

V500

DER PHOTOEFFEKT

Phuong Quynh Ngo
phuong-quynh.ngo@tu-dortmund.de

Durchführung: 14.07.2020

Abgabe: 23.07.2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie	3
2.1	Widersprüche bei der klassischen Betrachtung des Photoeffektes	3
2.2	Die einsteinschen Korpuskulartheorie	3
3	Aufbau und Durchführung	4
3.1	Aufbau der Photozelle	4
3.2	Optischer Teil des Versuchsaufbaus	5
3.3	Gegenfeldmethode	5
3.4	Messprogramm	8
4	Auswertung und Diskussion	8
4.1	Bestimmung der Gegenspannung U_g	8
4.2	Bestimmung des Verhältnisses h/e_0 und der Austrittsarbeit A_k	14
4.3	Deutung der Kurve	17
	Literatur	18

1 Einleitung

Der Photo-Effekt ist ein Vorgang, bei dem Elektronen durch Lichteinstrahlung von den Atomen eines Festkörpers gelöst werden. In diesem Experiment wird die Elektronenenergie abhängig von der Wellenlänge bzw. der Frequenz untersucht, um daraus beispielsweise die Austrittsarbeit A_k zu ermitteln.

2 Theorie

2.1 Widersprüche bei der klassischen Betrachtung des Photoeffektes

Klassisch lässt der Photoeffekt durch die Annahme erklären, dass die Elektronen durch die einfallende elektromagnetische Welle zu Schwingungen angeregt werden. Dabei wird pro Zeiteinheit eine gewisse Energie auf das Elektron übertragen. Die Schwingungsamplitude (und somit die Energie) der Elektronen wird dadurch immer größer, bis sie irgendwann ausreicht um sich aus dem Atom zu lösen.

Dementsprechend müssen die Energien der Elektronen abhängig von der Lichtintensität sein und auch bestimmte Resonanzfrequenzen müssen beobachtet bei denen der Photoeffekt besonders gut auftritt.

Das Licht wird als elektromagnetische Welle betrachtet, egal bei welcher Wellenlänge λ die Bestrahlung erfolgt, Elektronen austreten, solange nur lange genug abwartet bis die Welle (deren Energie homogen verteilt ist) eine Energie $E \geq A_k$ auf das Metall übertragen hat.

Die Beobachtungen stehen jedoch im Widerspruch zu diesen Annahmen

1. Die Anzahl der ausgetretenen Elektronen (der Photostrom) ist abhängig von der Lichtintensität.
2. Die Energie eines ausgetretenen Elektrons hängt nur von der Lichtfrequenz und nicht von der Intensität ab.
3. Es existiert eine Grenzfrequenz, unterhalb der die Elektronen nicht austreten.

2.2 Die einsteinschen Korpuskulartheorie

Eine Erklärung dieser Phänomene liefert dabei die Annahme, dass das monochromatische Licht auch als Teilchen (Photonen) betrachtet werden muss, die jeweils eine genau definierte Energiemenge

$$E_{\text{Ph}} = h \cdot \nu \quad (1)$$

besitzen. Die Frequenz ν , Wellenlänge λ und Ausbreitungsgeschwindigkeit c sind dabei über die Beziehung

$$c = \lambda \cdot \nu \Rightarrow \nu = \frac{c}{\lambda} \quad (2)$$

mit einander verknüpft.

Das in Gleichung (1) auftretende h ist dabei das Planck'sche Wirkungsquantum, der

Proportionalitätsfaktor zwischen Energie und Frequenz des Photons.

Bei dieser Teilchentheorie des Lichtes kann der Photoeffekt als Stoß eines Photons mit einem Elektron aufgefasst, das dadurch seine Energie an das Elementarteilchen übergibt. Wichtig ist dabei, dass das Photon (zumindest beim Photoeffekt) immer nur seine gesamte Energie abgeben kann (inelastischer Stoß) und es somit vernichtet wird.

Somit ist die Energiebilanz beim Photoeffekt:

$$h\nu = E_{\text{kin}} + A_k. \quad (3)$$

Somit ist leicht ersichtlich, wieso eine Grenzwellenlänge existiert, ab der erst der Photoeffekt auftritt. Denn ist die Energie geringer als die Austrittsarbeit ($h\nu < A_k$), reicht sie schlichtweg nicht aus, um das Elektron aus dem Festkörper zu lösen.

Auch die Intensitätsabhängigkeit des Photostroms lässt sich somit erklären, dass bei höheren Intensitäten mehr Photonen auf die Oberfläche treffen und entsprechend mehr Elektronen ausgelöst werden.

3 Aufbau und Durchführung

3.1 Aufbau der Photozelle

Eine Photozelle wird verwendet, um die Elektronen auszulösen. Die Zelle besteht aus einem evakuierten Glaskolben, in dem sich die Kathode befindet, um die dann eine ringförmige Anode angeordnet ist (siehe Abbildung 1).

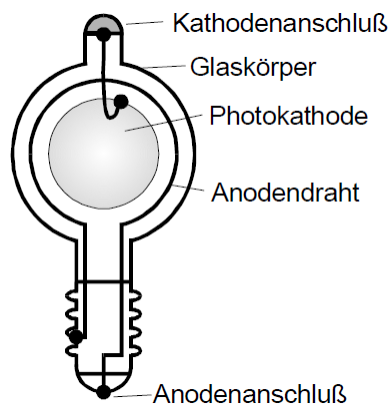


Abbildung 1: Photozelle [1].

Dabei ist entsprechend die Fläche der Kathode erheblich größer als die der Anode, um zu verhindern, dass auch aus der Kathode Photoelektronen austreten. Dies wird zusätzlich durch die Verwendung eines Materials untergedrückt, das eine erheblich höhere Austrittsarbeit als das Kathodenmaterial besitzt.

3.2 Optischer Teil des Versuchsaufbaus

Um monochromatisches Licht zur Bestrahlung zu erhalten werden die Lampen verwendet, die verschiedene wohlbekannte Spektrallinien emittieren. In diesem Fall ist dies eine Quecksilberdampf Lampe.

Um aus dem Licht monochromatisches Licht zu erhalten wird der in Abbildung 2 dargestellte Aufbau verwendet. Hierbei wird der Dispersionseffekt am Glasprisma verwendet, um die Spektrallinien räumlich voneinander zu trennen.

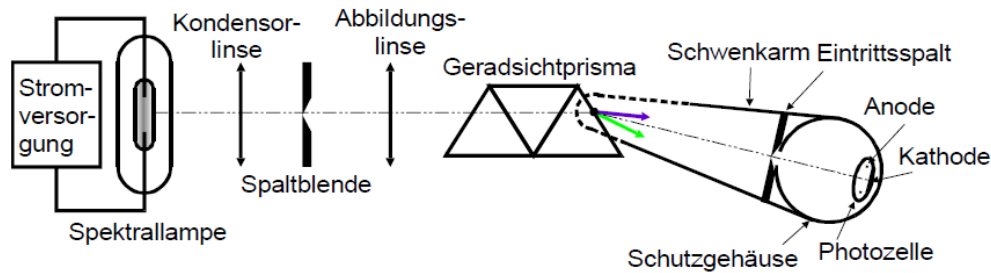


Abbildung 2: Versuchsaufbau [1].

Die erste Linse wandelt das Licht in einen parallelen Strahlengang, der nachfolgende Spalt dient der Intensitätsregulierung und die zweite Linse bildet das Licht auf das Glasprisma ab. Diese trennt die Spektrallinien auf und dann wird die Photozelle mit monochromatischem Licht beleuchtet.

Die Linsen sind dabei verschiebbar angeordnet, so dass ihre Brennweite entsprechend so einjustiert werden kann, dass eine scharfe Abbildung der Spektrallinien erhalten wird. Zudem muss darauf geachtet werden, dass die ausgewählte Spektrallinie möglichst intensiv ist um einen hohen Photostrom zu erzielen, der sich dann leichter nachzuweisen lässt. Weiterhin wird eine rote Leuchtdiode für die rote Spektrallinie verwendet. Da diese natürlich bereits monochromatisches Licht aussendet entfällt hierbei der optische Aufbau.

3.3 Gegenfeldmethode

Um nun Aussagen über die kinetische Energie der Elektronen zu treffen, wird die Gegenfeldmethode (siehe Abbildung 3) verwendet.

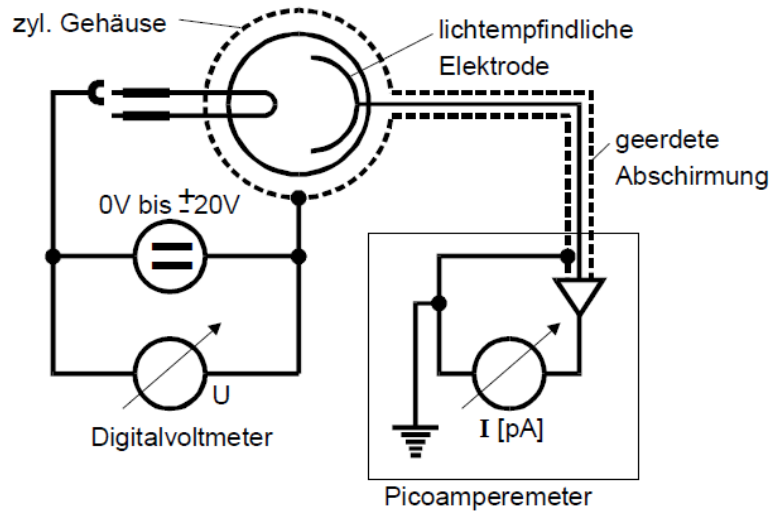


Abbildung 3: Elektrisches Schaltbild der Messapparatur [1].

Die Elektronen werden aus einer Photokathode mittels Bestrahlung mit monochromatischem Licht ausgelöst. Die ausgelösten Elektronen laufen gegen eine Gegenspannung U an, die eine bremsende Wirkung auf sie ausübt.

Die Gegenspannung wird nun auf einen Wert U_g justiert, bei dem gerade keine Elektronen mehr an der Kathode ankommen. Der Photostrom also verschwindet bei $U = U_g$ wenn

$$e_0 \cdot U_g = \frac{1}{2} m_0 v_{\max}^2 \quad (4)$$

(e_0 : Elementarladung e_0 , m_0 : Ruhendemasse des Elektrons, v_{\max} : Die Geschwindigkeit der schnellsten Elektronen).

Somit haben die Elektronen genau ihre kinetische Energie in potentielle umgewandelt und es gilt

$$h \cdot \nu = e_0 \cdot U_g + A_k. \quad (5)$$

Praktisch verschwindet der Photostrom bereits bei $U < U_g$ (siehe Abbildung 4). Zwischen dem Photostrom I_{Ph} und der Bremsspannung U besteht ein parabolischer Zusammenhang $I_{\text{Ph}} \sim U^2$.

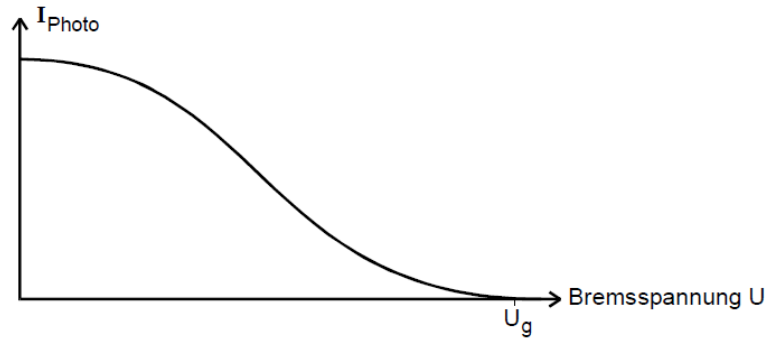


Abbildung 4: Verhalten des Photostroms [1].

Deswegen besitzen die Photoelektronen nicht monoenergetische sondern eine Energieverteilung von 0 bis zu $\frac{1}{2}m_0v_{\max}^2$. Die Energie der Photoelektronen hängt von der Energie der Festkörperelektronen ab. Die Fermi-Dirac-Statistik besagt, dass die Festkörperelektronen nicht allesamt die gleiche Energie besitzen, sondern eine Verteilung von 0 bis zur Fermi-Energie ξ . Die Ursache vom Verhalten des Photostroms ist, dass nicht alle Photoelektronen die Anode erreichen, da Oberfläche der Anode viel zu klein ist und die Austrittsarbeit des Anodenmetalls A_A hoch ist.

Bei einer hohen Austrittsarbeit des Anodenmetalls A_A müssen sich die ausgelösten Elektronen gegen ein Gegenfeld bewegen, um auf die Anode zu treffen. Es wird ein beschleunigendes Potential U_b angelegt, um einen Photostrom zu erzeugen

$$h\nu + e_0U_b \geq A_A. \quad (6)$$

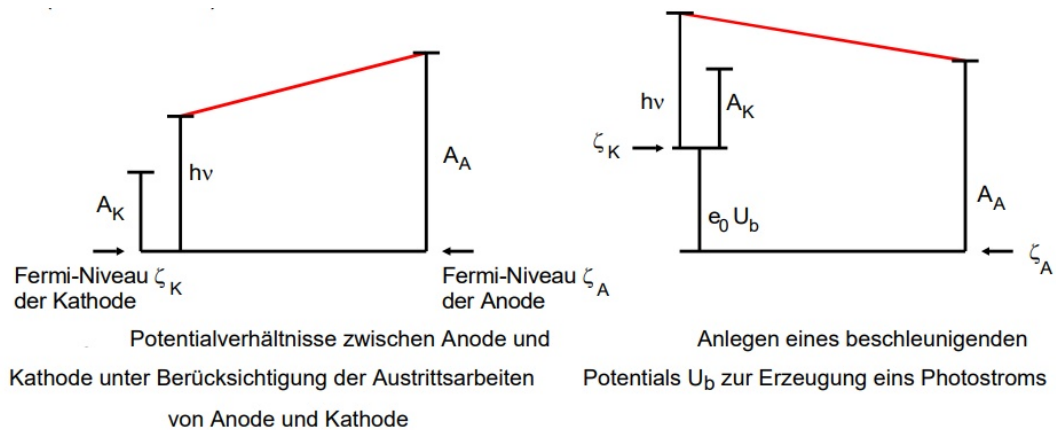


Abbildung 5: Schematische Darstellung der Potentiale an Anode und Kathode [1].

3.4 Messprogramm

Zu Beginn wird für verschiedene Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes der Elektronenstrom I in Abhängigkeit von der Spannung U der Photozelle gemessen. Damit nur eine Spektrallinie pro Messung registriert wird, wird die Photodiode gedreht und für die jeweilige Messung angepasst. Die Spannung wird in kleinen Schritten von 0 bis 2 V erhöht, bis kein Strom mehr zu messen ist. Daraufhin wird die Spannung bis -2 gesenkt. Für den nächsten Aufgabenteil wird genauso vorgegangen wie im ersten Teil, aber für die Spektrallinie $\lambda = 579,1 \text{ nm}$. Der Unterschied besteht darin, dass der Strom im Bezug der Spannung zwischen -20 und 20 V gemessen wird.

4 Auswertung und Diskussion

4.1 Bestimmung der Gegenspannung U_g

Zur Bestimmung der Gegenspannung wird für verschiedene Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes der Elektronenstrom I in Abhängigkeit von der Spannung U der Photozelle gemessen. Wegen der parabolischen Zusammenhang wird die Wurzel des gemessenen Photostroms gegen die jeweilige angelegte Spannung aufgetragen. Die Ausgleichsgerade hat die Form

$$\sqrt{I} = a \cdot U + b. \quad (7)$$

Der Schnittpunkt dieser linearen Ausgleichsgeraden mit der U-Achse (bei $I = 0 \text{ A}$) stellt nun den gesuchten Wert für U_g dar. Er berechnet sich nach

$$U_g = \frac{-b}{a}. \quad (8)$$

Der Fehler für die Gegenspannung U_g wird dabei über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial y_i} \right)^2 (\Delta y_i)^2}$$

$$\Delta U_g = \sqrt{\left(-\frac{1}{a} \cdot \Delta b \right)^2 + \left(-b \cdot \frac{-1}{a^2} \cdot \Delta a \right)^2}$$

berechnet.

Tabelle 1: Die Messdaten von rotes Licht $\lambda = 640 \text{ nm}$

U/V	I/nA	$\sqrt{I}/\sqrt{\text{nA}}$	U/V	I/A	$\sqrt{I}/\sqrt{\text{nA}}$
-0,23	0,000	0,000	0,40	0,036	0,190
-0,20	0,000	0,000	0,45	0,040	0,200
-0,15	0,001	0,032	0,50	0,043	0,207
-0,10	0,002	0,045	0,55	0,046	0,214
-0,05	0,003	0,055	0,60	0,048	0,219
0,00	0,005	0,071	0,65	0,050	0,224
0,05	0,008	0,089	0,70	0,053	0,230
0,10	0,012	0,110	0,75	0,055	0,235
0,15	0,016	0,126	0,80	0,057	0,239
0,20	0,020	0,141	0,85	0,058	0,241
0,25	0,024	0,155	0,90	0,060	0,245
0,30	0,028	0,167	0,95	0,062	0,249
0,35	0,032	0,179	1,00	0,064	0,253

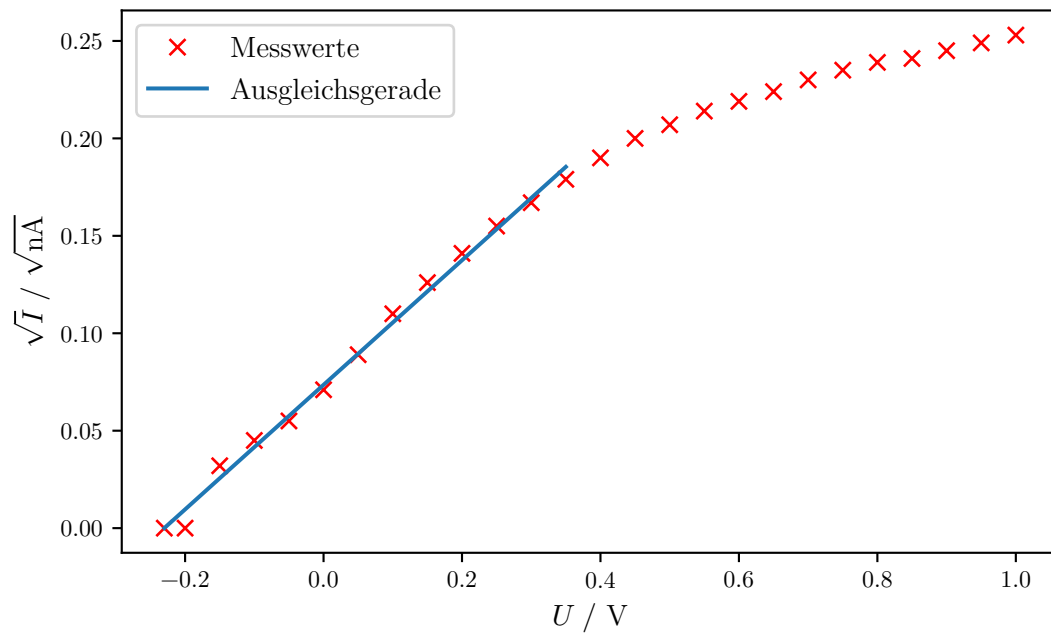


Abbildung 6: Grafik zur Bestimmung der Gegenspannung für rotes Licht $\lambda = 640 \text{ nm}$.

Tabelle 2: Die Messdaten von gelbes Licht $\lambda = 579,1 \text{ nm}$

U/V	I/nA	$\sqrt{I}/\sqrt{\text{nA}}$	U/V	I/A	$\sqrt{I}/\sqrt{\text{nA}}$
-19,14	-0,020		0,3	0,056	0,237
-12,00	-0,020		0,4	0,072	0,268
-10,00	-0,020		0,5	0,086	0,293
-8,00	-0,020		0,6	0,100	0,316
-6,00	-0,020		0,7	0,110	0,332
-4,00	-0,020		0,8	0,125	0,354
-3,00	-0,020		0,9	0,135	0,367
-2,00	-0,020		1	0,150	0,387
-1,00	0,000	0,000	1,1	0,160	0,400
-0,90	0,000	0,000	2	0,220	0,469
-0,80	0,000	0,000	3	0,275	0,524
-0,70	0,000	0,000	4	0,320	0,566
-0,66	0,000	0,000	5	0,340	0,583
-0,5	0	0,000	7	0,4	0,632
-0,4	0,002	0,045	9	0,42	0,648
-0,3	0,002	0,045	11	0,44	0,663
-0,2	0,004	0,063	15	0,48	0,693
-0,1	0,012	0,110	17	0,48	0,693
0,02	0,02	0,141	17,5	0,5	0,707
0,1	0,03	0,173	19	0,5	0,707
0,2	0,042	0,205			

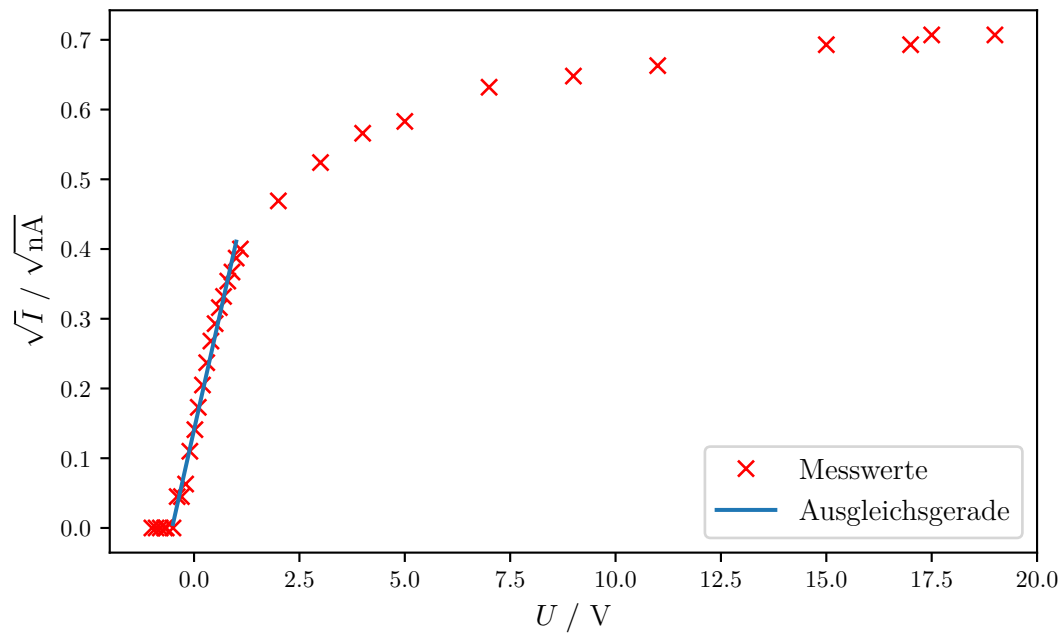


Abbildung 7: Grafik zur Bestimmung der Gegenspannung für gelbes Licht $\lambda = 579,1 \text{ nm}$.

Tabelle 3: Die Messdaten von grünes Licht $\lambda = 579,1 \text{ nm}$

U/V	I/nA	$\sqrt{I}/\sqrt{\text{nA}}$	U/V	I/A	$\sqrt{I}/\sqrt{\text{nA}}$
-0,60	0,000	0,000	-0,05	0,165	0,406
-0,50	0,002	0,045	0,00	0,200	0,447
-0,45	0,004	0,063	0,10	0,275	0,524
-0,40	0,008	0,089	0,20	0,340	0,583
-0,35	0,014	0,118	0,30	0,420	0,648
-0,30	0,026	0,161	0,40	0,480	0,693
-0,25	0,044	0,210	0,50	0,540	0,735
-0,20	0,066	0,257	0,75	0,660	0,812
-0,15	0,086	0,293	1,00	0,780	0,883
-0,10	0,130	0,361			

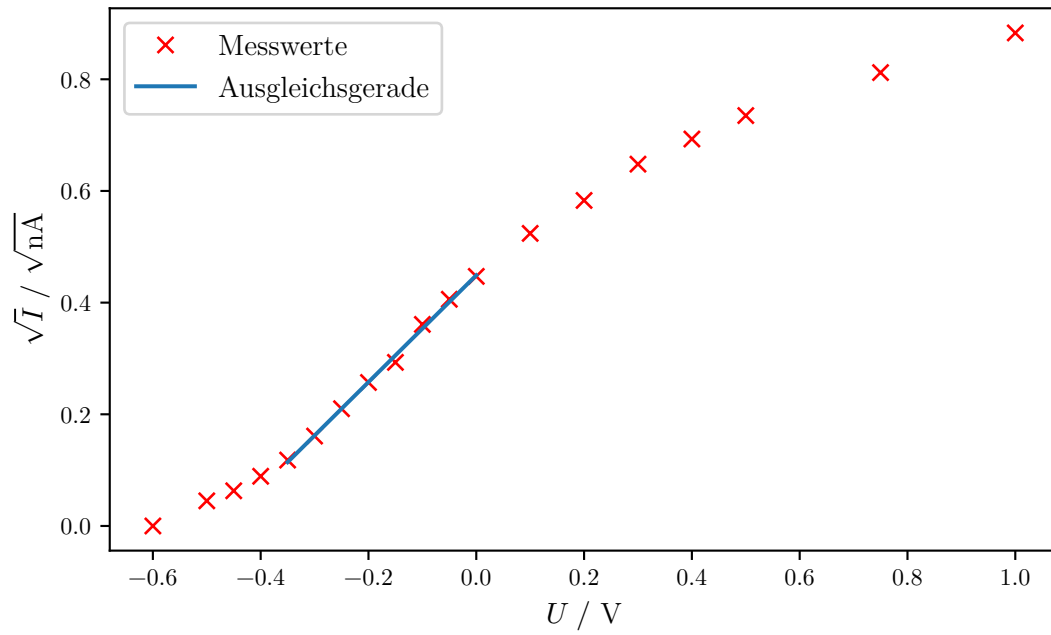


Abbildung 8: Grafik zur Bestimmung der Gegenspannung für grünes Licht $\lambda = 546 \text{ nm}$.

Tabelle 4: Die Messdaten von blaugrünes Licht $\lambda = 491,6 \text{ nm}$

U/V	I/nA	$\sqrt{I}/\sqrt{\text{nA}}$	U/V	I/A	$\sqrt{I}/\sqrt{\text{nA}}$
-1,06	0,000	0,000	-0,20	0,008	0,089
-1,00	0,000	0,000	-0,15	0,008	0,089
-0,95	0,000	0,000	-0,10	0,010	0,100
-0,90	0,000	0,000	-0,05	0,011	0,105
-0,85	0,000	0,000	0,00	0,012	0,110
-0,70	0,001	0,032	0,10	0,014	0,118
-0,65	0,001	0,032	0,20	0,016	0,126
-0,60	0,002	0,045	0,30	0,020	0,141
-0,55	0,002	0,045	0,40	0,022	0,148
-0,50	0,002	0,045	0,50	0,024	0,155
-0,45	0,003	0,055	0,60	0,026	0,161
-0,40	0,004	0,063	0,70	0,028	0,167
-0,35	0,004	0,063	0,80	0,032	0,179
-0,30	0,005	0,071	0,90	0,034	0,184
-0,25	0,006	0,077	1,00	0,036	0,190

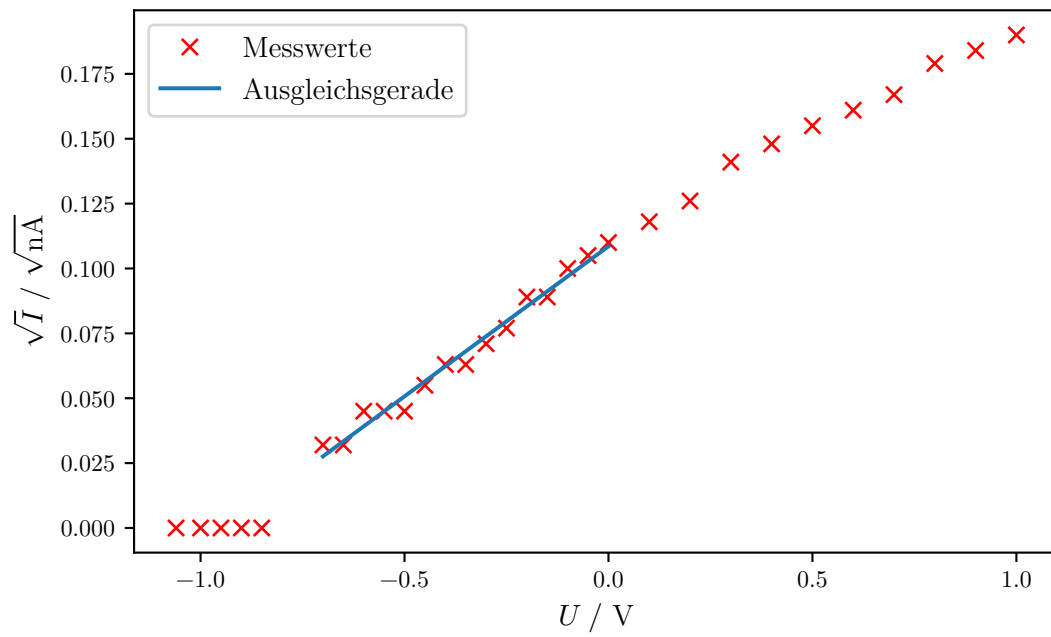


Abbildung 9: Grafik zur Bestimmung der Gegenspannung für blaugrünes Licht $\lambda = 491,6 \text{ nm}$.

Tabelle 5: Die Messdaten von violetes Licht $\lambda = 435,8 \text{ nm}$

U/V	I/nA	$\sqrt{I}/\sqrt{\text{nA}}$	U/V	I/A	$\sqrt{I}/\sqrt{\text{nA}}$
-1,12	0,000	0,000	-0,50	0,190	0,436
-1,11	0,001	0,032	-0,40	0,265	0,515
-1,10	0,002	0,045	-0,30	0,340	0,583
-1,08	0,003	0,055	-0,20	0,440	0,663
-1,05	0,004	0,063	-0,10	0,520	0,721
-1,00	0,008	0,089	0,00	0,620	0,787
-0,95	0,014	0,118	0,10	0,720	0,849
-0,90	0,022	0,148	0,20	0,820	0,906
-0,85	0,030	0,173	0,30	0,920	0,959
-0,80	0,042	0,205	0,40	1,000	1,000
-0,75	0,056	0,237	0,60	1,200	1,095
-0,70	0,076	0,276	0,80	1,400	1,183
-0,60	0,125	0,354	1,00	1,550	1,245

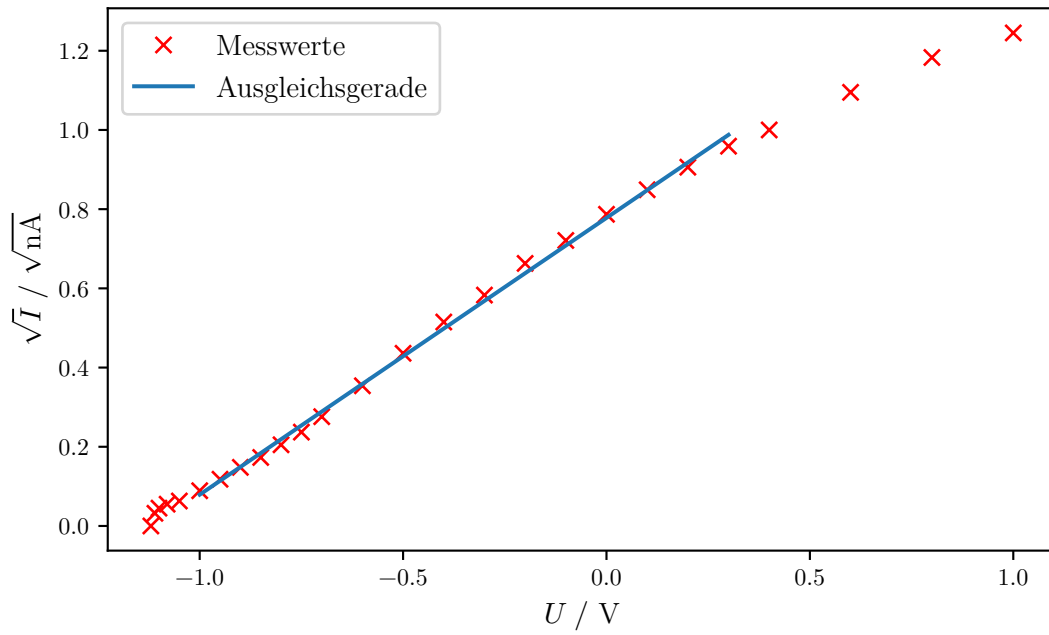


Abbildung 10: Grafik zur Bestimmung der Gegenspannung für violetes Licht $\lambda = 435,8 \text{ nm}$.

Die Parameter der Ausgleichungsgeraden und der Wert von der Gegenspannung sind in Tabelle 6 aufgelistet.

Tabelle 6: Die Gegenspannungen verschiedener monochromatischen Lichtern.

λ/nm	$a/\frac{\sqrt{\text{nA}}}{\text{V}}$	$b/\sqrt{\text{nA}}$	U_g/V
640	$0,320 \pm 0,007$	$0,074 \pm 0,001$	$-0,231 \pm 0,006$
579,1	$0,270 \pm 0,008$	$0,141 \pm 0,004$	$-0,522 \pm 0,021$
546	$0,956 \pm 0,020$	$0,449 \pm 0,004$	$-0,470 \pm 0,011$
491,6	$0,116 \pm 0,004$	$0,109 \pm 0,002$	$-0,940 \pm 0,037$
435,8	$0,699 \pm 0,004$	$0,778 \pm 0,002$	$-1,113 \pm 0,007$

4.2 Bestimmung des Verhältnisses h/e_0 und der Austrittsarbeit A_k

Aus der Gleichung (5) folgt die Zusammenhang

$$U_g = -\frac{h}{e_0} \cdot \nu - \frac{A_k}{e_0}. \quad (9)$$

Dabei wird die Lichtfrequenz durch Gleichung (2) bestimmt. Die berechneten Werten zur Bestimmung des Verhältnisses h/e_0 und der Austrittsarbeit A_k sind in Tabelle 7 aufgelistet.

Tabelle 7: Die Messdaten zur Bestimmung des Verhältnisses h/e_0 und der Austrittsarbeit A_k .

λ/nm	$\nu/10^{14} \text{ Hz}$	U_g/V
640	4,688	$-0,231 \pm 0,006$
579,1	5,180	$-0,522 \pm 0,021$
546	5,495	$-0,470 \pm 0,011$
491,6	6,103	$-0,940 \pm 0,037$
435,8	6,884	$-1,113 \pm 0,007$

Die Lichtfrequenz wird gegen die jeweilige Gegenspannung aufgetragen (siehe Grafik 11).

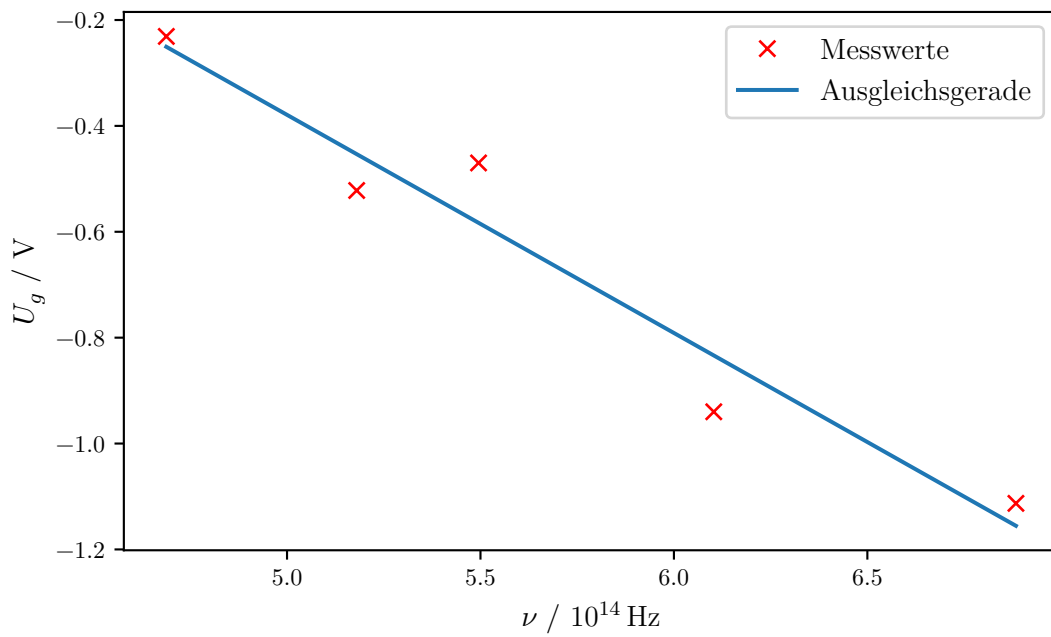


Abbildung 11: Grafik zur Bestimmung des Verhältnisses h/e_0 und der Austrittsarbeit A_k .

Die Ausgleichsgerade besitzt die Form:

$$U_g = a \cdot \nu + b \quad (10)$$

mit

$$a = -\frac{h}{e_0},$$

$$b = -\frac{A_k}{e_0}.$$

Die Parameter ergeben sich zu

$$a = (-0,412 \pm 0,060) \cdot 10^{-14} \frac{\text{Js}}{\text{C}}$$

$$b = (-1,681 \pm 0,342) \text{ V}.$$

Somit sind

$$\frac{h}{e_0} = (0,412 \pm 0,060) \cdot 10^{-14} \frac{\text{Js}}{\text{C}}$$

$$A_k = (1,681 \pm 0,342) \text{ eV}.$$

Das Verhältnis h/e_0 lässt sich theoretisch auch über eine Division des Plank'schen Wirkungsquantums [2] durch die Elementarladung [3] bestimmen, daraus folgt:

$$\frac{6,62607015 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{1,6021765 \cdot 10^{-19} \text{ C}} = 4,136 \cdot 10^{-15} \frac{\text{Js}}{\text{C}}.$$

Das Verhältnis h/e_0 werden mit dem theoretischen Wert verglichen, somit ergeben sich nach

$$\text{Abweichung} = \left| \frac{\text{Berechnete Werte} - \text{Literaturwerte}}{\text{Literaturwerte}} \right| \cdot 100\%$$

die Abweichungen von 0,387 %, diese mag an der geringen Anzahl von Messwerten im linearen Bereich liegen. Bedingt durch die Fermi-Verteilung wird zwar eine etwas höhere Gegenspannung gemessen, dies bewirkt allerdings lediglich eine Verschiebung der Geraden, ihre Steigung und somit das Verhältnis sind hiervon natürlich nicht beeinflusst.

Bedingt durch diesen Effekt verschiebt sich allerdings die Austrittsarbeit ein wenig, doch ist dieser Effekt so klein, dass er vernachlässigt werden kann gegen den Fehler der Austrittsarbeit. Hier lässt sich hier kein theoriwert für die Austrittsarbeit bestimmen, da nicht bekannt ist, aus welchem Material die Kathode ist.

4.3 Deutung der Kurve

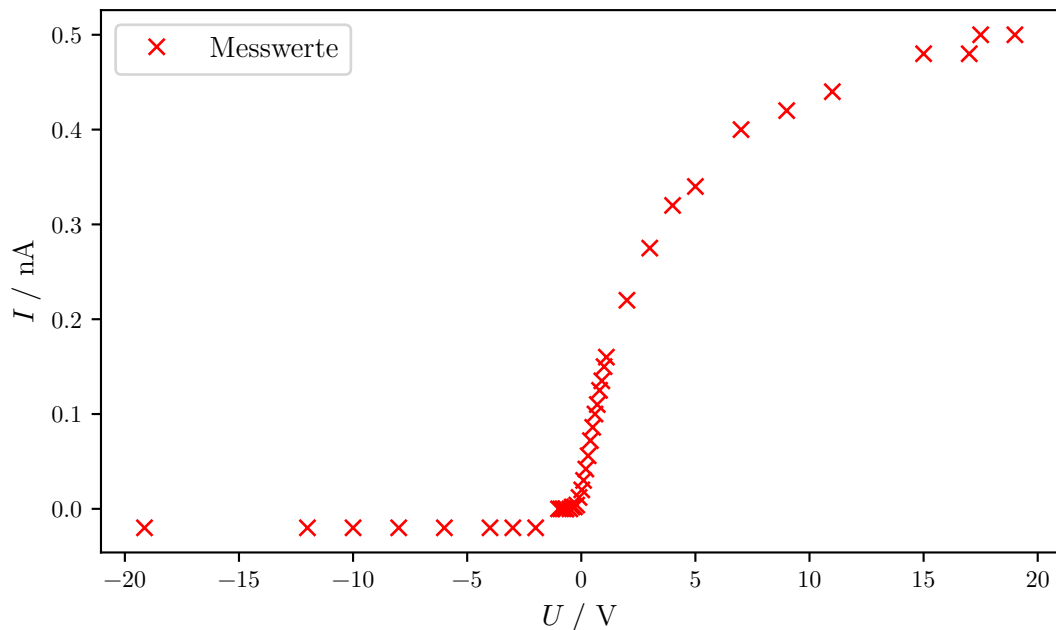


Abbildung 12: Strom I gegen Spannung U für $\lambda = 579,1 \text{ nm}$.

Der in Abbildung 12 dargestellten Kurvenverlauf wird mit folgenden betrachtet.

Die Kurve erreicht bei hohen beschleunigende Spannungen einen Sättigungswert i.h.v. $0,5 \text{ V}$, die bedingt dadurch ist, dass nur eine endliche Anzahl von Elektronen auf der Kathode vorhanden ist. Der Photostrom ist proportional zur Lichtintensität und nicht zur Spannung, und kann somit selbst bei sehr hohen Spannungen einen Grenzwert nicht überschreiten. Die Sättigung ist erreicht, wenn alle Elektronen der Kathode die Anode erreichen können. Dieser Sättigungswert wird allerdings nur asymptotisch erreicht, da auch wenn die Elektronen sich geradlinig bewegen, sie einer gewissen Streuung unterliegen. Dadurch erreichen nicht alle die gegenüberliegende Anode. Zur verbesserung dieses Aufbaus, müsste die Lichtquelle ins Innere einer geschlossenen, kugelförmigen Anode gebracht werden und dort die ebenfalls im Innern befindliche Kathode bestrahlen. Somit würden zwangsläufig alle Elektronen auch die Anode erreichen können, unabhängig von ihrer Streuung.

Weiter beginnt der Photostrom schon vor dem Erreichen der Gegenspannung zu sinken. Dies wird mittels der Fermi-Dirac-Statistik erklärt, da nicht alle Elektronen die das Licht auslöst, die gleiche Energie haben.

Dem Photostrom entgegengerichtet tritt, wie festgestellt wurde ein weiterer Strom auf, da sich auch an der Anode ein lichtelektrischer Effekt ereignet. Bedingt durch die deutlich kleinere Oberfläche der Anode fällt allerdings dieser Strom viel geringer aus. Theoretisch müsste gelten, dass die Austrittsarbeit der Anode einen deutlich größeren

Betrag besitzen müsste als die der Kathode, da sie zweckmäßig aus einem Material mit größerer Bindungsenergie gefertigt ist. Allerdings besteht die Kathode aus einem Material, das bereits bei $T = 20^\circ\text{C}$ merklich verdampfen kann. Bedingt durch das Vakuum können sich nun diese verdampften Teilchen an der Anode ablagern und bilden so eine neue Oberfläche mit geringerer Austrittsarbeit, die wahrscheinlich mit der Zeit sich dem Wert der Kathode nähert. Schon jetzt ist eine große Nähe beider Werte der Grenzspannung leicht zu sehen, auf grund des zu geringen Auflösungsvermögens des Amperemeters lässt sich allerdings in diesem Bereich nichts näheres darüber feststellen. Die relativ keinen Sättigungsbeträge lassen sich erklären durch die relative größe der Kathode zur Anode, wodurch der negative Photostrom schon bei kleinen Lichtintensitäten die Kathode erreichen können, ohne eine große Spannung zu benötigen.

Literatur

- [1] *Der Photoeffekt*. Eingesehen am 07.07.2020. URL: https://moodle.tu-dortmund.de/pluginfile.php/1138338/mod_resource/content/2/V500.pdf.
- [2] *Plancksches Wirkungsquantum*. Eingesehen am 17.07.2020. URL: <https://studyflix.de/chemie/plancksches-wirkungsquantum-1818>.
- [3] *Elementarladung*. Eingesehen am 17.07.2020. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Elementarladung.html>.