbesondere durch die Analyse von Spektrallinien, welche einen Ausdruck der Quantelung von Energie sind und in direktem Zusammenhang mit Lichtfrequenzen stehen.
Im ersten Versuchsteil beobachtet man die Energieabhängigkeit des Photoeffekts und es werden das Planksche Wirkungsquantum, sowie die Austrittsarbeit abgeschätzt.
Im zweiten Versuchsteil wird durch Ausmeßung der Balmer-Linien das Planksche Wirkungsquantum erneut bestimmt und mit dem Ergebnis aus dem ersten Versuchsteil verglichen.

2. Der Photoeffekt

2.1. Aufbau

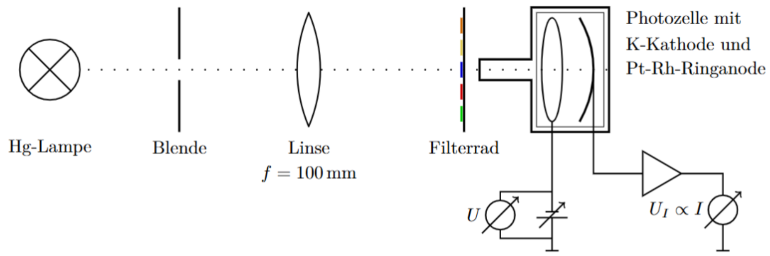

Abbildung 2.1.: Aufbau für die Messung des Photoeffektes [1]

Links ist die Hg-Lampe zu sehen, in der Mitte Optik-Elemente zum Fokussieren und Filtern des Lichtes und rechts ist die Photozelle mit Gegenspannung und Strommessung.
Die Quecksilber-Spektrallampe und die Photozelle werden gemäß Abbildung 2.1 gegenüberliegend auf dem Reiter angeordnet. Eine Irisblende vor der Lampe ermöglicht die Regulierung der Lichtintensität. Eine Linse mit einer Brennweite von f=100 mm wird in diesem Abstand vor die Blende positioniert, sodass sie das Licht parallel auf den nachfolgenden Interferenzfilter mit fünf Filtern sowie eine zusätzliche Blende lenkt.

2.2. Durchführung

Eine Abschirmvorrichtung mit einem röhrenförmigen Element verhindert Streulicht. Ein Lichtfleck wird gezielt auf die Kathode projiziert, ohne ,dass die Anode beleuchtet wird.

Wenn Photonen aus der Hg-Lampe auf die Photokathode treffen, interagieren sie mit den Elektronen in dieser und überträgt dabei seine gesamte Energie $E = h\nu$ auf eines der Elektronen. Falls die übertragene Energie größer als die Austrittsarbeit W_A ist,dann kann sich das Elektron aus der Kathode lösen und zur Ringanode gelangen. Dadurch ensteht ein Stromfluss:der Photostrom I_{ph}. Durch den Einsatz der Gegenfeldmethode wird die maximale kinetische Energie, die die Elektronen beim verlassen der Kathode besitzen, bestimmt.

Bei dieser Methode wird eine Gegenspannung U_G zwischen Kathode und Anode angelegt, wodurch die Kathode im Vergleich zur Anode ein positives Potential erhält. Das dadurch erzeugte elektrische Feld verlangsamt die emittierten Elektronen auf ihrem Weg zur Anode, wodurch der Photostrom reduziert wird. Sobald die Grenzspannung U_0 erreicht ist, kommt der Photostrom vollständig zum Erliegen. Dies bedeutet, dass selbst die energiereichsten Elektronen die Anode nicht mehr erreichen können. In diesem Fall gilt die Beziehung: $E_{kin,max} = eU_0$.

Man lässt das Gegenfeld mit Hilfe einer variablen Spannungsquelle, welche sich zwischen der Kathode und der Anode befindet, ansteigen. Man erweitert die Schaltung mit Hilfe eines Spannungsteilers (Abbildung 2.2) aus einem 330Ω und 100Ω Widerstandes um den Messbereich zu skalieren und genauere Messungen durchzuführen.

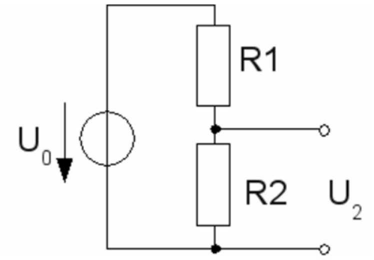

Abbildung 2.2.: Spannungsteiler [2]

Die verwendete Spannungsquelle kann Spannungen von 0 V bis 12 V bereitstellen. Der Photostrom erreicht jedoch bereits bei deutlich geringeren Gegenspannungen seinen Nullpunkt, typischerweise im Bereich von wenigen Volt. Für die Messung der Grenzspannung U_0 genügt daher ein kleiner Teil des gesamten Spannungsbereichs. Die feine Justierung der Gegenspannung ist entscheidend, um den Punkt zu bestimmen, an dem der Photostrom gerade verschwindet.
Es gilt folgender Zusammenhang zwischen der abgefangenen Spannung U_2, den Widerständen $R_1 = 330\Omega, R_2 = 100\Omega$ und U_0:

$$U_2 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} U_0 \tag{2.1}$$

Sommit wird der Spannungsbereich auf [0, 2,8] V skaliert.

Der Anodenstrom wird über einen Messverstärker erfasst, wobei eine zum Strom proportionale Spannung mit einem Digitalmultimeter (DMM) gemessen wird. Die Gegenspannung stammt aus einem 12V-Gleichspannungsnetzteil, wobei der negative Pol mit der Anode verbunden ist, um die Elektronen abzubremsen. Diese Spannung wird mit einem weiteren DMM gemessen.
Dieser Vorgang wird für je eine unterschiedliche Wellenlänge λ des Lichtes zwei mal wiederholt (zum Ausgleich der Schwankungen), wobei die Wellenlängen mit Hilfe von Interferenzfiltern einstellbar sind.

2.2.1. Energiebilanz der Photoelektronen

Ein Elektron, dass sich in der Kathode befindet, absorbiert ein Photon mit der Energie $E = h\nu$ und verlässt die Kathode, wenn die Energie des Photons größer ist als eine bestimmte Potentialdifferenz sein: die Austrittsarbeit W_K. In Abbildung 2.3, 2.4 und 2.5 sind die Austrittsarbeit W_K der Kathode und die Austrittsarbeit W_A der Anode für unterschiedliche elektrische Anordnungen dargestellt.

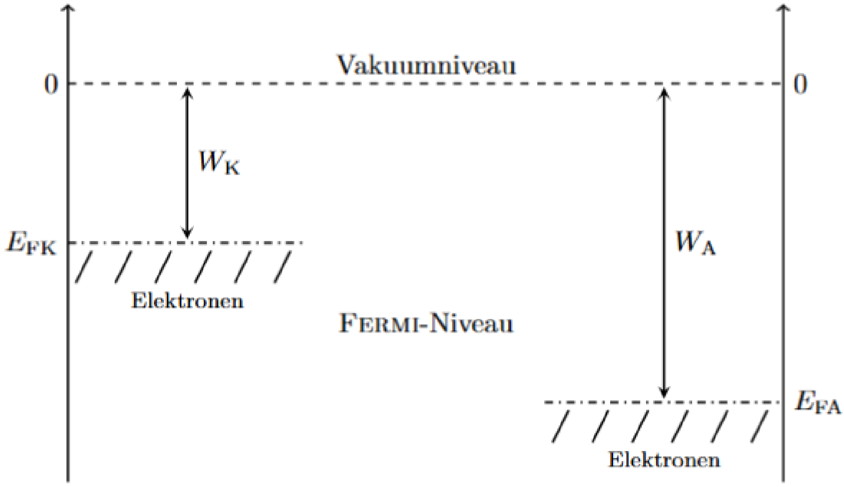

Abbildung 2.3.: Ferminiveaus von Kathode und Anode mit Austrittsarbeit W_A [1]

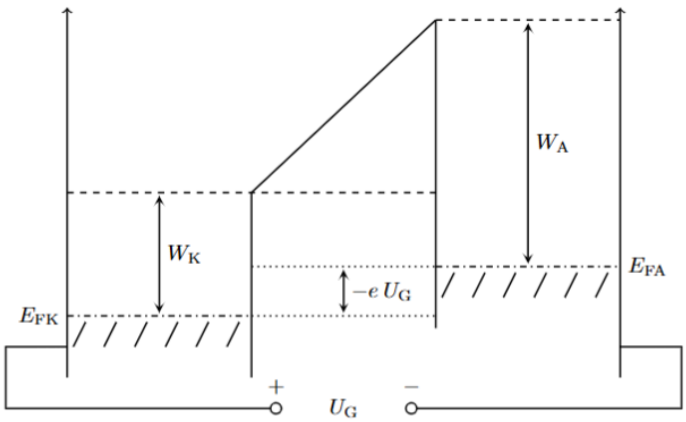

Abbildung 2.4.: Kontaktpotential $-eU_{KA}$ [1]

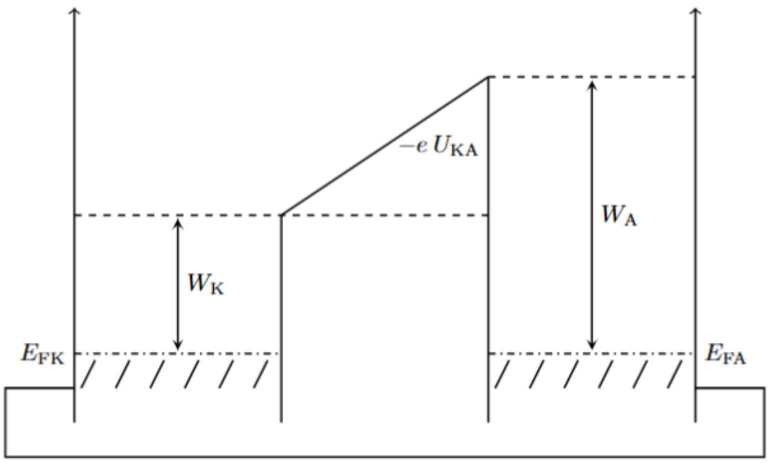

Abbildung 2.5.: Potential dass von der Gegenspannung $-eU_G$ induziert wird[1]

Laut der Abbildung der Ferminiveaus 2.3 gilt für die Energiebilanz:

$$E = h\nu = W_K + eU_{KA} + eU_{G,0} = W_K + W_A - W_K + eU_{G,0} = W_A + eU_{G,0} \tag{2.2}$$

Aus der Frequenz des Lichtes können schließlich die Austrittsarbeit der Anode W_A und das Planck'sche Wirkungsquantum h bestimmt werden:

$$eU_{G,0} = h\nu - W_A \tag{2.3}$$

2.3. Abschätzung des Plankschen Wirkungsquantums und der Austrittsarbeit

2.3.1. Bestimmung der Grenzspannung U_0

2.3.2. Bestimmung des Plankschen Wirkungsquantums h

λ [nm]	ν [Hz]	$\overline{U_0}$ [mV]	$\Delta\overline{U_0}$ [mV]
365,00 nm	$8{,}21 \times 10^{14}$	2124,19	45,39
405,00 nm	$7{,}40 \times 10^{14}$	1605,23	47,04
463,00 nm	$6{,}47 \times 10^{14}$	1341,51	57,42
546,00 nm	$5{,}49 \times 10^{14}$	638,22	59,13
578,00 nm	$5{,}19 \times 10^{14}$	458,70	24,80

Tabelle 2.1.: Gemittelte Abbremsspannungen $\overline{U_0}$ und deren Unsicherheiten gegen die jeweiligen Frequenzen.

Parameter	**Wert**
Steigung m [$\mathrm{mV\,Hz^{-1}}$]	$5{,}457 \times 10^{-12} \pm 2{,}953 \times 10^{-13}$
Achsenabschnitt b [mV]	$-2{,}360 \times 10^{3} \pm 1{,}842 \times 10^{2}$
χ^2	11,56
Freiheitsgrade (dof)	3
χ^2/dof	3,85

Tabelle 2.2.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits von $\overline{U_0}$ gegen ν.

$h = (8{,}743 \pm 0{,}473) \times 10^{-34}\,\mathrm{J\,s}$

2.3.3. Bestimmung der Austrittsarbeit W_A

$W_A = (3{,}781 \pm 0{,}295) \times 10^{-19}\,\mathrm{J}\ \big((2{,}360 \pm 0{,}184)\,\mathrm{eV}\big)$

2.3.4. Vergleich der Lambda-Kennlinie für unterschiedliche Intensitäten

3. Die Balmer-Serie

Das Bohrsche Atommodel beschreibt ein Atom als einen Kern, mit Elektronen die sich auf bestimmte Kreisbahnen/Energie Nieaus um den Kern Bewegen. Durch hinzugügung von Energie , so wie photonen absorbtion oder durch andere äußere Kräfte, können diese Elektronen angeregt werden, welches nun eine höheres Energie niveau hat. Um auf eine niedrigere Energie niveau zurückrukähren muss dieses ELektron Energe, in form eines Photonen, ab geben. Diese Energie entspricht die Differenz der Angeregten niveau m und Endniveau n, wobei m > n, sehe **??**. Es gibt für jeden Übergang einen bestimmten namen.

Für die Übergänge der Schale Lauten: Lynman-Serie (n=1), Balman-Serie (n=2), Paschen-Serie (n=3), ... Diese Serien sind aber nicht alle sichtbar, die Lyman-Serie strahlt nehmlich im Ultra Violetten bereich, und ab der Paschen-Serie sind die Emissionslinien im Infra Rotem bereich. Hier zwischen liegt die Balmer-Serien die ihre Emissionslinien im Sichtbaren bereich hat. So soll in diesem Versuchsteil die Emissionslinien die Balmer-Serien untersucht werden. Hierzu wird zuerst experimental die Gitterkonstante des benutztem Reflextionsgitter bestimmt und anschließend die Rydberg-Konstante und Plancksche-Wirkungsquantum, anhand von einem Wasserstoffatom, bestimmt werden. Zusätzlich sollen die Emissionslinien von der Deuterium lampe untersucht werde und die genauigkeit mit literatur werte verglichen werde.

3.1. Aufbau

Es wurde fogende Versuchsaufbau von Abb. 3.1 verwendet.

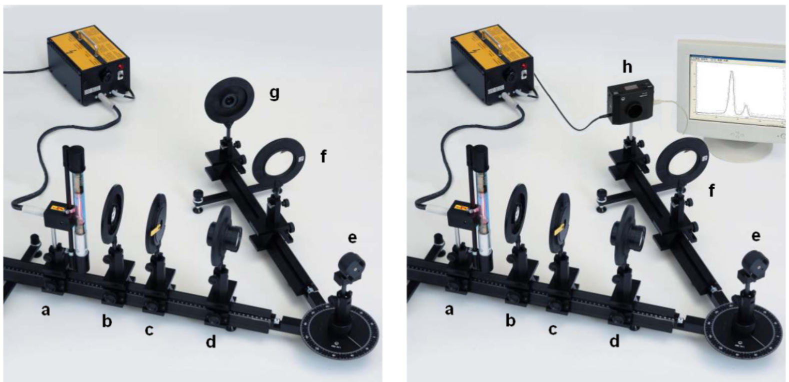

Abbildung 3.1.: Versuchsaufbau mit Okular(links) und CCD-Kamera(rechts) **??**

Diese ist wie folgt aufgebaut:

Es befindet sich eine Deuterium Lampe (**a**), welches durch eine Sammellinese (**b**) mit Brennweite $f = 50mm$ auf ein Verstellbarer Spalt (**c**) abgebildet wird. Dies soll die Einfallende Lichtstrahl begrenzen. Hinter dem Spalt befindet sich ein Projektionsobjektiv (**d**), mit Brennweite $f = 150mm$. Dieses soll genau in Abstand seine Brenweite zu dem Spalt stehen, damit der Lichtstrahl parallel zu dem Holographischen Gitter (**e**) einfallen. Dieses Holographische Gitter ist ein Reflextrionsgitter was sich auf der Drehbaren Säule des Drehgelenksbe befindet und genutzt wird um die Spektrallinien der Lampe aufzuspallten. Das reflektierte Licht wird anschliesend mit einer Sammellinse (**f**) der Brennweite $f = 300mm$ auf einem Okular (**g**) abbildet. Das Okular kann alternativ mit einer CCD-Kamera (**h**) für exatere Messungen ersetzt werden.

3.2. Durchfühung

Justierung Damit die Gitterkonstante bestimmt werden kann, muss von einem bekannten Element die Spektrallinien untersucht werden. Dazu wird die Deutrium lampe (Balmer-Lampe) mit einer Quecksilder Lampe (Hg-Lampe) ersätzt. Hierzu muss darauf geachtet werden das alle Bauteile des Aufbaus auf der gleichen hohe bleiben, damit es keine veränderungen der optischen achse mit der Balmer-Lampe geben würde. Es wird nun die Linse **b** so justiert, das es einen scharfen Lichtfleck von der Lampe auf der Platte abgebildet wird. Das Projektionsobjektive **d** wird auf ungefähre Brennweite hinter den Spalt positioniert. Es wird nun das Drehgelenk des Gitters (**e**) auf die 0° position gebracht und das Projektionobjektive so verschoben, dass ein schafes Bild des Spaltes auf dem spalt erkännbar ist, so wird der SPalt im unendlichen abgebildet. Zuletzt wird die Linse **f** so justiert, dass im Okular ein scharfes Bild, im Spektrum, zu erkennen ist. Dieses Bild soll eine beliebige Spektrallienie der ersten Ordnung sein. Nun soll, für den folgenden Versuchsteil, die Winkel des optischen Bank (ω_B) und das Winkel des Gitters (ω_G) abgelesen werden. Damit diese werte benutzt werden können, müssen diese in die Relewanten winkel für das Gitter umgerechnet werden, sehe **??**. Mit Hilfe von **??** können

$$\alpha = \omega_G \tag{3.1}$$

$$\beta = \omega_B + \omega_G - 180° \tag{3.2}$$

Dieses Soll nach dem Zurücktausch der Hg-Lampe und der Balmer-Lampe Widerholt werde.

Bestimmung der Gitterkonstante Die Gitterkonstent wird mithilfe der Hg-Lampe bestimmt. Es wird nach dem ersten Spektral linie gesucht, bis dies gefunden ist. Hier zu wird die hälichkeit der Spektrallinie über die Spalt aufgedreht, wenn diese nicht sichtbar sind und dann auf etwa 1 Skalen Teil (0,1mm) eingestellt, aber dass die nicht verschindet. Um zu vergleichen welche Wellenlänge gesehen werden konnte für die auswertung wurde die Hg-Linien von dem Anhang **??** zu nutzen. Es werden nun ω_B und ω_G abgelesen und mit **??** zugeordnet.

Untersuchung der Balmer-Linien Nach dem Tauschen der Lampen wird erstmal die Justierung Widerholt. Nach der Justierung werden für jede Spektrallinie Widerrum die Winkel ω_B und ω_G gemessen und der Abstand der Aufspaltung d, der SPektrallinien, abgeschätzt.

Ersätzen Okular mit CCD-Kamera Es wird nun das Okular mit einer CCD-Kamera ersätzt, damit eine genauere bestimmung der Spektrallinien stadt finden kann. Es wird ein Programm genutzt, welches die Intensität und Pixelkoordinate (Position der Intensität) aufnimmt und gegen einander aufträgt. Falls die Intensität zu klein ist, kann im programm die Schaltfläche vergrößert werden. Das Programm gibt aber einen Winkel aus , den Ausfalls winkel, welches es aus den Pixelkoordinaten entnimmt, mit

$$\beta = \arctan(\frac{(1024 - p) \cdot 0,014mm}{f}) \tag{3.3}$$

wobei, p die Pixelkoordinate und f die Brennweite der abbildenden Sammellinse sind. Diese Linse wird noch verschoben, bis die Darstellung des Programmes Scharf dagestellt werden kann (die Peaks sollen so dünn wie möglich sein). Da die Intensität sehr sensitive ist, wird mit Hilfe des Programms einen Mittelwerts Bildung der Intensität gemacht. Diese Werte werden gespeichert und die Winkel des Gitter aufgenommen. Es wird der gleich Vorgang für die weitere Balmer-Linien Verhandet.

3.3. Bestimmung der Gitterkonstanten

Um die Gitterkonstante zu berechnen wird die Gitter gleichung für ein Reflexionsgitter

$$g\big(\sin\alpha + \sin\beta\big) = m\,\lambda \quad \Longrightarrow \quad g = \frac{m\,\lambda}{\sin\alpha + \sin\beta} \tag{3.4}$$

genutzt, mit m die Ordnung, λ die Wellenlänge, α der Einfall Winkel und β der Ausfalls Winkel, mit fehler

$$\Delta g = \sqrt{\left(\tfrac{\partial g}{\partial \alpha}\,\Delta\alpha\right)^2 + \left(\tfrac{\partial g}{\partial \beta}\,\Delta\beta\right)^2}. \tag{3.5}$$

$$\frac{\partial g}{\partial \theta_m} = \frac{m\,\lambda\,\cos\theta_m}{(\sin\theta_m + \sin\beta)^2}, \quad \frac{\partial g}{\partial \beta} = \frac{m\,\lambda\,\cos\beta}{(\sin\theta_m + \sin\beta)^2}. \tag{3.6}$$

$$\Longrightarrow \Delta g = \sqrt{\left(\tfrac{m\,\lambda\,\cos\alpha}{(\sin\alpha + \sin\beta)^2}\,\Delta\alpha\right)^2 + \left(\frac{m\,\lambda\,\cos\beta}{(\sin\alpha + \sin\beta)^2}\,\Delta\beta\right)^2} \tag{3.7}$$

Es wird m = 1 gesetzt, da dies die ordnung ist, die untersucht wird.

Dies ausgerechneten Werte befinden sich in **??** mit den Entsprächenden abhängigen werte und dessen fehler. Es ist zu bemerken, dass für die roten Spektrallinien für $\omega_B = 145°$ nicht sichtbar

Tabelle 3.1.: Caption

waren wurde diese geändert und zur Überprüfung, schon gemessene Spektrallinien nochmals ausfgenommen. Zu beachten, ist dass diese Werte nicht genau übereinstimmen, was mit schlechtem abschätzen zu tun haben könnte, da zum Beispiel $61,2°$ und $61,0°$ kaum zu unterscheiden waren. Mit der Annahme dieses Fehlers sind die Werte angemessen. Zusätzlich waren manche Linien so blass, das diese kaum erkannt wurden und mehr Linien gesehen wurden. Diese wurden aber nicht genommen, da diese sehr schlecht zu sehen waren. Um einen festen Wert zu haben um für die Balmer-Linien zu berechnen, wurde der mittelwert von den ausgerechneten Gitterkonstanten genommen mit

$$\overline{g} = \frac{\sum_{i=1}^{N}\big(g_i/\Delta g_i\big)}{\sum_{i=1}^{N}\big(1/\Delta g_i\big)}, \quad \Delta\overline{g} = \sqrt{\frac{N}{\sum_{i=1}^{N} 1/(\Delta g_i)^2}}. \tag{3.8}$$

Es ergibt sich nun die Gitterkonstante mit:

$$\overline{g} = (420.76 \pm 1.51)nm. \tag{3.9}$$

Dieser Wert passt nicht zu allen g-Werte, aber mit mehr als 2/3 und ist somit ein sinvoller Wert.

3.4. Bestimmung der Balmerlinien

Mit der Gitterkonstante kann nun die Wellenlängen der Balmer-Lampe berechnet werden. Dies kann durch die Gittergleichung 3.4 mit der Ersten Ordnung berechnet werden. Die dazu gehörige Wellenlängen ist zwischen 388nm und 656nm sichtbar ([Uni Ulm]) und mit den Messung zuzuordnen. Die Emissionslinien sind dabei die Übergänge von Energieniveau $n > 2 \rightarrow n = 2$ Die Photonen die den Übergang beschreiben, kann durch die Rydberg-Formel (**??**, S.100)

$$\frac{1}{\lambda} = Ry\left(\tfrac{1}{2^2} - \tfrac{1}{n^2}\right), \quad n = 3, 4, 5, \ldots \tag{3.10}$$

gezeigt werden. Diese wird noch im Abschnitt 3.4.2 bestimmt. Es wird nochmals die Winkel für die bestimmten Emissionslinien aufgenommen werden und die Ausgerechneten Werte in Tab. 3.2, so wie deren Literautrwert aufgelistet.

Wärend des versuches, wurden nur 3 Emissionslinien gesichtet, dies könnte an dem Fehlenden Abschirmung der Lampe liegen könnte welches durch Reflextion an der linse vor dem Okular, die schwer zu sehenden Emissionslinien, Überleuchtet hat. Dieses könnte zu H_α, H_β und H_γ zugeordnet werden.

Tabelle 3.2.: Deuterium

Es ist zu sehen, dass die berechneten Wellenlängen nicht mit den Literaturwert übereinstimmt. Dies könnte an der näherung der Winkel liegen, da diese zum Beispiel als $55,3° \approx 55,5°$. Zusätzlich hätten die Fehler auch zu klein Geschetzt werden können. Obwohl die Werte nicht mit den Fehler mit den Literaturwerte übereinstimmen, sind die Werte genau genug, um die Werte zuzuordnen.

3.4.1. Bestimmung der Isotopieaufspaltung

Bei der Unteruchung der Emissionslinien der Balmer-linien, wurde gesehen, dass die Emissionslinien eine zweite Emissionslinie existiert. Der Grund hierfür ist an der Balmer-Lampe. Da diese nicht rein aus Deuterium, sonder auch Wasserstoff besteht, im Verhältnis von $\approx 1:2$ (praktikum). Dies Weist darauf hin, das die Kern Masse einen Einfluss auf die Energieniveaus hat. Aus der Quantenmechanik kann die Rydberg-konsante zusätzlich mit

$$R_\mathrm{y} = \frac{\mu\, e^4}{8\, c\, \epsilon_0^2\, h^3} \tag{3.11}$$

beschrieben werden(**??**, S.101). Dabei ist zu beachten, dass dieser wert von der Reduzierten Masse abhängt. Durch

$$\mu = \frac{m_e \cdot m_K}{m_e + m_K} = \frac{m_e}{1 + \frac{m_e}{m_K}} \tag{3.12}$$

mit m_e die Elektronen Masse und die Kernmasse m_K. Somit kann ein fester Rydbergkonstante (Ry_∞) bestimmt werden:

$$Ry = \frac{1}{1 + \frac{m_e}{m_K}} \cdot \frac{\mu m_e e^4}{8c\epsilon_0^2 h^3} = \frac{1}{1 + \frac{m_e}{m_K}} \cdot Ry_\infty \tag{3.13}$$

Da das Deuterium einen extra Neutron hat ist dieses Schwärer, somit ist die Ry kleiner und so auch proportional die Wellenlänge. Dieses wurde auch für größere Wellenlänge deutlicher sichtbar. Diese Aufspeltung wird als Isotopieaufspaltung bezeichnet, wobei es sich in diesem fall über ein Masseneffekt der Isotopiaufspaltung handelt.

Mit der Skala in dem Okular kann die Größe d der Isotopieaufspaltung für die Emissionslinien geschätzt werden. Diese befinden sich in **??**.

Dies kann durch die Gl. (3.4)

$$\lambda = g\,(\sin\alpha + \sin\beta), \quad \frac{\Delta\lambda}{\Delta\beta} \approx \frac{\partial\lambda}{\partial\beta} = g\,\cos\beta, \quad \Delta\beta \approx \frac{d}{f}, \tag{3.14}$$

und mit der Brennweite der Abbildungslinse kann sich der Winkel $\Delta\beta$ durch

$$\Delta\beta = \arctan\!\left(\frac{d}{f}\right) \approx \frac{d}{f} \quad \text{für } d \ll f \tag{3.15}$$

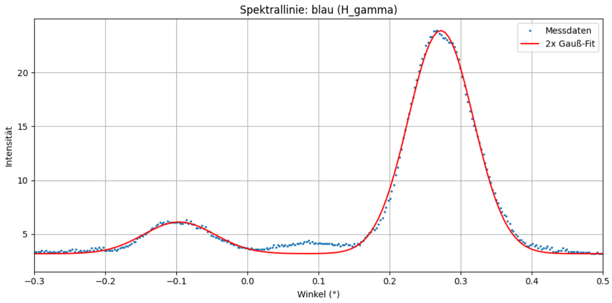

Abbildung 3.2.: Isotopieaufspaltung von der H_γ

berechnen lassen.

Diese Werte sind aber nicht genau, da diese aufspaltung sehr schwer zu sehen war und nur mit mühe versucht abzuschätzen.

Die CCD-Kamera hat dieses Problem aber nicht und kann genauer die Isotopieaufspaltung Messen.

Die Gemessenen Intensitäten Bilden Peaks die in Abb. A.2, Abb. A.1 und Abb. 3.2 dargestellt sind.

Hierbei sind mehrere Peaks zu erkennen und können durch folgende Gauß-Peak Funktion

$$I(\beta) = \sum_{i}^{2} A_i \cdot \exp\left(-\frac{\beta - \mu_i}{2\sigma_i}\right) + b \tag{3.16}$$

berechent werden, mit b, dem Offset und dem Winkel β.

Die Berechneten werte sind in **??** zu sehen. Die Isotopieaufspaltung dessen, kann durch $\Delta\beta = |\mu_2 - \mu_1|$ beschrieben werden. diese sind: Obwohl nur 3 Emissionslinien gesehen wurden, hat die CCD-

Tabelle 3.3.: Caption

Kamera noch eine zusätzlich aufgenommen, welches als H_δ vermutet wird. Die Berechneten Werte weichen aber Significant ab. Dies lag vermutlich daran, dass die Balmer-Lampe nicht abgeschirmt war und somit die Auswertung beeinträchtigt. Es kann aber trotzdem gesehen werden, was es eine Aufspaltung gibt und somit das Ziel der Untersuchung erreicht.

3.4.2. Bestimmung der Rydberg-Konstante und des Plankschen Wirkungsquantum

Rydberg-Konstante Wie schon in abschnitt **??** erwähnt kann die Rydberg-konstante über die wellen länge bestimmt werden. Dafür ist eine folgende umrechnung nötig:

$$Ry = \frac{1/\lambda}{\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right)}, \quad \Delta Ry = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right)}. \tag{3.17}$$

Mit den Berechneten Werten in Tab. 3.4 kann gesehen werden, das die Werte miteinander Übereinstimmen, haben aber nicht den gleichen wert.

Um einen Wert zu haben wird das gleiche verfehren benutzt wie bei der Gitterkonstante:

$$\overline{g} = \frac{\sum_{i=1}^{N}(g_i/\Delta g_i)}{\sum_{i=1}^{N}(1/\Delta g_i)}, \quad \Delta\overline{g} = \sqrt{\frac{N}{\sum_{i=1}^{N} 1/(\Delta g_i)^2}}. \tag{3.18}$$

Linie	λ / nm	n	Rydberg-Konstante /10^7 m
H_α	620,049 ± 4,091	5	1,161 ± 0,008
H_β	494,113 ± 4,393	4	1,079 ± 0,010
H_γ	442,969 ± 4,508	3	1,075 ± 0,011

Tabelle 3.4.: Berechneten Rydbergkonstanten für die berechentn Wellenlängen

Dies liefert einen Wert von

$$Ry = (1,105 \pm 0,006) \cdot 10^7 \frac{1}{m}. \tag{3.19}$$

Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem Literatur Wert (**??**, S.101) von der Rydbergkonstante welches

$$Ry_{lit} = 1,097 \frac{1}{m}, \tag{3.20}$$

obwohl es nicht in dem Fehler liegt, da dieser sehr klein ist, liegt der Literaturwert inerhalb von dem doppelten fehler, was für einen kleinen Fehler, von >1%, sehr gut ist. Mir könnte auch einen Felher in der Fehlerrechnung vorgekommen sein.

Plancksche Wirkungsquantum Da die Rydberg-Konstante ausgerechet wurde, kann hierraus das Plancksche wirkungsquantum bestimmt werden:

$$Ry = \frac{\mu e^4}{8c\epsilon_0^2 h^3} \tag{3.21}$$

$$\Leftrightarrow h = \left(\frac{m_e\, e^4}{8\, \varepsilon_0^2\, c\, Ry}\right)^{1/3}, \quad \Delta h = \frac{1}{3}\left(\frac{m_e\, e^4}{8\, \varepsilon_0^2\, c}\right)^{1/3} Ry^{-4/3}\, \Delta Ry. \tag{3.22}$$

Somit Wurde das Plancksche Wirkungsquantum als

$$h = (6.6104 \pm 0.109) \cdot 10^{-34} J \cdots \tag{3.23}$$

berechent was mit dem Literaturwert (**??**, S.75) von

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} J \cdot s \tag{3.24}$$

sehr gut über ein stimmt. Dies liegt auch innerhalb des doppelten fehler und und stimmt auch mit der Messung der Planckschen Wirkungsquantum Photoeffekt überein.

3.5. Weitergehende Überlegungen

3.5.1. Möglicher Ursprung der anderen auftrennen Spektrallinien

In dem Versuchsteil gibt es aber nicht nur die Balmer-Linien die beobachtet werden kann. Durch einfallendes Licht von anderen Quellen, vor allem Elektronische Geräte die Benutzt werden um die Messung aufzunehmen, gibt es die möglichkeit das diese Aufgenommen werden könnte. Sehr wichtig ist, dass der EffeKt des Streulichtes berücksichtigt wird, was die Bamler-lampe abgibt, da dieses anders Reflektiert wwerden kann, als wenn es mittig auf dem Gitter trifft. Wenn die Linsen nicht in Ordnung gehalten worden wären, aber auch durch die Zeit, würden zusätzlich Linsenfehler oder Aberrationen auftreten und muss somit auch berücksichtigt werden. Zusätzlich muss beachtet werden das es mehr als eine Ordnung gibt und somit die Letzten beobatbaren Linien der Ordnung mit Linien einer Höheren Ordnung Überschnieden kann.

3.5.2. Doppler-Verbreitung

Wegen der Termischen Bewegung der Atome relative zu einem ruhenden Betrachter, entsteht eine Doppler-Verschiebung des emitierten Photonen. Dies führ zu einer verbreiterung der Spektrallinien über ihre natürliche Breite hinaus, welche mit der Formel (**??**, S.230)

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{8k_B T \cdot ln2}{m}} \tag{3.25}$$

beschrieben werden kann. Dabei ist $\delta\lambda$ die Halbwertsbreite, die Temperatur $T \approx 1000K$ ([praktikum]) und m die masse des Atomes ($2m_H \approx m_D$) Diese Werte werden in Tab. 3.5

Linie	Literaturwert λ in nm	$\delta\lambda$ für ^1H in nm	$\delta\lambda$ für ^2H in nm
H_α	656,28	0,015	0,011
H_β	486,13	0,011	0,008
H_γ	434,05	0,010	0,007

Tabelle 3.5.: (Theoretische) Doppler-Verbreitung von Wasserstoff und Deuterium

Um die natürliche Linienbreite $\delta\nu$ zu berechnen, wird die Formel

$$\delta\nu = \frac{1}{2\pi \cdot \tau} \tag{3.26}$$

genutzt (**??**, S.228f), mit τ die Lebesdauer. Diese Formel nicht von fremden Einflüsse abhängt und kann auch von der Heisenberg'schen Unbestimmtheitsrelation herleiten. Da die Lebesdauer von Atomen liegt in der Größenordnung von $10^{-8}s$. Dies führt dazu, dass $\delta\nu$ in der größenordnung von $16MHz$ ist und durch $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ mit $\nu = \frac{c}{\lambda}$ führt dazu, dass die Linienbreit in der Ordnung von $10^{-14}nm$ ist und somit vernachlässigbar groß gegenüber der Dopplerverbreitung ist. So ist es sinvoller die Doppler-Verbreitung mit den Hablwertsbreiten der berechneten Gaußkurven zu vergleichen. Dieser kann durch

$$\delta\beta = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \sigma \tag{3.27}$$

wobei σ die Halbwertsbrete ist. Hierdurch kann mit **??** die Wellenlängendifferenz berechnen. Die daraus bekommenen Werte sind in **??**.

Linie	$\delta\lambda$ für ^{1}H in nm	$\delta\lambda$ für ^{2}H in nm
H_α	0.848 ± 0.006	0.586 ± 0.049 nm
H_β	2.258 ± 0.051 nm	0.609 ± 0.003
H_γ	0.831 ± 0.021 nm	0.758 ± 0.004 nm

Tabelle 3.6.: Gemessene Halbwertsbreite für bekannte Spektrallinien

Es ist deutlich zu sehen, dass die Halbwertsbreiten sehr groß sind. Die fehler sind auch sehr klein, dies kann an einer falschen abschätzung einiger Gaußplots, zum Beispiel bei H_β konnte die Gauß Kurve nicht gut zu dem zeiten Peak angepasst werde. Zusätzlich könnte wolmöglich auch die Linienbreite besser eingeengt werden, da der Aufbau möglicher weise nicht richtig justiert wurde, sodass die Spalt breite zu groß gewählt wurde und nicht vollständig ausgeleuchtet war oder das Streulicht hat die Basis Intensität so sehr angehoben, durch fehlender abschirmung, das die Peaks einbischen ertränkt werden.

3.5.3. Auflösevermögen des Gitters

Anschliessend Wird das Auflösungsvermögen des Gitters abgeschätzt. Dies wird mit der Formel

$$A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = m \cdot N \tag{3.28}$$

gemacht, wobei m die Ordnungs Zahl ist und N die Anzahl der Beleichteten Spalten. Das geammst Gitter Beträgt eine 25 mm x 25 mm fläche:

$$\Rightarrow N = \frac{d}{g}, d = 25mm \tag{3.29}$$

$$\Rightarrow A = \frac{25mm}{420,76nm} = (5,94 \pm 0,02) \cdot 10^4 \tag{3.30}$$

So wäre es möglich alle Aufspaltungen zu Messen, da das Auflödungsvermögen von dem Gitter so groß ist. Dies ist würde aber bedeuten, dass das ganze Gitter beleuchtet werden müsste, welches aber mit der untersuchung der Isotopieaufspaltung stören würde, da dies nicht mehr sichtbar wäre. Um dieses Wiederum zu messen zu können müsste der Spalt verringert werden und so mit das licht was auf dem Gitter fallen sollte.

4. Fazit

5. Formeln: To be deleted at the end

Spannungsteiler

$$U = \frac{R_2}{R_1 + R_2}\, U_{\mathrm{ges}} \tag{5.1}$$

mit U als Spannung am Widerstand R_2, R_1 und R_2 als Widerstände und U_{ges} als Gesamtspannung.

Energieerhaltung

$$h\, f = E_{\mathrm{kin}} + W_A, \quad E_{\mathrm{kin}} = e\, U_G \tag{5.2}$$

mit h dem Planckschen Wirkungsquantum, f der Photonfrequenz, e der Elementarladung, U_G der Gegenspannung und W_A der Austrittsarbeit.

Fehlerfortpflanzung I

$$\Delta\big(\sqrt{I - I_0}\big) = \sqrt{\left(\tfrac{\Delta I}{2\sqrt{I-I_0}}\right)^2 + \left(\tfrac{\Delta I_0}{2\sqrt{I-I_0}}\right)^2}. \tag{5.3}$$

Beugungsgitter

$$g\big(\sin\theta_m + \sin\beta\big) = m\,\lambda \quad \Longrightarrow \quad g = \frac{m\,\lambda}{\sin\theta_m + \sin\beta} \tag{5.4}$$

$$\Delta g = \sqrt{\left(\tfrac{\partial g}{\partial \theta_m}\,\Delta\theta_m\right)^2 + \left(\tfrac{\partial g}{\partial \beta}\,\Delta\beta\right)^2}. \tag{5.5}$$

$$\frac{\partial g}{\partial \theta_m} = \frac{m\,\lambda\,\cos\theta_m}{(\sin\theta_m + \sin\beta)^2}, \quad \frac{\partial g}{\partial \beta} = \frac{m\,\lambda\,\cos\beta}{(\sin\theta_m + \sin\beta)^2}. \tag{5.6}$$

Mittelwert der Gitterkonstante

$$\overline{g} = \frac{\sum_{i=1}^{N}\big(g_i/\Delta g_i\big)}{\sum_{i=1}^{N}\big(1/\Delta g_i\big)}, \quad \Delta\overline{g} = \sqrt{\frac{N}{\sum_{i=1}^{N} 1/(\Delta g_i)^2}}\,. \tag{5.7}$$

Isotopenverhältnis

$$\lambda = g\,(\sin\theta_m + \sin\beta), \quad \frac{\partial\lambda}{\partial\beta} = g\,\cos\beta, \quad \Delta\beta \approx \frac{d}{f}. \tag{5.8}$$

Fehlerfortpflanzung II

$$\Delta\lambda = \sqrt{\left(\tfrac{\lambda}{g}\,\Delta g\right)^2 + \left(g\,\cos\alpha\,\Delta\alpha\right)^2 + \left(g\,\cos\beta\,\Delta\beta\right)^2}. \tag{5.9}$$

$$\Delta(\Delta\lambda) = \sqrt{\left(\tfrac{d\,\cos\beta}{f}\,\Delta g\right)^2 + \left(\tfrac{-d\,\sin\beta}{f\,g}\,\Delta\beta\right)^2 + \left(\tfrac{g\,\cos\beta}{f}\,\Delta d\right)^2}. \tag{5.10}$$

Balmer-Formel

$$\frac{1}{\lambda} = R_H\left(\tfrac{1}{2^2} - \tfrac{1}{n^2}\right), \quad n = 3, 4, 5, \ldots \tag{5.11}$$

$$R_H = \frac{1/\lambda}{\left(\tfrac{1}{4} - \tfrac{1}{n^2}\right)}, \quad \Delta R_H = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2\left(\tfrac{1}{4} - \tfrac{1}{n^2}\right)}. \tag{5.12}$$

Plancksches Wirkungsquantum

$$h = \left(\tfrac{m_e\, e^4}{8\, \varepsilon_0^2\, c\, R_H}\right)^{1/3}, \quad \Delta h = \frac{1}{3}\left(\tfrac{m_e\, e^4}{8\, \varepsilon_0^2\, c}\right)^{1/3} R_H^{-4/3}\, \Delta R_H. \tag{5.13}$$

$$U_0 \;=\; -\frac{b}{m} \tag{5.14}$$

$$\frac{\partial U_0}{\partial b} = -\frac{1}{m}, \qquad \frac{\partial U_0}{\partial m} = \frac{b}{m^2}. \tag{5.15}$$

$$\mathrm{Var}(U_0) = \left(\frac{\partial U_0}{\partial b}\right)^2 \sigma_b^2 + \left(\frac{\partial U_0}{\partial m}\right)^2 \sigma_m^2 + 2\,\frac{\partial U_0}{\partial b}\,\frac{\partial U_0}{\partial m}\,\mathrm{Cov}(b, m). \tag{5.16}$$

$$\sigma_{U_0} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_b}{m}\right)^2 + \left(\frac{b\,\sigma_m}{m^2}\right)^2 - 2\,\frac{b}{m^3}\,\mathrm{Cov}(m, b)}\,. \tag{5.17}$$

$y = m\,U + b$

Literatur

[1] *Physikalisches Praktikum Teil IV: Atome, Moleküle, Festkörper*. 15. Apr. 2025. Uni Bonn.

[2] „Spannungsteiler“. In: (). URL: `https://www.homofaciens.de/technics-base-circuits-voltage-divider_ge.htm`.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

A. Anhang

A.1. Abbildungen

Photoeffekt

Balmer Serie

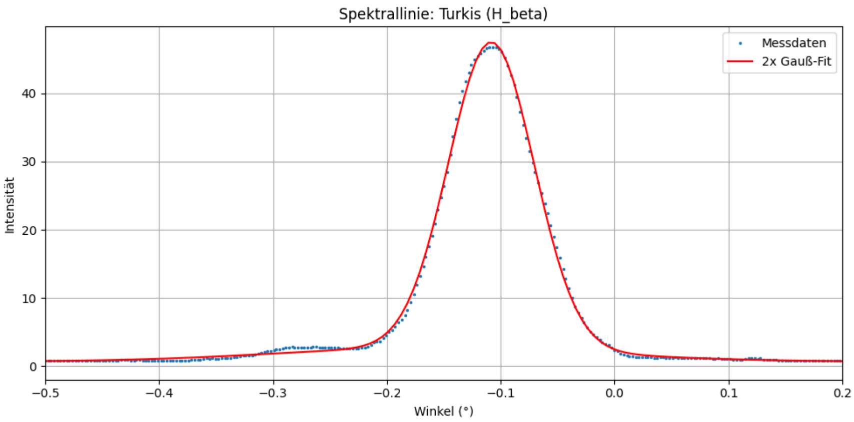

Abbildung A.1.: Gaußfit für H_β

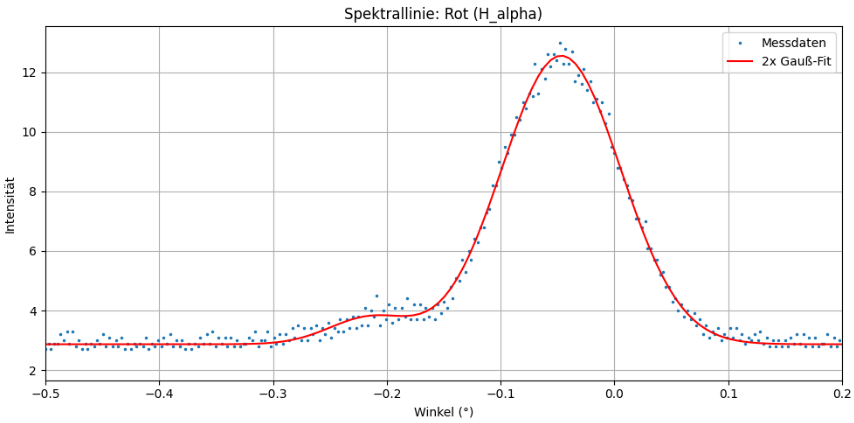

Abbildung A.2.: Gaußfit für H_α

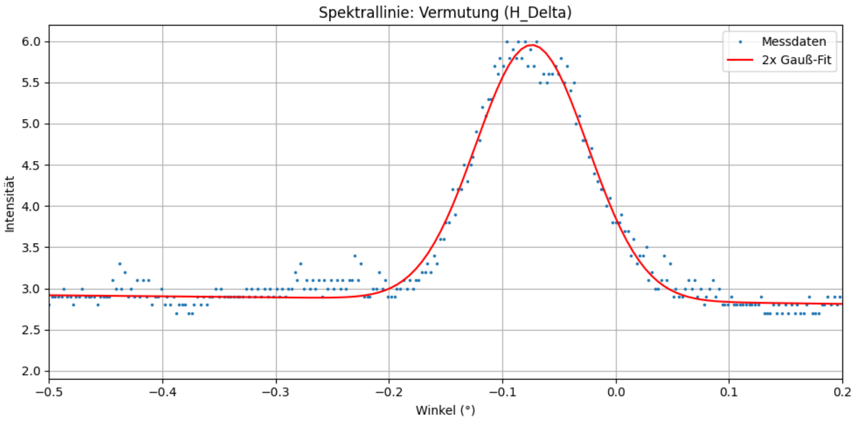

Abbildung A.3.: Gaußfit für die Vermutete Linie H_δ

A.2. Tabellen

Photoeffekt

$\lambda = 365\,\text{nm}$				$\lambda = 405\,\text{nm}$			
Messung 1		Messung 2		Messung 1		Messung 2	
U_G[mV]	U_{ph}[mV]	U_G[mV]	U_{ph}[mV]	U_G[mV]	U_{ph}[mV]	U_G[mV]	U_{ph}[mV]
0,5	2380,0	0,5	2382,0	0,5	900,0	0,5	914,0
30,5	2070,0	35,6	2065,0	41,5	722,0	36,0	740,0
84,2	1630,0	84,6	1624,0	49,4	680,0	53,9	665,0
121,0	1325,0	120,5	1334,0	105,4	450,0	102,0	464,0
152,9	1071,0	156,3	1061,0	149,6	293,8	152,9	286,9,0
160,7	1025,0	170,3	951,0	167,7	245,0	165,6	250,5
182,4	883,0	180,8	892,0	174,5	226,9	178,2	215,6
190,7	823,0	194,8	795,0	201,7	161,2	200,3	164,8
217,9	655,0	219,4	653,0	213,7	139,5	217,5	230,0
270,0	396,0	271,1	392,0	247,4	86,1	254,1	78,8
287,0	333,3	287,4	325,0	267,7	63,5	273,2	58,2
355,7	152,7	359,2	148,8	289,6	45,8	293,0	24,8
396,3	79,9	397,2	95,6	301,9	38,8	304,7	36,5
452,0	32,9	455,0	29,2	352,9	14,8	345,3	17,6
472,0	14,1	477,0	11,7	378,1	5,1	384,8	3,2
517,0	1,1	516,0	1,4	410,0	1,1	405,0	1,1

Tabelle A.1.: Messwerte der Photospannung U_{ph} bei Gegenspannung U_G für $\lambda = 365\,\text{nm}$ und $\lambda = 405\,\text{nm}$, wobei $\Delta U_{ph} = 0.1 \cdot U_{ph} + 10\,\text{mV}, \quad \Delta U_G = 10\text{mV}$

$\lambda = 463\,\mathrm{nm}$			
Messung 1		Messung 2	
$U_G\,[\mathrm{mV}]$	$U_{ph}\,[\mathrm{mV}]$	$U_G\,[\mathrm{mV}]$	$U_{ph}\,[\mathrm{mV}]$
0,5	1107,0	0,5	1130,0
31,1	901,0	34,3	866,0
87,5	537,0	91,9	522,0
133,2	313,1	135,0	307,4
152,1	236,9	152,1	242,8
192,5	126,6	190,6	130,0
227,5	68,5	227,0	68,8
291,0	18,8	287,4	21,1
334,9	1,9	329,2	2,8
345,9	0,6	349,4	0,0

Tabelle A.2.: Messwerte der Photospannung U_{ph} bei Gegenspannung U_G für $\lambda = 463\,\mathrm{nm}$, mit $\Delta U_{ph} = 0.1 \cdot U_{ph} + 10\,\mathrm{mV}$ und $\Delta U_G = 10\,\mathrm{mV}$.

$\lambda = 546\,\mathrm{nm}$				$\lambda = 578\,\mathrm{nm}$			
Messung 1		Messung 2		Messung 1		Messung 2	
$U_G\,[\mathrm{mV}]$	$U_{ph}\,[\mathrm{mV}]$	$U_G\,[\mathrm{mV}]$	$U_{ph}\,[\mathrm{mV}]$	$U_G\,[\mathrm{mV}]$	$U_{ph}\,[\mathrm{mV}]$	$U_G\,[\mathrm{mV}]$	$U_{ph}\,[\mathrm{mV}]$
0,5	5700,0	0,5	5390,0	0,5	644,0	0,5	565,0
32,7	2155,0	29,0	2444,0	10,7	406,0	10,2	406,0
12,4	3900,0	9,1	4230,0	21,6	287,5	23,6	276,8
52,9	1165,0	51,0	1206,0	31,1	217,2	29,6	225,1
69,9	677,0	61,7	874,0	39,6	169,3	39,6	169,6
60,4	949,0	71,8	645,0	54,9	117,2	50,5	122,7
103,2	212,9	101,0	242,1	62,1	82,6	60,8	84,4
130,7	77,7	128,7	82,2	73,3	55,7	69,6	63,7
150,8	13,8	150,8	18,3	82,2	39,6	83,2	37,6
162,4	6,2	158,7	0,1	119,8	0,0	116,6	2,4

Tabelle A.3.: Messwerte der Photospannung U_{ph} bei Gegenspannung U_G für $\lambda = 546\,\mathrm{nm}$ und $\lambda = 578\,\mathrm{nm}$, wobei $\Delta U_{ph} = 0.1 \cdot U_{ph} + 10\,\mathrm{mV}$ und $\Delta U_G = 10\,\mathrm{mV}$.

$\lambda = 365\,\mathrm{nm}$			
Messung max		Messung 50%	
$U_G\,[\mathrm{mV}]$	$U_{ph}\,[\mathrm{mV}]$	$U_G\,[\mathrm{mV}]$	$U_{ph}\,[\mathrm{mV}]$
0,4	9200,0	0,5	4040,0
100,2	5760,0	106,6	2417,0
200,8	2939,0	203,3	1296,0
259,3	1806,0	235,6	974,0
299,3	1172,0	255,8	806,0
330,4	823,0	279,8	630,0
364,5	549,0	303,6	491,0
402,0	337,6	350,8	282,4
453,0	111,6	404,0	147,8
504,0	12,2	450,0	58,8
1020,0	1,5	510,0	10,0

Tabelle A.4.: Messwerte der Photospannung U_{ph} bei Gegenspannung U_G für $\lambda = 365\,\mathrm{nm}$ (Maximalwerte und 50%-Punkt), wobei $\Delta U_{ph} = 0.1 \cdot U_{ph} + 10\,\mathrm{mV}$ und $\Delta U_G = 10\,\mathrm{mV}$.

U [mV]	ΔU [mV]	I [pA]	ΔI [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\mathrm{pA}}$]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\mathrm{pA}}$]
2.15	43.00	2380.00	248.00	48.77	2.54
131.15	43.00	2070.00	217.00	45.49	2.39
362.06	43.00	1630.00	173.00	40.36	2.14
520.30	43.00	1325.00	142.50	36.39	1.96
657.47	43.00	1071.00	117.10	32.71	1.79
691.01	43.00	1025.00	112.50	32.00	1.76
784.32	43.00	883.00	98.30	29.70	1.66
820.01	43.00	823.00	92.30	28.67	1.61
936.97	43.00	655.00	75.50	25.57	1.48
1161.00	43.00	396.00	49.60	19.87	1.25
1234.10	43.00	333.30	43.33	18.23	1.19
1529.51	43.00	152.70	25.27	12.31	1.03
1704.09	43.00	79.90	17.99	8.88	1.01
1943.60	43.00	32.90	13.29	5.64	1.18
2029.60	43.00	14.10	11.41	3.61	1.58
2223.10	43.00	1.10	10.11	0.00	0.00

Tabelle A.5.: Gemessenen Werte für die erste Messung bei $\lambda = 365\,\mathrm{nm}$. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 517{,}00\,\mathrm{mV}$, daraus folgt $I_0 = (1{,}10 \pm 10{,}11)\,\mathrm{pA}$.

Parameter	**Wert**
Steigung m [$\sqrt{\text{pA}}$/mV]	$-2{,}22 \times 10^{-2} \pm 5{,}58 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt b [$\sqrt{\text{pA}}$]	$4{,}70 \times 10^{1} \pm 7{,}48 \times 10^{-1}$
χ^2	8,28
Freiheitsgrade (dof)	13
χ^2/dof	0,637
Abbremsspannung U_0 [mV]	2117,12 ± 62,98

Tabelle A.6.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei $\lambda = 365$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.5.

U [mV]	ΔU [mV]	I [pA]	ΔI [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]
2.15	43.00	2382.00	248.20	48.79	2.54
153.08	43.00	2065.00	216.50	45.43	2.38
363.78	43.00	1624.00	172.40	40.28	2.14
518.15	43.00	1334.00	143.40	36.50	1.96
672.09	43.00	1061.00	116.10	32.55	1.78
732.29	43.00	951.00	105.10	30.82	1.71
777.44	43.00	892.00	99.20	29.84	1.66
837.64	43.00	795.00	89.50	28.17	1.59
943.42	43.00	653.00	75.30	25.53	1.47
1165.73	43.00	392.00	49.20	19.76	1.24
1235.82	43.00	325.00	42.50	17.99	1.18
1544.56	43.00	148.80	24.88	12.14	1.02
1707.96	43.00	95.60	19.56	9.71	1.01
1956.50	43.00	29.20	12.92	5.27	1.23
2051.10	43.00	11.70	11.17	3.21	1.74
2218.80	43.00	1.40	10.14	0.00	0.00

Tabelle A.7.: Gemessenen Werte für die zweite Messung bei $\lambda = 365$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 516{,}00$ mV, daraus folgt $I_0 = (1{,}40 \pm 10{,}14)$ pA.

Parameter	**Wert**
Steigung m [$\sqrt{\text{pA}}$/mV]	$-2{,}20 \times 10^{-2} \pm 5{,}73 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt b [$\sqrt{\text{pA}}$]	$4{,}69 \times 10^{1} \pm 7{,}63 \times 10^{-1}$
χ^2	8,45
Freiheitsgrade (dof)	13
χ^2/dof	0,650
Abbremsspannung U_0 [mV]	2131,82 ± 65,47

Tabelle A.8.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die zweite Messung bei $\lambda = 365$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.7.

U [mV]	ΔU [mV]	I [pA]	ΔI [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]
2.15	43.00	4040.00	414.00	63.48	3.26
458.38	43.00	2417.00	251.70	49.06	2.57
874.19	43.00	1296.00	139.60	35.86	1.95
1013.08	43.00	974.00	107.40	31.05	1.73
1099.94	43.00	806.00	90.60	28.21	1.61
1203.14	43.00	630.00	73.00	24.90	1.47
1305.48	43.00	491.00	59.10	21.93	1.35
1508.44	43.00	282.40	38.24	16.50	1.16
1737.20	43.00	147.80	24.78	11.74	1.06
1935.00	43.00	58.80	15.88	6.99	1.14
2193.00	43.00	10.00	11.00	0.00	0.00

Tabelle A.9.: Gemessenen Werte für die Messung bei 50 % Intensität und λ = 365 nm. Die Sättigungsspannung liegt bei U_G = 510,00 mV, daraus folgt I_0 = (10,00 ± 11,00) pA.

Parameter	**Wert**
Steigung m [$\sqrt{\text{pA}}$/mV]	$-2{,}79 \times 10^{-2} \pm 9{,}92 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt b [$\sqrt{\text{pA}}$]	$5{,}96 \times 10^{1} \pm 1{,}45$
χ^2	6,55
Freiheitsgrade (dof)	8
χ^2/dof	0,819
Abbremsspannung U_0 [mV]	2136,20 ± 92,03

Tabelle A.10.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die Messung bei λ = 365 nm mit 50% Intensität. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle **??**.

U [mV]	ΔU [mV]	I [pA]	ΔI [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]
1.72	43.00	9200.00	930.00	95.91	4.85
430.86	43.00	5760.00	586.00	75.88	3.86
863.44	43.00	2939.00	303.90	54.20	2.80
1114.99	43.00	1806.00	190.60	42.48	2.24
1286.99	43.00	1172.00	127.20	34.21	1.86
1420.72	43.00	823.00	92.30	28.66	1.61
1567.35	43.00	549.00	64.90	23.40	1.39
1728.60	43.00	337.60	43.76	18.33	1.19
1947.90	43.00	111.60	21.16	10.49	1.01
2167.20	43.00	12.20	11.22	3.27	1.72
4386.00	43.00	1.50	10.15	0.00	0.00

Tabelle A.11.: Gemessenen Werte für die Messung bei maximaler Intensität und λ = 365 nm. Die Sättigungsspannung liegt bei U_G = 1020,00 mV, daraus folgt I_0 = (1,50 ± 10,15) pA.

Parameter	**Wert**
Steigung m [$\sqrt{\text{pA}}$/mV]	$-4{,}00 \times 10^{-2} \pm 1{,}57 \times 10^{-3}$
Achsenabschnitt b [$\sqrt{\text{pA}}$]	$8{,}76 \times 10^{1} \pm 2{,}64$
χ^2	11,74
Freiheitsgrade (dof)	8
χ^2/dof	1,467
Abbremsspannung U_0 [mV]	2190,00 ± 108,37

Tabelle A.12.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die Messung bei $\lambda = 365\,\text{nm}$ mit maximaler Intensität. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.11.

U [mV]	ΔU [mV]	I [pA]	ΔI [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]
2.15	43.00	900.00	100.00	29.98	1.67
178.45	43.00	722.00	82.20	26.85	1.53
212.42	43.00	680.00	78.00	26.06	1.50
453.22	43.00	450.00	55.00	21.19	1.30
643.28	43.00	293.80	39.38	17.11	1.15
721.11	43.00	245.00	34.50	15.62	1.10
750.35	43.00	226.90	32.69	15.03	1.09
867.31	43.00	161.20	26.12	12.65	1.03
918.91	43.00	139.50	23.95	11.76	1.02
1063.82	43.00	86.10	18.61	9.22	1.01
1151.11	43.00	63.50	16.35	7.90	1.03
1245.28	43.00	45.80	14.58	6.69	1.09
1298.17	43.00	38.80	13.88	6.14	1.13
1517.47	43.00	14.80	11.48	3.70	1.55
1625.83	43.00	5.10	10.51	2.00	2.63
1763.00	43.00	1.10	10.11	0.00	0.00

Tabelle A.13.: Gemessenen Werte für die erste Messung bei $\lambda = 405\,\text{nm}$. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 410{,}00\,\text{mV}$, daraus folgt $I_0 = (1{,}10 \pm 10{,}11)\,\text{pA}$.

Parameter	**Wert**
Steigung m [$\sqrt{\text{pA}}$/mV]	$-1{,}81 \times 10^{-2} \pm 5{,}50 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt b [$\sqrt{\text{pA}}$]	$2{,}90 \times 10^{1} \pm 5{,}21 \times 10^{-1}$
χ^2	5,80
Freiheitsgrade (dof)	13
χ^2/dof	0,446
Abbremsspannung U_0 [mV]	1602,21 ± 56,56

Tabelle A.14.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei $\lambda = 405\,\text{nm}$. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.13.

U [mV]	ΔU [mV]	I [pA]	ΔI [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]
2.15	43.00	914.00	101.40	30.21	1.68
154.80	43.00	740.00	84.00	27.18	1.55
231.77	43.00	665.00	76.50	25.77	1.48
438.60	43.00	464.00	56.40	21.52	1.31
657.47	43.00	286.90	38.69	16.91	1.14
712.08	43.00	250.50	35.05	15.79	1.11
766.26	43.00	215.60	31.56	14.65	1.08
861.29	43.00	164.80	26.48	12.79	1.03
935.25	43.00	230.00	33.00	15.13	1.09
1092.63	43.00	78.80	17.88	8.81	1.01
1174.76	43.00	58.20	15.82	7.56	1.05
1259.90	43.00	24.80	12.48	4.87	1.28
1310.21	43.00	36.50	13.65	5.95	1.15
1484.79	43.00	17.60	11.76	4.06	1.45
1654.64	43.00	3.20	10.32	1.45	3.56
1741.50	43.00	1.10	10.11	0.00	0.00

Tabelle A.15.: Gemessenen Werte für die zweite Messung bei $\lambda = 405\,\text{nm}$. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 405{,}00\,\text{mV}$, daraus folgt $I_0 = (1{,}10 \pm 10{,}11)\,\text{pA}$.

Parameter	**Wert**
Steigung m [$\sqrt{\text{pA}}$/mV]	$-1{,}83 \times 10^{-2} \pm 8{,}30 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt b [$\sqrt{\text{pA}}$]	$2{,}95 \times 10^{1} \pm 7{,}84 \times 10^{-1}$
χ^2	12,92
Freiheitsgrade (dof)	13
χ^2/dof	0,994
Abbremsspannung U_0 [mV]	$1612{,}02 \pm 84{,}74$

Tabelle A.16.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die zweite Messung bei $\lambda = 405\,\text{nm}$. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.15.

U [mV]	ΔU [mV]	I [pA]	ΔI [pA]	$\sqrt{I-I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]	$\Delta\sqrt{I-I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]
2.15	43.00	1107.00	120.70	33.26	1.81
133.73	43.00	901.00	100.10	30.01	1.67
376.25	43.00	537.00	63.70	23.16	1.38
572.76	43.00	313.10	41.31	17.68	1.17
654.03	43.00	236.90	33.69	15.37	1.10
827.75	43.00	126.60	22.66	11.22	1.01
978.25	43.00	68.50	16.85	8.24	1.02
1251.30	43.00	18.80	11.88	4.27	1.39
1440.07	43.00	1.90	10.19	1.14	4.47
1487.37	43.00	0.60	10.06	0.00	0.00

Tabelle A.17.: Gemessenen Werte für die erste Messung bei $\lambda = 463\,\text{nm}$. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 1487{,}37\,\text{mV}$, daraus folgt $I_0 = (0{,}60 \pm 10{,}06)\,\text{pA}$.

Parameter	**Wert**
Steigung m [$\sqrt{\text{pA}}$/mV]	$-2{,}38 \times 10^{-2} \pm 1{,}22 \times 10^{-3}$
Achsenabschnitt b [$\sqrt{\text{pA}}$]	$3{,}18 \times 10^{1} \pm 9{,}47 \times 10^{-1}$
χ^2	6,31
Freiheitsgrade (dof)	7
χ^2/dof	0,901
Abbremsspannung U_0 [mV]	1336,13 ± 79,21

Tabelle A.18.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei $\lambda = 463\,\text{nm}$. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.17.

U [mV]	ΔU [mV]	I [pA]	ΔI [pA]	$\sqrt{I-I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]	$\Delta\sqrt{I-I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]
2.15	43.00	1130.00	123.00	33.62	1.83
147.49	43.00	866.00	96.60	29.43	1.64
395.17	43.00	522.00	62.20	22.85	1.36
580.50	43.00	307.40	40.74	17.53	1.16
654.03	43.00	242.80	34.28	15.58	1.10
819.58	43.00	130.00	23.00	11.40	1.01
976.10	43.00	68.80	16.88	8.29	1.02
1235.82	43.00	21.10	12.11	4.59	1.32
1415.56	43.00	2.80	10.28	1.67	3.08
1502.42	43.00	0.01	10.00	0.00	0.00

Tabelle A.19.: Gemessenen Werte für die zweite Messung bei $\lambda = 463\,\text{nm}$. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 1502{,}42\,\text{mV}$, daraus folgt $I_0 = (0{,}01 \pm 10{,}00)\,\text{pA}$.

Parameter	**Wert**
Steigung m [$\sqrt{\mathrm{pA}}$/mV]	$-2{,}36 \times 10^{-2} \pm 1{,}26 \times 10^{-3}$
Achsenabschnitt b [$\sqrt{\mathrm{pA}}$]	$3{,}18 \times 10^{1} \pm 9{,}94 \times 10^{-1}$
χ^2	6,97
Freiheitsgrade (dof)	7
χ^2/dof	0,995
Abbremsspannung U_0 [mV]	1347,46 ± 83,36

Tabelle A.20.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die zweite Messung bei $\lambda = 463$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.19.

U [mV]	ΔU [mV]	I [pA]	ΔI [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\mathrm{pA}}$]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\mathrm{pA}}$]
2.15	43.00	57.00	5.80	7.55	0.38
140.61	43.00	21.55	2.25	4.64	0.24
53.32	43.00	39.00	4.00	6.24	0.32
227.47	43.00	11.65	1.26	3.40	0.19
300.57	43.00	6.77	0.78	2.59	0.15
259.72	43.00	9.49	1.05	3.07	0.17
443.76	43.00	2.13	0.31	1.44	0.11
562.01	43.00	0.78	0.18	0.85	0.11
648.44	43.00	0.14	0.11	0.28	0.21
698.32	43.00	0.06	0.11	0.00	0.00

Tabelle A.21.: Gemessenen Werte für die erste Messung bei $\lambda = 546$ nm. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 698{,}32$ mV, daraus folgt $I_0 = (0{,}06 \pm 0{,}11)$ pA.

Parameter	**Wert**
Steigung m [$\sqrt{\mathrm{pA}}$/mV]	$-9{,}06 \times 10^{-3} \pm 9{,}59 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt b [$\sqrt{\mathrm{pA}}$]	$5{,}71 \pm 4{,}14 \times 10^{-1}$
χ^2	60,11
Freiheitsgrade (dof)	7
χ^2/dof	8,587
Abbremsspannung U_0 [mV]	630,24 ± 80,86

Tabelle A.22.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei $\lambda = 546$ nm. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.21.

U [mV]	ΔU [mV]	I [pA]	ΔI [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]
2.15	43.00	53.90	5.49	7.34	0.37
124.70	43.00	24.44	2.54	4.94	0.26
39.13	43.00	42.30	4.33	6.50	0.33
219.30	43.00	12.06	1.31	3.47	0.19
265.31	43.00	8.74	0.97	2.96	0.16
308.74	43.00	6.45	0.74	2.54	0.15
434.30	43.00	2.42	0.34	1.56	0.11
553.41	43.00	0.82	0.18	0.91	0.10
648.44	43.00	0.18	0.12	0.43	0.14
682.41	43.00	0.00	0.10	0.00	0.00

Tabelle A.23.: Gemessenen Werte für die zweite Messung bei $\lambda = 546\,\text{nm}$. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 682{,}41\,\text{mV}$, daraus folgt $I_0 = (0{,}00 \pm 0{,}10)\,\text{pA}$.

Parameter	**Wert**
Steigung m [$\sqrt{\text{pA}}$/mV]	$-8{,}65 \times 10^{-3} \pm 9{,}51 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt b [$\sqrt{\text{pA}}$]	$5{,}60 \pm 4{,}28 \times 10^{-1}$
χ^2	69,41
Freiheitsgrade (dof)	7
χ^2/dof	9,915
Abbremsspannung U_0 [mV]	$647{,}40 \pm 86{,}69$

Tabelle A.24.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die zweite Messung bei $\lambda = 546\,\text{nm}$. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.23.

U [mV]	ΔU [mV]	I [pA]	ΔI [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]
2.15	43.00	6.44	0.74	2.54	0.15
46.01	43.00	4.06	0.51	2.01	0.13
92.88	43.00	2.88	0.39	1.70	0.11
133.73	43.00	2.17	0.32	1.47	0.11
170.28	43.00	1.69	0.27	1.30	0.10
236.07	43.00	1.17	0.22	1.08	0.10
267.03	43.00	0.83	0.18	0.91	0.10
315.19	43.00	0.56	0.16	0.75	0.10
353.46	43.00	0.40	0.14	0.63	0.11
515.14	43.00	0.00	0.10	0.00	0.00

Tabelle A.25.: Gemessenen Werte für die erste Messung bei $\lambda = 578\,\text{nm}$. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 515{,}14\,\text{mV}$, daraus folgt $I_0 = (0{,}00 \pm 0{,}10)\,\text{pA}$.

Parameter	Wert
Steigung m [$\sqrt{\text{pA}}$/mV]	$-4{,}81 \times 10^{-3} \pm 3{,}82 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt b [$\sqrt{\text{pA}}$]	$2{,}22 \pm 8{,}54 \times 10^{-2}$
χ^2	8,54
Freiheitsgrade (dof)	7
χ^2/dof	1,219
Abbremsspannung U_0 [mV]	$461{,}54 \pm 40{,}73$

Tabelle A.26.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung für die erste Messung bei $\lambda = 578\,\text{nm}$. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.25.

U [mV]	ΔU [mV]	I [pA]	ΔI [pA]	$\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]	$\Delta\sqrt{I - I_0}$ [$\sqrt{\text{pA}}$]
2.15	43.00	5.65	0.67	2.37	0.14
43.86	43.00	4.06	0.51	2.01	0.13
101.48	43.00	2.77	0.38	1.66	0.11
127.28	43.00	2.25	0.33	1.49	0.11
170.28	43.00	1.70	0.27	1.29	0.10
217.15	43.00	1.23	0.22	1.10	0.10
261.44	43.00	0.84	0.18	0.91	0.10
299.28	43.00	0.64	0.16	0.78	0.10
357.76	43.00	0.38	0.14	0.59	0.12
501.38	43.00	0.02	0.10	0.00	0.00

Tabelle A.27.: Gemessenen Werte für die zweite Messung bei $\lambda = 578\,\text{nm}$. Die Sättigungsspannung liegt bei $U_G = 501{,}38\,\text{mV}$, daraus folgt $I_0 = (0{,}02 \pm 0{,}10)\,\text{pA}$.

Parameter	Wert
Steigung m [$\sqrt{\text{pA}}$/mV]	$-4{,}77 \times 10^{-3} \pm 2{,}95 \times 10^{-4}$
Achsenabschnitt b [$\sqrt{\text{pA}}$]	$2{,}18 \pm 6{,}37 \times 10^{-2}$
χ^2	4,80
Freiheitsgrade (dof)	7
χ^2/dof	0,685
Abbremsspannung U_0 [mV]	$457{,}02 \pm 31{,}26$

Tabelle A.28.: Ergebnisse des gewichteten linearen χ^2-Fits zur Bestimmung der Abbremsspannung. Die hier gezeigten Werte stammen aus Tabelle A.27.

Balmer-Serie

Spektrallinie Hg							
ω_B [°]	$\Delta\omega_B$ [°]	Spektrallinien	ω_G [°]	$\Delta\omega_G$ [°]	Farbe	Dicke d [Skt]	Δd [Skt]
145,0	0,5		48,0	0,5	violett	4	1
145,0	0,5		49,0	0,5	violett	2	1
145,0	0,5		49,5	0,5	violett	2	1
145,0	0,5		50,5	0,5	violett/blau	3	1
145,0	0,5		51,0	0,5	violett/blau	3	1
145,0	0,5		51,0	0,5	blau	4	1
145,0	0,5		55,5	0,5	türkis	1	0,1
145,0	0,5		61,0	0,5	grün	3	1
145,0	0,5		64,0	0,5	gelb	5	1
145,0	0,5		64,5	0,5	gelb	5	1
145,0	0,5		69,0	0,5	rot	5	1
135,0	0,5		68,0	0,5	grün	8	1
135,0	0,5		71,0	0,5	gelb	10	1
135,0	0,5		71,5	0,5	gelb	11	1
155,0	0,5		61,0	0,5	rot	1	0,1
155,0	0,5		61,5	0,5	rot	1	0,1
155,0	0,5		62,5	0,5	rot	2	1

Tabelle A.29.: Spektrallinien der Hg-Dampflampe 1. Ordnung, gemessen an den Winkelpositionen und beobachteter Farbe. Hierbei ist d die Dicke der Spektrallinien (in Strichpunkten), ω_B der Winkel der optischen Bank und ω_G der Winkel des Gitters.

Spektrallinie H/Deuterium							
ω_B [°]	$\Delta\omega_B$ [°]	Spektrallinien	ω_G [°]	$\Delta\omega_G$ [°]	Farbe	d [Skt]	Δd [Skt]
145,0	0,5		51,0	0,5	violett	3	1
145,0	0,5		55,5	0,5	türkis	1	0,1
155,0	0,5		61,5	0,5	rot	1	0,1

Tabelle A.30.: Spektrallinien der H/Deuterium-Lampe in erster Ordnung. Hierbei ist d die Dicke der Spektrallinien (in Strichpunkten), ω_B der Winkel der Blende und ω_G der Beugungswinkel.