

402: Quantelung von Energie

Leonie Dessau & Lena Beckmann

2.-3.11.2025

1 Einleitung

Die Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung (Licht) und Materie findet grundsätzlich in quantisierten Einheiten und nicht kontinuierlich statt. Dieses Phänomen wurde Anfang des 20. Jahrhunderts von EINSTEIN und PLANCK theoretisch untersucht und ist heute eine wichtige Grundlage der modernen Physik [1, S. 62–65]. In dem durchgeführten Versuch wird dieses quantisierte Verhalten an den Beispielen des äußeren photoelektrischen Effekt und dem Emissionsspektrum von Wasserstoffatomen untersucht. Es werden der Wert des Planckschen Wirkungsquantums sowie die Wellenlängen der optisch sichtbaren Spektrallinien in der Balmer-Serie von Wasserstoff als Maß für die diskreten Energien des Atomanregungsstufen bestimmt. Außerdem wird die Größe der Aufspaltung der Energieniveaus zwischen Wasserstoff und Deuterium als Wasserstoffisotop anhand der relativen Winkelaufspaltung der Spektrallinien der beiden Isotope untersucht.

Im ersten Versuchsteil wurde mithilfe der Gegenfeldmethode und einer Photozelle die Größe des Proportionalitätsfaktors des Planckschen Wirkungsquantums h in der Energie-Wellenlängen-Beziehung für Lichtquanten (Photonen) bestimmt, für die mit λ als Wellenlänge und ν als Frequenz, gilt:

$$E = h\nu = h\frac{c}{\lambda} \quad (1.1)$$

Für die verwendete Platin-Rhodium (Pt-Rh)-Anode wurde zudem die Austrittsarbeit der Elektronen aus den beobachteten Strömen der Photozelle berechnet.

Im zweiten Versuchsteil wurde das optisch beobachtbare Spektrum der Emissionslinien einer Wasserstoff-Deuterium-Dampf Lampe mithilfe eines Reflexionsgitters wellenlängenabhängig in verschiedene Winkel aufgespalten und mit dem Auge mithilfe von Linsen sowie einer CCD-Kamera vermessen, sodass die den Wellenlängen zugeordneten Energien bestimmt werden können. Das verwendete Gitter wurde dafür zudem mithilfe des bekannten Spektrums einer Quecksilber (Hg)-Lampe ausgemessen.

2 Bestimmung des Planckschen Wirkungsquantums

2.1 Theoretische Überlegungen

Wird monochromatisches Licht mit Frequenz ν auf eine Metallplatte gestrahlt, wechselwirken die Photonen mit den (Leitungs-)Elektronen des Metalls in dem sie ihre Energie $E = h\nu$ komplett an ein Elektron übertragen. Übersteigt diese Energie die Austrittsarbeit, die für einen Austritt aus dem Material aufgebracht werden muss, können die Elektronen aus dem Material austreten und der Elektronenstrom kann als Photostrom I gemessen werden. Ist die Energie der einzelnen Photonen kleiner als die Austrittsarbeit, welche bei Metallen durch die Fermienergie E_F der Leitungselektronen bestimmt wird [2, S. 110], d.h. ist die Lichtfrequenz zu niedrig, kann kein Photostrom gemessen werden, unabhängig von der Lichtintensität [1, S. 63]. Dies ist der sogenannte äußere photoelektrische Effekt (Photoeffekt). Im Folgenden wird der Photoeffekt in einer Photozelle aus elektrisch verbundener Kathode, die mit Licht bestrahlt wird mit Austrittsarbeit W_K , und Anode mit Austrittsarbeit W_A , an der der Photostrom gemessen wird, untersucht. Es wird zudem eine Gegenspannung angelegt, die der Bewegung der Elektronen entgegenwirkt, mit positiven Pol an der Anode. (double check: korrekte polung?)

Bei der Gegenspannung U_0 (Grenzspannung), bei der gerade kein Photostrom mehr gemessen wird, d.h. keine Elektronen die Anode mehr erreichen, ergibt sich die Energiebilanz der Photoelektronen wie folgt: Wenn Kathode und Anode verbunden werden, entsteht aufgrund der nun gleich großen Fermienergien $E_{FK} = E_{FA}$ der Leitungselektronen der beiden Materialien ein Potentialunterschied, d.h. eine Kontaktspannung, welche ein Photoelektron überwinden muss:

$$eU_{KA} = \Delta W_{\text{Austritt}} = W_A - W_K \quad (2.1)$$

Bei zusätzlich angelegter Grenzspannung U_0 muss auch diese vom Elektron noch überwunden werden. Die Bilanz ist für den Fall der angelegten Grenzspannung und unterschiedlich großen Austrittsarbeiten von Kathode und Anode (aufgrund verschiedener Materialien), in Abbildung ?? graphisch dargestellt. Zusammen ergibt sich dann als Energiebilanz für den Fall der Grenzspannung:

$$\begin{aligned} E = h\nu &= W_K + eU_{KA} + eU_0 & | & eU_{KA} = W_A - W_K \\ \Rightarrow h\nu &= W_A + eU_0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

Es können also nur Austrittsarbeit der Anode W_A und der Wert von h aus dem funktionellen Zusammenhang zwischen Frequenz ν und Grenzspannung U_0 bestimmt werden, nicht die Austrittsarbeit der Kathode, deren Term sich in der Energiebilanz kürzt.

2.1.1 Experimenteller Aufbau & Durchführung

Für die Messung des Photostroms wurde nach Justageanleitung in [4, S. 3–5] auf einer optischen Bank als Lichtquelle eine Quecksilberdampflampe (Hg-Lampe) sowie eine Irisblende zur Variation der Lichtintensität aufgebaut sowie eine dahinter folgende Sammellinse mit Brennweite $f = 100$ mm. Im Abstand f wurde die Photozelle platziert, die hier aus einer Kalium

(K)-Kathode und Pt-Rh-Anode besteht (letzteres als Ringanode, damit möglichst kein Quellenlicht auf die Anode gelangt und dort ebenfalls Elektronen auslösen könnte), sodass das Licht scharf als Lichtfleck mit Durchmesser (5 – 10) mm auf die Kathode fiel. Zudem wurde noch ein Filtrerrad mit einstellbarer Durchlasswellenlänge vor der Photozelle platziert. Als Durchlasswellenlängen des Filtrerrads waren wählbar: $\lambda \in \{365, 405, 436, 546, 578\}$ nm. Um Streulicht zu vermeiden, wurde noch ein Rohr vor die quellenseitige Öffnung der Photozelle und mit kleinem Abstand zum Filtrerrad aufgesetzt.

Es wurde der Anodenanschluss mit dem Netzgerät, welches Spannung der Stärke (0 – 12) V liefert, verbunden, sowie der Kathodenanschluss mit einem Messverstärker, welcher anschließend mit dem anderen Anschluss des Netzgeräts verbunden wurde. Der Messverstärker wurde im Experiment auf die Stufe 10^{-10} A \rightarrow 1 V gestellt. Außerdem wurden zwei Digital-Multimeter zur Messung des Gegenstroms U_G und Photostroms I , letzteren mittels der gemessenen Spannung nach dem Messverstärker U_I , wie auf der Aufbauskitze in Abbildung ?? dargestellt, angeschlossen.

Zuletzt wurde noch eine Spannungsteilerschaltung zwischen die 12 V-Spannungsquelle und die Anode eingesetzt. Dafür wurden die beiden Widerstände 100 Ω und 330 Ω genutzt, wobei über den kleineren Widerstand die Spannung für die nachfolgende Schaltung abgegriffen wurde. Durch die so verringerte maximale Gegenspannung konnte der gesamte Bereich, in dem ein Photostrom floss, präziser vermessen werden. Es ergab sich so für den Aufbau eine theoretische maximale Gegenspannung von $U_{\max, \text{th}} = 12 \text{ V} \cdot \frac{100 \text{ } \Omega}{430 \text{ } \Omega} \approx 2,80 \text{ V}$. Es wurde mit dem Digital-Multimeter eine damit übereinstimmende tatsächlich verfügbare Maximalspannung von $U_{\max} = (-2,8 \pm 0,1) \text{ V}$ gemessen. Das Vorzeichen ergibt sich hier lediglich aus der Polung der Schaltung. Bei dieser höchsten Spannung konnte selbst bei dem energiereichsten Licht, also bei der kürzesten Durchlasswellenlänge $\lambda = 365 \text{ nm}$, kein Photostrom mehr beobachtet werden, sondern nur noch ein sehr geringer Anodenstrom I_0 von Elektronen, die sich aus der Anode lösen und sich zur Kathode bewegen, und so einen positiven Strom darstellten.

Für jede der Durchlasswellenlängen wurde die folgende Messung jeweils zweimal durchgeführt: Eine Wellenlänge des Filtrerrads wurde eingestellt, die Gegenspannung auf den maximalen Wert U_{\max} gestellt und die Größe des Anodenstroms I_0 , bzw. die wirkende Dunkelspannung $U_{I,0}$ bestimmt. Anschließend wurde die Kennlinie der Photozelle vollständig vermessen, indem die Gegenspannung über den gesamten Bereich $U_G = (0 - (2,8 \pm 0,1) \text{ V})$ variiert und die Spannung U_I an der Anode gemessen wurde. Durch die doppelte Messung jeder Kennlinie sollten Einflüsse von möglichen Intensitätsschwankungen der Hg-Lampe minimiert werden, welche den maximalen Photostrom bei kleiner Gegenspannung durch eine Variation der vorhandenen Lichtquanten zeitlich beeinflusst hätten. Für die Wellenlänge $\lambda = 365 \text{ nm}$ wurde anschließend die Blendenöffnung weiter geöffnet und so die Intensität des Lichts erhöht, sodass bei ausgestellter Gegenspannung ($U_G = 0 \text{ V}$) eine um etwa Faktor 1,5 größere Spannung an der Anode gemessen werden konnte. Die Kennlinie der Photozelle wurde anschließend für diese Wellenlänge ein drittes Mal gemessen.

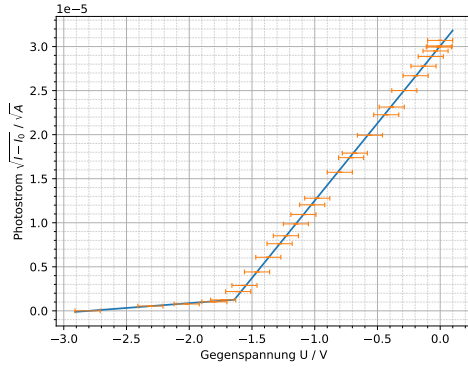
2.2 Auswertung

Aus den gemessenen Kennlinien werden nun Werte für das Plancksche Wirkungsquantum h und die Anoden-Austrittsarbeit W_A bestimmt.

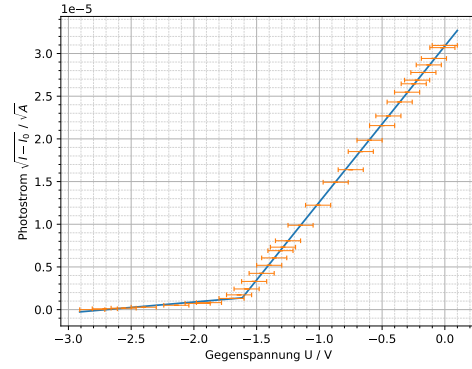
Aus der Messung des Photostroms I , korrigiert um einem möglicherweise vorhandenen Anodenstrom I_0 , der von einem minimalen Wert U_0 invers quadratisch mit dem Verlauf der

angelegten Gegenspannung U_G bis zu einem Sättigungsstrom I_S steigt, kann durch Interpolation der gemessenen Werte als x-Achsenabschnitt einer Darstellung von $\sqrt{(I - I_0)}(U_G)$ die Grenzspannung für Licht einer festen Wellenlänge bestimmt werden.

Die gemessenen Kennlinien für alle untersuchten Lichtfrequenzen sind in den Abbildungen 2.1a - 2.5b dargestellt.

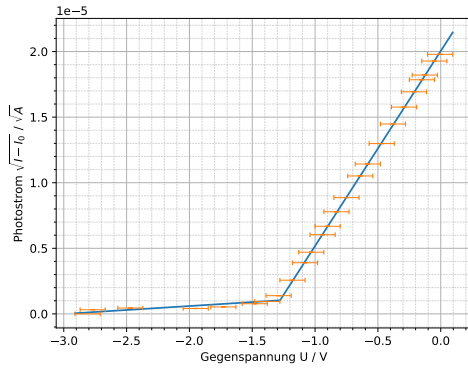


(a)

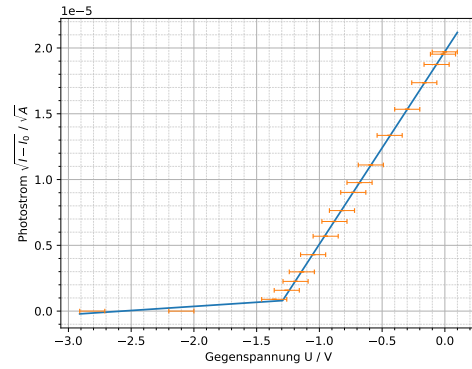


(b)

Abbildung 2.1: a) 1. Messung Kennlinie für 365 nm und b) 2. Messung Kennlinie für 365 nm

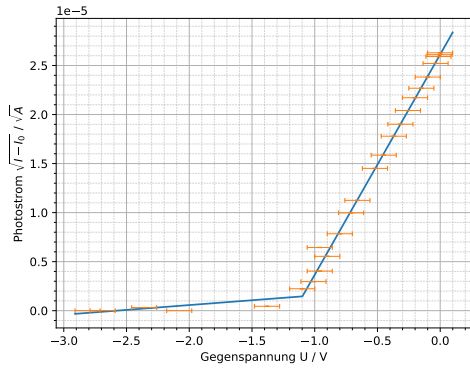


(a)

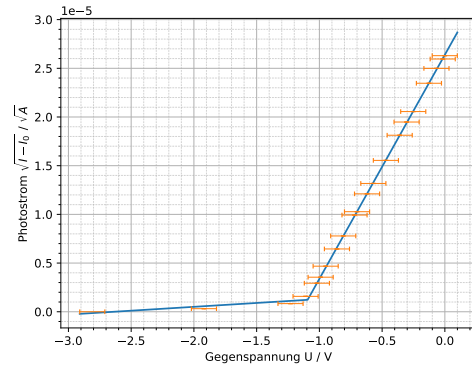


(b)

Abbildung 2.2: a) 1. Messung Kennlinie für 405 nm und b) 2. Messung Kennlinie für 405 nm

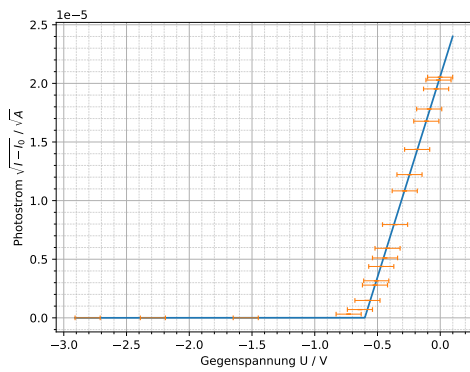


(a)

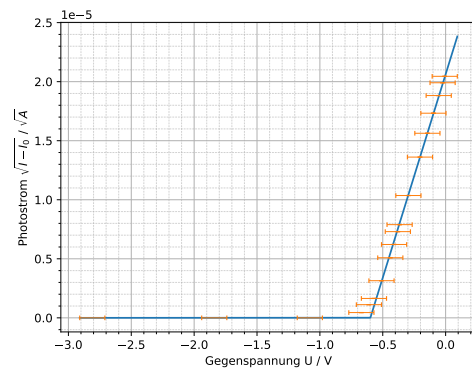


(b)

Abbildung 2.3: a) 1. Messung Kennlinie für 436 nm und b) 2. Messung Kennlinie für 436 nm

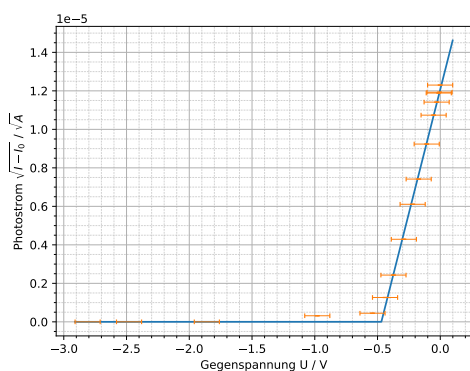


(a)

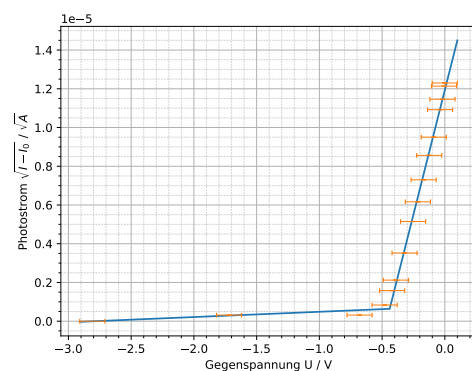


(b)

Abbildung 2.4: a) 1. Messung Kennlinie für 546 nm und b) 2. Messung Kennlinie für 546 nm



(a)



(b)

Abbildung 2.5: a) 1. Messung Kennlinie für 578 nm und b) 2. Messung Kennlinie für 578 nm

hier fehlt noch Anmerkung zu Fehler der Werte

Um die Grenzspannung U_0 jeder der Kennlinien zu bestimmen, wurde eine stückweise lineare Funktion der Form

$$\sqrt{(I - I_0)}(\nu) = \begin{cases} aU + b & , U > k \\ cU + d & , U < k \end{cases} \quad (2.3)$$

an die Datenpunkte angepasst. k entspricht hier der x-Koordinate des Knickpunkts. Für die Bestimmung der Grenzspannung U_0 wurde für der Teil der Funktion $U > k$ als eigenständige lineare Funktion betrachtet und der x-Achsenabschnitt bestimmt, bei dem gilt: $\sqrt{(I - I_0)}(U_0) = aU_0 = 0$. Es wurden so die folgenden Grenzspannungen U_0 für die verschiedenen Wellenlängenfilter bestimmt:

λ / nm	Messung	U_0 / V
365	1	-1.71 ± 0.04
	2	-1.69 ± 0.03
405	1	-1.348 ± 0.015
	2	-1.35 ± 0.02
436	1	-1.16 ± 0.04
	2	-1.147 ± 0.012
546	1	-0.60 ± 0.02
	2	-0.60 ± 0.02
578	1	-0.47 ± 0.04
	2	-0.464 ± 0.015

Tabelle 2.1: Bestimmte Grenzspannungen U_0 aus den aufgenommenen Kennlinien bei den fünf untersuchten Wellenlängen.

Die Grenzspannungen, die für die beiden Messungen bei einer Durchlasswellenlänge separat bestimmt wurden, stimmen im Rahmen ihrer Fehler in einer 1σ -Umgebung jeweils miteinander überein.

In der Energiebilanz für Photoelektronen bei der Grenzspannung gilt ¹ der folgende lineare Zusammenhang:

$$U_0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{W_A}{e} \quad (2.4)$$

Über der Auftragung der Grenzspannungen U_0 , die aus den Messungen der einzelnen Wellenlängen bestimmt wurden, gegen die Frequenzen ν können aus der Geradenanpassung

$$U_0 = a\nu + b \quad (2.5)$$

der Wert des Planckschen Wirkungsquantums als $h = \frac{a}{e}$ sowie die Austrittsarbeit der verwendeten Pt-Rh-Anode als $W_A = -b \cdot e$ berechnet werden, siehe Abbildung 2.6. Bei der Berechnung der Regressionsgeraden durch die Datenpunkte wurde als Fehler der Wellenlängen (bzw. über Gaußsche Fehlerfortpflanzung dann für den Fehler der Frequenzen) jeweils 0,5% des angegebenen Werts des jeweiligen Interferenzfilter angenommen, da dieses als Bandpassfilter realistisch nicht monochromatisch ist.

¹mit $e = 1,602177 \cdot 10^{-19}$ C als Elementarladung[3]

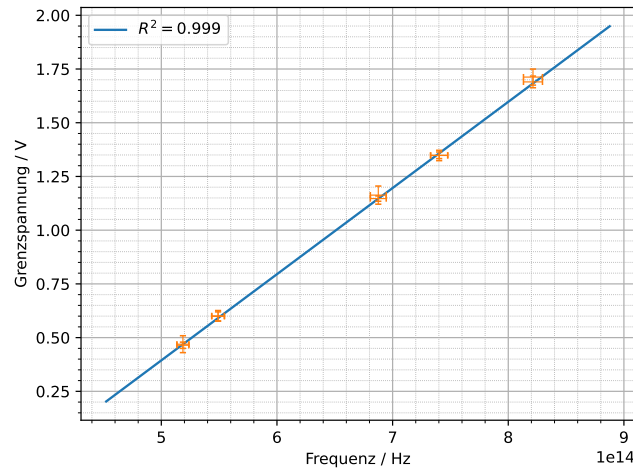


Abbildung 2.6: Bestimmte Grenzspannungen U_0 in Abhängigkeit von der Frequenz $\nu = \frac{c}{\lambda}$ aufgetragen, zusammen mit linearer Regression nach Gl. 2.5. Der lineare Zusammenhang wird gut sichtbar, wobei die Anpassungsgüte mit Bestimmtheitsmaß $R^2 = 0,999$ ($0 \leq R^2 \leq 1$) sehr gut ist.

Aus der Anpassung ergeben sich die Werte $h = (6,425 \pm 0,005) \cdot 10^{-34}$ J s und $W_A = (2,58 \pm 0,03) \cdot 10^{-19}$ J, also in Elektronenvolt $\frac{W_A}{e} = 1,611$ eV.

Der exakt definierte Literaturwert für das Plancksche Wirkungsquantum beträgt $h_{\text{Lit}} = 6,626\,070\,15 \cdot 10^{-34}$ J s der bestimmte Wert weicht vom Literaturwert um $\frac{h_{\text{Lit}} - h}{h_{\text{Lit}}} = 3,0\%$ ab, mit Einbezug der 1σ -Umgebung um $2,3\%$. Die beiden Werte stimmen also nicht überein, weichen aber nur in geringem Maße voneinander ab, was in Anbetracht der sehr kleinen Größenordnung von $\mathcal{O}(10^{-34}$ J s) für die Validität der genutzten Methode der Photostrommessung zur Bestimmung von h spricht. Die Plausibilität der Austrittsarbeit der genutzten Anode ist nur schwer überprüfbar, da ihr Wert stark von den Verhältnissen von Platin und Rhodium im spezifisch genutzten Bauteil abhängt. Typische Austrittsarbeiten liegen im Bereich von 2,2 eV to 6,4 eV Die gemessene Austrittsarbeit ist also deutlich kleiner als verfügbare Vergleichswerte. Als Gründe für den Unterschied können vermutet werden: [hier Gründe: Anodenstrom/Austrittsarbeit nicht korrekt kompensiert, Verunreinigungen in Legierung/Metallstruktur, komplexere Oberflächenstruktur, Kontaktpotential nicht korrekt in Bilanz betrachtet, höhere Temperatur \$\rightarrow\$ Aufweichung Fermikante \(e-Energien größer als Fermienergie\), noch was?](#).

Zuletzt wird noch die Messung der Kennlinie bei einer höheren Lichtintensität untersucht. Hierbei werden für eine der beiden Messungen bei geringerer Intensität für $\lambda = 365$ nm (da die beiden Messungen in der bestimmten Grenzspannung U_0 im Rahmen ihrer Fehler übereinstimmen, ist egal, welche der beiden Messungen gewählt wird) und für die Messung bei höherer Intensität jeweils die Werte von Gegenspannung U_G und um I_0 korrigierten Photostrom $\sqrt{I - I_0}$ gegeneinander aufgetragen, siehe Abbildung 2.7.

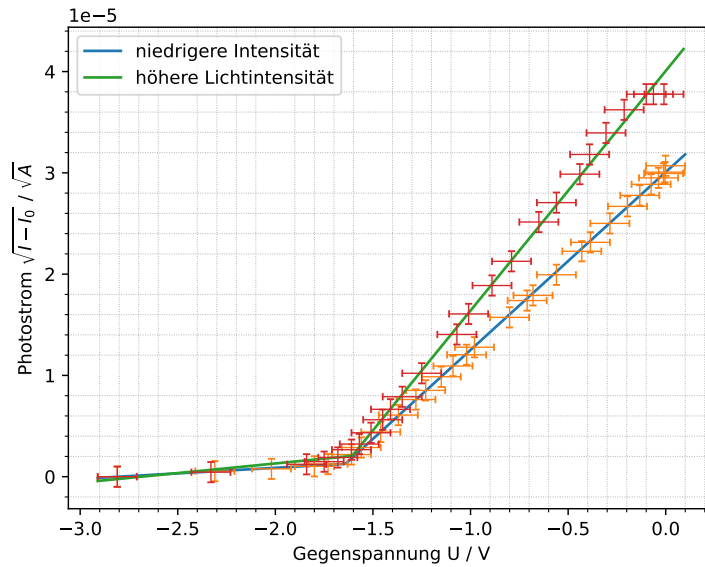


Abbildung 2.7: Messungen der Photozellen-Kennlinie für 365 nm mit variierten Lichtintensitäten. Bei niedrigerer Intensität betrug die maximale Photospannung $U_{I,\max} = (2,8 \pm 0,1) \text{ V}$, bei höherer Intensität $U_{I,\max} = (14,2 \pm 0,1) \text{ V}$.

Hier fehlt noch bisschen Interpretation zu Sättigungsstrom und gleicher Grenzspannung. Wie theoretisch erwartet ist für beide Lichtintensitäten ein ähnlicher stückweise linearer Verlauf zu erkennen, die Grenzfrequenz in der Messung mit höherer Intensität berechnet sich über die gleiche Geradenanpassung wie für die vorherigen Kennlinienmessungen (siehe Gl. 2.4 und 2.5) als $U_{0,\text{hl}} = (-1,69 \pm 0,08) \text{ V}$. Die Grenzspannung bei geringerer Intensität und höherer Intensität von Licht der Wellenlänge 365 nm unterscheiden sich also im Rahmen der Messunsicherheiten der drei verschiedenen Messungen nicht. Die Steigungen der beiden Photostromgeraden unterscheiden sich hingegen – die Messung mit höherer Intensität steigt stärker an. Bei einer positiven Gegenspannung, die in der experimentellen Durchführung nicht erreicht wurde, da dies eine Umpolung der Gegenspannung erfordert hätte, würde eine Sättigung des Photostroms erwartet, wobei die Kennlinie der Messung mit höherer Lichtintensität einen höheren Maximalwert erreichen würde[1, S. 63], da hier mehr Lichtquanten Energie übertragen können als bei geringerer Lichtintensität, also geringerer Leistung. Die einzelnen Quanten haben bei beiden Messreihen die gleiche Energie $h\nu$, die Grenzspannung bleibt identisch, was mit den gemessenen Daten übereinstimmt.

3 Balmer-Serie von Wasserstoff-Atomen

3.1 Theoretische Überlegungen

Werden Atome mit elektromagnetischer Strahlung bestrahlt, emittieren oder absorbieren sie Licht diskreter, für die Atomart charakteristische Wellenlängen. Im Bohrschen Atommodell entspricht eine emittierte Wellenlänge der diskreten Anregung eines Elektrons in der Atomhülle in einen höheren Hauptquantenzahlzustand, also Energiezustand, wobei beim Übergang zurück in den niedrigeren Zustand (im Bohr-Modell in eine niedrigere Hüllenschale) ein Photon der Frequenz

$$\nu = \frac{1}{\lambda} = \text{Ry} \cdot \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (3.1)$$

vom Atom emittiert wird. n_i und n_f sind dabei die ganzzahligen Hauptquantenzahlen des Atomzustands mit $n_f < n_i$. Ry ist hierbei die Rydbergkonstante für das betrachtete Atom:

$$\text{Ry} = \text{Ry}_\infty \frac{\mu}{m_e} \quad (3.2)$$

mit der exakt festgelegten Rydbergkonstante in Näherung für unendliche Kernmasse $\text{Ry}_\infty = 10\,973\,731,568\,157 \text{ 1/m}^{-1}$ und reduzierter Atommasse $\mu = \frac{m_e \cdot m_K}{m_e + m_K}$ ¹. Für Isotope eines Atoms, die sich in Neutronenzahl und damit Kernmasse m_K unterscheiden, ergeben sich so geringfügig unterschiedliche Werte für Ry und ν der Spektrallinien. Im Versuch werden Wasserstoff und sein Isotop Deuterium untersucht; Deuterium enthält ein Neutron im Kern, Wasserstoff nicht, wodurch Deuterium Emissionslinien mit kürzerer Wellenlänge als Wasserstoff für die gleichen n_i -Übergänge hat. Der Unterschied der Wellenlängen wird als Isotopieaufspaltung bezeichnet. Die im optischen Wellenlängenbereich beobachtete Reihe an Übergängen des Wasserstoffatoms mit $n_f = 2$ und $n_i > 2$ heißt Balmer-Serie. Sie besteht aus fünf Übergangslinien: $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$ und H_ε . Weitere Hauptquantenzahlübergangsserien, die für Wasserstoff bei Anregung in verschiedenen Frequenzbereichen beobachtbar sind, sind in Abbildung (3.1) dargestellt. Sie werden nach n_f gruppiert.

¹mit $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ Elektronenmasse und m_K Kernmasse

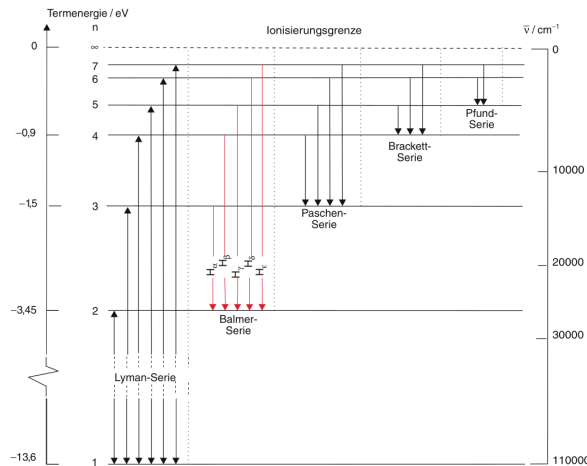


Abbildung 3.1: Darstellung der Emissions- und Absorptionsspektrallinien von Wasserstoff für verschiedene Serien. Grafik entnommen aus

Für die zudem im Experiment verwendete Hg-Lampe sind die Spektrallinien gut bekannt. Sie sind für die erste Ordnung in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Farbe	$\lambda_{\text{Hg}} / \text{nm}$	relative Intensität
violett	404,656	1800
	407,783	150
	410,805	40
	433,922	250
	434,749	400
blau	435,833	4000
türkis	491,607	80
grün	546,074	1100
gelb	576,960	240
	579,066	280
	623,440	30
rot	671,643	160
	690,752	250

Tabelle 3.1: Im optischen Bereich sichtbares Emissionsspektrum einer Quecksilber-Spektrallampe, wobei nicht alle Linien des Spektrums aufgeführt sind. Tabelle entnommen aus

3.2 Vermessung der Emissionsspektren

Um die Wellenlängen der Balmer-Serie von Wasserstoff präzise vermessen zu können, muss die Gitterkonstante des im experimentellen Aufbau zur wellenlängenabhängigen Aufspaltung der emittierten Spektrallinien verwendeten Reflexionsgitters genau bekannt sein. Dazu wird zunächst das sehr genau bekannte Emissionsspektrum einer Hg-Lampe aufgenommen und daraus die Gitterkonstante bestimmt.

Experimenteller Aufbau & Durchführung

Es wurde auf einer optischen Bank die Anordnung in Abbildung 3.2 aufgebaut. Als Lampe wurde für die Messung der Gitterkonstanten die Hg-Lampe eingesetzt, zur Messung des Wasserstoffspektrums die Balmer-Lampe, welche ein Wasserstoff-Deuterium-Gemisch im Verhältnis 2 : 1 enthielt. Die Linsen **f**) und **g**) bzw. **f**) und Kameralinse (**h**)) standen hierbei stets in Fernrohrbau, ihr Abstand war die Summe ihrer Brennweiten.

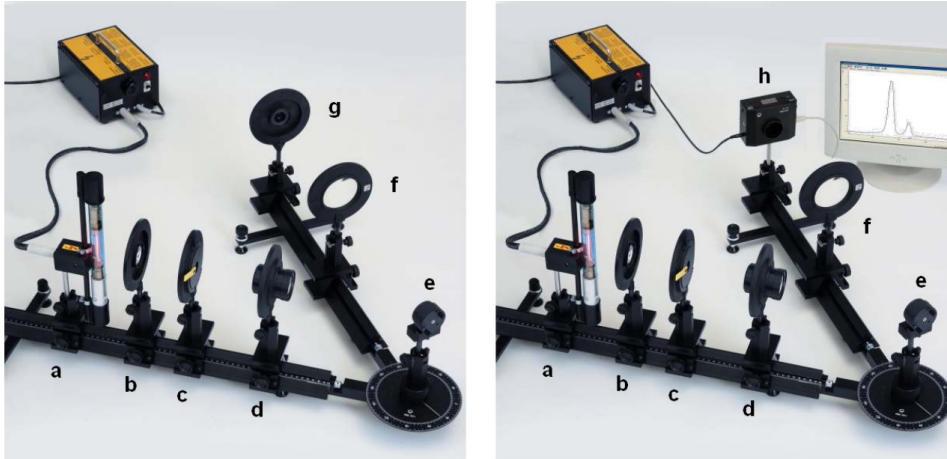


Abbildung 3.2: Versuchsaufbau zur Vermessung der Spektrallinien von Hg- und Wasserstoff-Deuterium-Lampen, mit a) Lampe, b) Linse (Brennweite $f = 50 \text{ mm}$) zur Abbildung des Lampenlichts auf den Spalt, c) verstellbarer Spalt, d) Objektivlinse zur Projektion ($f = 150 \text{ mm}$), e) Reflexionsgitter, f) Objektivlinse ($f = 300 \text{ mm}$) und g) Okularlinse mit Strichskala bzw. h) CCD-Kamera. Grafik entnommen aus

Das Projektionsobjektiv wurde in seinem Brennweitenabstand hinter dem Spalt eingesetzt, sodass bei genau paralleler Ausrichtung des Gitters (Zeigerwinkel $\omega_G = 0^\circ$) zum Spalt das Bild des Spalts scharf auf diesen abgebildet wurde. Diese Autokollimation stellte sicher, dass die verschiedenen Wellenlängen des Lichts genau parallel auf das Gitter fielen. Die optischen Bänke wurden auf den Winkel $\omega_B = 140^\circ$ zueinander gedreht, welcher für alle Messungen konstant blieb. Die Blende wurde so weit geschlossen, dass gerade genug Lichtintensität auf das Gitter fiel, um das Emissionsspektrum scharf erkennen zu können. Das Gitter wurde nun so gedreht, dass durch das Okular **g**) die Spektrallinien der Hg-Lampe nacheinander sichtbar wurden. Um die Abbildung scharf zu stellen, wurden, falls nötig, die Positionen der beiden Objektive **d**) und **f**) variiert. Für alle sichtbaren Spektrallinien der ersten Ordnung wurde nun der Gitterwinkel variiert, bis sie scharf im Zentrum der Okularskala zu erkennen waren und ω_G notiert.

3.2.1 Bestimmung der Gitterkonstante

Um die Gitterkonstante g des verwendeten Gitters zu bestimmen, wird die Gittergleichung betrachtet:

$$d = n\lambda = g(\sin(\alpha) + \sin(\beta)) \quad (3.3)$$

Hier ist d der Gangunterschied zwischen zwei benachbarten Strahlen in einem Maxima (siehe Abbildung 3.3), n bezeichnet die Ordnung, die hier i.d.R. als $n = 1$ angenommen wird (andere Ordnungen sind mit dem verwendeten Gitter nur schlecht bis gar nicht beobachtbar).

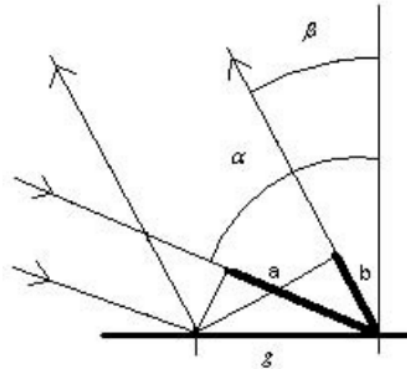


Abbildung 3.3: Illustration des Gangunterschieds in einem Maxima des Interferenzmusters, das sich bei Reflexion von Licht an einem Reflexionsgitter ausbildet. Die Winkel α und β entsprechen nicht den beiden gemessenen Winkeln ω_B und ω_G , sondern müssen nach Gl. 3.4 noch umgerechnet werden. Graphik entnommen aus

Die Winkelanordnung des konkreten genutzten Aufbaus ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

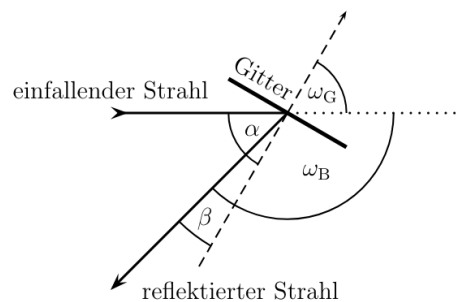


Abbildung 3.4: Winkelanordnung des Aufbaus. Graphik entnommen aus

Es gilt dabei:

$$\alpha = \omega_B, \quad \beta = \omega_B + \omega_G - 180^\circ \quad (3.4)$$

Aus der beiden Winkel ω_B und ω_G für jede Linie im Hg-Spektrum durch den Aufbau mit Okular **g**) lassen sich so direkt nach Gl. 3.3 Werte für die Gitterkonstante bestimmen, wenn jeder Linie eine passende Literaturwellenlänge λ_{lit} aus dem bekannten Quecksilberspektrum anhand der relativen Position der Linien zueinander und ihrer Farben zugeordnet werden kann, siehe Tabelle ??.

Die beobachteten Linien im Lampenspektrum, die nicht einer der in Tabelle 3.1 gelisteten Wellenlängen zugeordnet werden konnten, sind vermutlich durch Verunreinigungen mit anderen Gasen im Lampe zu erklären sowie die Tatsache, dass Hg-Spektrallampen i.d.R. eine kleine Menge Startergas enthalten, um die Verdampfung von Quecksilber effektiv zu ermöglichen.

Typische Startergase sind Halogene wie Argon oder Xenon. Im Vergleich mit den Emissionsspektren mehrerer typischer Halogene wurden die übrigen beobachteten Spektrallinien wie folgt zugeordnet: [to do: mit Xenon & Neon vgl, zuordnen](#)

Für die für Quecksilber zugeordneten Linien des beobachteten Linienspektrums wurden die zugeordneten Wellenlängen gegen die abgelesenen Winkel mithilfe der Beziehungen zu Einfallswinkel α und Reflexionswinkel β in Gl. 3.4 als $\sin(\alpha) + \sin(\beta)$ aufgetragen und eine Gerade der Form $\lambda = a \cdot (\sin(\alpha) + \sin(\beta))$ mithilfe der Methode der kleinsten Quadrate angepasst. Da der zu berechnende Zusammenhang der Gittergleichung 3.3 keinen y-Achsenabschnitt aufweist, da eine Wellenlänge von $\lambda = 0$ nm physikalisch nicht sinnvoll betrachtet werden kann, wurde auch bei der Anpassung auf diesen verzichtet. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

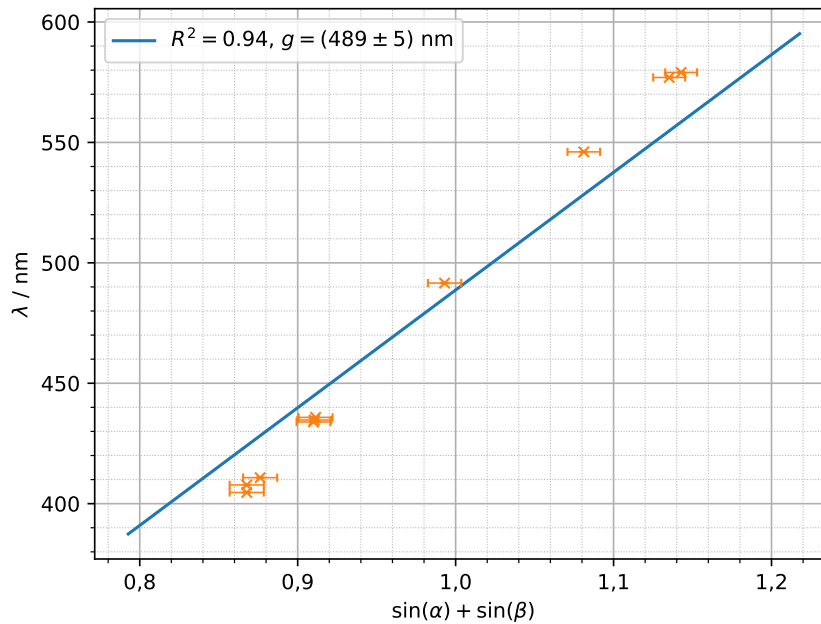


Abbildung 3.5: Darstellung der Anpassungsgerade an den beobachteten Winkeln und zugeordneten Literaturwerten der Wellenlängen der Hg-Spektrallinien nach Tabelle 3.1. Die Güte der Anpassung wurde mit dem Bestimmtheitsmaß auf $R^2 = 0,94$ berechnet, dies zeigt eine gute Übereinstimmung der Zuordnung mit dem gesuchten linearen Zusammenhang mit berechneter Steigung $g = (489 \pm 5)$ nm

Als Steigung der Anpassungsgerade ergibt sich als Wert für die Gitterkonstante $g_{\text{fit}} = (489 \pm 5)$ nm. Der Wert für g wird zusätzlich auch noch direkt über die Gittergleichung für jede zugeordnete Spektrallinie als $g = \frac{\lambda_{\text{lit.Hg,i}}}{(\sin(\alpha) + \sin(\beta))}$ einzeln berechnet, siehe Tabelle 3.2

$\lambda_{\text{lit,Hg}} / \text{nm}$	g / nm
404,656	466 ± 6
407,783	470 ± 6
410,805	469 ± 6
433,922	477 ± 6
434,749	477 ± 6
435,833	478 ± 6
491,607	495 ± 5
546,074	505 ± 5
576,960	508 ± 5
579,066	507 ± 4

Tabelle 3.2: Einzeln berechnete Gitterkonstanten der zugeordneten Hg-Spektrallinien mit Winkeln aus Tabelle ?? mit Gittergleichung.

Der arithmetische Mittelwert der 10 zugeordneten Spektrallinien berechnet sich dann als $\bar{g} = (485,3 \pm 1,9) \text{ nm}$. Dabei stimmen innerhalb der 1σ -Umgebung der Fehler \bar{g} und g_{fit} miteinander überein. Es wird im Folgenden daher $g = (489 \pm 5) \text{ nm}$ genutzt, da hier auch \bar{g} einbegriffen ist. Ein wichtiges Charakteristika eines Reflexionsgitters ist neben der Gitterkonstanten das Auflösungsvermögen \mathcal{R} . Es berechnet sich nach dem Rayleigh-Kriterium für eine gegebene Wellenlänge als Verhältnis $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, wobei $\Delta\lambda$ das minimale Intervall zwischen zwei noch als zwei getrennt erkennbare Linien darstellt. Weiter gilt für Reflexionsgitter $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = nN$, mit n als Ordnung und N der Anzahl der ausgeleuchteten Gitterspalte, also $N = \frac{x}{g}$ wobei x die ausgeleuchtete Breite des Gitters ist. Bei den durchgeführten Messungen wurde immer etwa $x = (1,5 \pm 0,5) \text{ cm}$ des Gitters von der Hg-Lampe ausgeleuchtet. Daraus berechnet sich für alle betrachteten Spektrallinien ein Auflösungsvermögen von

$$\mathcal{R} = 30\,675 \pm 10\,225 \quad (3.5)$$

Bei der als 435,833 nm zugeordneten blauen Linie, die stark beobachtet werden konnte, errechnet sich so ein minimales Wellenlängenintervall von $\Delta\lambda_{\text{blau}} = (14,2081 \pm 0,0005) \text{ pm}$. Da die verschiedenen Spektrallinien von Quecksilber im blauen Bereich tatsächlich nur wenige nm auseinander liegen, aber als deutlich distinkte Linien zu erkennen waren, ist dieser Wert für \mathcal{R} plausibel.

3.2.2 Teil 2: Vermessung der Balmer-Serie

Um die Wellenlängen der Balmer-Serie zu vermessen, wurde die Hg-Lampe durch die Balmer-Lampe ausgetauscht und der Aufbau erneut so justiert, dass das Licht scharf abgebildet wurde. Durch Variation des Gitterwinkels w_G wurden auch hier alle sichtbaren Spektrallinien des Wasserstoffs der Lampe auf die Mitte der Okularskala ausgerichtet und w_G notiert, sowie der Abstand zur deutlich schwächer (aufgrund der niedrigeren Konzentration im Gasgemisch der Lampe) aber um einen kleinen Abstand d getrennten zu sehenden korrespondierenden Spektrallinie des Deuteriums. Nicht aufgespalten erscheinende Spektrallinien wurden ebenfalls vermessen. Anschließend wurde das Okular durch die CCD-Kamera ausgetauscht und die erkennbar aufgespaltenen Wasserstoff-Linien nacheinander in die Mitte der CCD-Zeile der Kamera fokussiert. Die Kamera wurde dabei mit dem Aufnahmeprogramm *VideoCom-Intensitäten* auf

einem Computer verbunden, welches die Lichtintensitäten für die einzelnen Pixel aufzeichnete, mit einer Aufnahme über einen längeren Zeitraum und automatischer Mittelwertbildung der gemessenen Intensitäten. Die Messungen der einzelnen Spektrallinien-Paare wurden als Textdateien gespeichert.

3.2.3 Messung mit CCD-Kamera

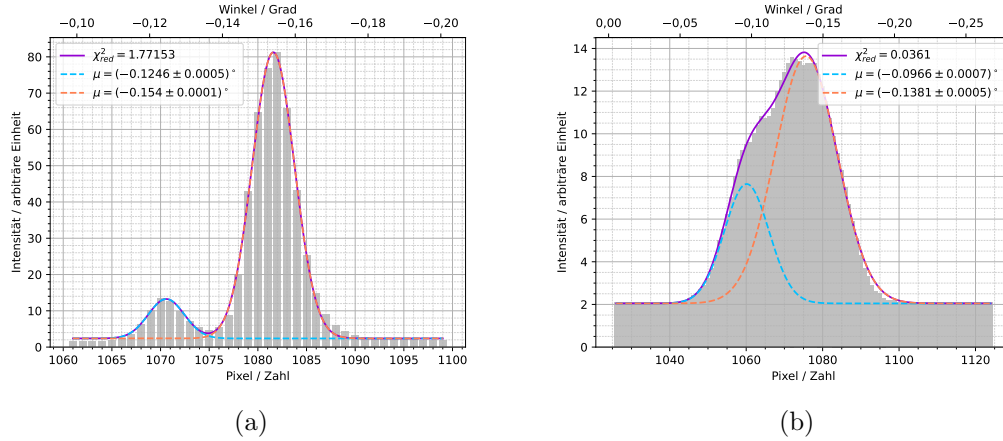


Abbildung 3.6: a) CCD Messung der H_α und b) H_β Linie

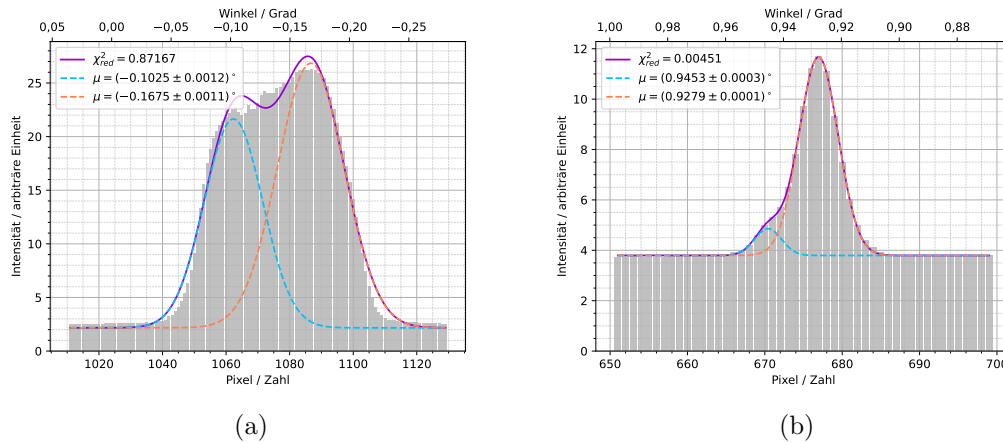


Abbildung 3.7: a) Erneute Messung der H_β und b) H_γ Linie

4 Anhang

Literatur

- [1] H. Haken und H.C. Wolf. *Atom- und Quantenphysik: Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen*. 8, 2004. Springer, 2013.
- [2] K. Kopitzki und P. Herzog. *Einführung in die Festkörperphysik*. 7. Auflage. Berlin: Springer Spektrum, 2017. DOI: 10.1007/978-3-662-53578-3.
- [3] P. J. Mohr u. a. “CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2022”. In: *Rev. Mod. Phys.* 97 (2 2025), S. 025002. DOI: 10.1103/RevModPhys.97.025002.
- [4] *Versuchsbeschreibung P402: Quantelung von Energie*. Physikalisches Institut, Universität Bonn. URL: <https://uni-bonn.sciebo.de/s/I182Tc180c0B10G> (besucht am 04. 11. 2025).