

Anfängerpraktikum V500

## Der Photo-Effekt

Helena Nawrath  
helena.nawrath@tu-dortmund.de

Carl Arne Thomann  
arnethomann@me.com

Durchführung: 21. April 2015

Abgabe: 28. April 2015

TU Dortmund – Fakultät Physik

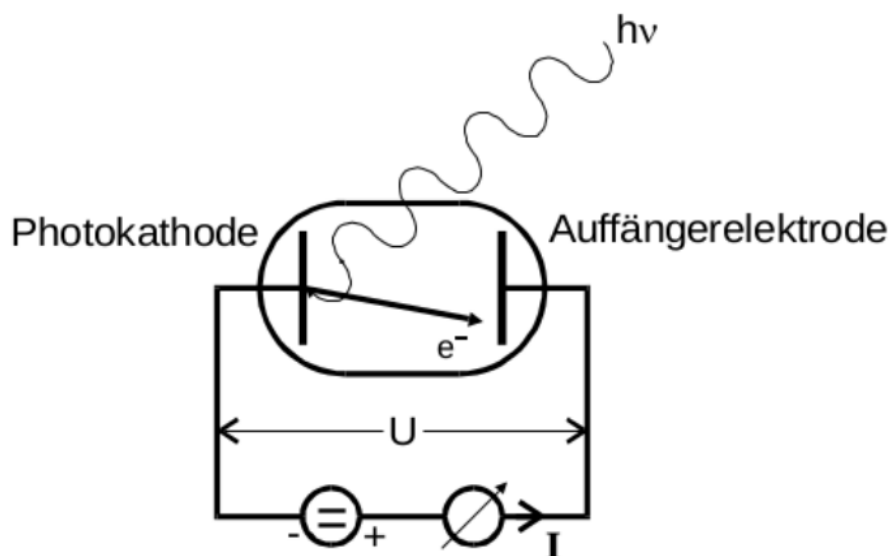
## Ziel

In diesem Versuch soll mit Hilfe des Photoeffekts die maximale kinetische Energie der Elektronen in Abhängigkeit der Lichtfrequenz untersucht werden. Dabei gilt es, wichtige Größen wie die Austrittsarbeit  $W_K$ , sowie den Quotienten  $h/e_0$  mit der Elementarladung  $e_0$  zu bestimmen. Realisiert wird dies, in dem die Abhängigkeit des auftretenden Photostroms  $I$  von der verwendeten Gegenspannung  $U_G$  gemessen wird.

## 1 Theorie

Im Laufe der Jahrhunderte entwickelte sich die Vorstellung des Lichtes und dazugehörige Theorien basierend auf durchgeführten Versuchen. Beispielsweise ließen sich mit der Wellentheorie des Lichtes auftretende Interferenz- und Beugungserscheinungen erklären. Schwachstellen dieser Theorie wurden durch die Entdeckung des Photoeffekts aufgezeigt, dessen Aufbau in Abbildung 1 schematisch dargestellt ist.

Betrachtet werden zwei sich im Vakuum befindliche Elektroden. Die Oberfläche der Photokathode ist mit einer Metallegierung bedampft. Die Anode besitzt relativ zur Kathode ein positives Potential. Wird die Kathode mit Licht der Frequenz  $\nu$  bestrahlt lässt sich über ein angeschlossenes Amperemeter ein geringer Strom  $I$  messen. Dieser sogenannte Photostrom wird durch Elektronen hervorgerufen. Diese werden durch das Licht aus der Photokathode herausgelöst und von der Anode aufgenommen.



**Abbildung 1:** Schematischer Aufbau der Apparatur zur Untersuchung der Photoeffekts. [1]

Die wichtigen experimentellen Ergebnisse lassen sich in drei Punkten zusammenfassen.

- Die kinetische Energie  $E_{\text{kin}}$  der Elektronen, welche die Anode erreichen, ist unabhängig von der Lichtintensität, hängt aber stark von der Lichtfrequenz ab.
- Die Anzahl der herausgelösten Elektronen ist proportional zur Lichtintensität.
- Unterhalb einer kathodenmaterialabhängigen Grenzfrequenz  $\nu_{\text{Grenz}}$  werden keine Elektronen aus der Photokathode herausgeschlagen.

Die Entdeckung des Photoeffekts ließ sich damals jedoch nicht mit der bereits vorhandenen Theorie vereinbaren. Grund dafür war die Annahme, dass die Energie der Strahlung gleichmäßig über die Wellenfläche verteilt ist. Die daraufhin erdachte Korpuskulartheorie des Lichtes liefert einen Ansatz, der bis heute eine Erklärung des Effekts darstellt. Korpuskular- und Wellenmodell werden verbunden durch die Quantenelektrodynamik, welche beide Theorien als Grenzfälle mit einschließt. Die Korpuskulartheorie postuliert, dass die Energie des Lichtes quantisiert ist und durch Photonen – nahezu masselose Teilchen – transportiert wird. Nach EINSTEIN, der 1905 die Erklärung des Photoeffekts aufstellte, sind diese Photonen gleich dem PLANCKschen Wirkungsquantum  $h$ . Mit dieser Annahme lassen sich die vorherig genannten Resultate erklären.

- Die Photonen bewegen sich mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und tragen die Energie  $E = h\nu$ .
- Jedes auf die Kathode treffende Photon kann höchstens ein Elektron aus der Oberfläche herauslösen. Je größer die Intensität, d.h. die Anzahl der Photonen ist, desto mehr Elektronen werden herausgelöst.
- Trifft ein Photon bestimmter Energie auf die Kathode, teilt sich die Energie auf in die Austrittsarbeit  $W_K$  und die kinetische Energie  $E_{\text{kin}}$  der Elektronen.  $W_K$  muss von den Elektronen geleistet werden, um das Kathodenmaterial überhaupt verlassen zu können. Ist die Energie des Photons aufgrund einer niedrigen Frequenz zu gering, um den Elektronen das Verlassen der Anode zu ermöglichen, treffen keine Elektronen auf die Anode. Dies hat zur Folge, dass für den Photostrom  $I = 0$  A gilt.

Die kinetische Energie  $E_{\text{kin}}$  der schnellsten Elektronen wird über die Gegenfeldmethode bestimmt. Dazu wird die Gegenspannung  $U_G$  so lange variiert, bis der gemessene Photostrom  $I$  gegen Null geht. Spätestens, wenn die Beziehung

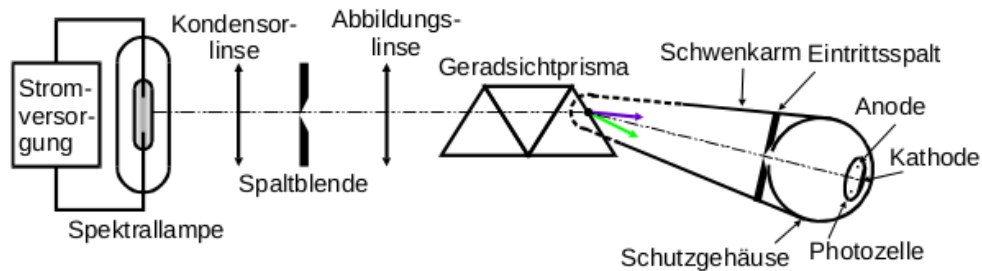
$$e_0 U_G = \frac{1}{2} m v_{\text{max}}^2 \quad (1)$$

erfüllt ist, verschwindet der Stromfluss. Die Energie der Elektronen setzt sich zusammen aus

$$h\nu = e_0 U_G + W_K. \quad (2)$$

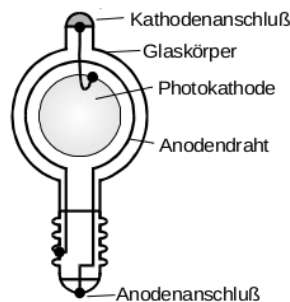
In der Realität tritt jedoch kein unvermittelter Stromabfall bei  $U = U_G$  auf. Schon für  $U < U_G$  fällt der Strom ab. Grund dafür ist, dass die sich in der Metalloberfläche befindlichen Elektronen nicht die gleiche Energie besitzen. Laut der FERMI-DIRAC-Statistik erstreckt sich die Energie der Leitungs- und Valenzelektronen in Feststoffen von Null bis zur FERMI-Energie  $\zeta$ , die durchaus in der Größenordnung einiger  $eV$  liegen kann. Bei höheren Temperaturen gilt sogar  $E_e > \zeta$ .

## 2 Durchführung



**Abbildung 2:** Anordnung der optischen Elemente zur Untersuchung des Photoeffekts. [1]

In Abbildung 2 ist der gesamte Versuchsaufbau dargestellt. Es werden optische Elemente genutzt, um die Intensität des auf die Photozelle fallenden Lichtes zu maximieren. Durch geringe Variation der verschiedenen Abstände kann die Anordnung so verändert werden, dass dies gut gelingt. Verwendet wird eine Hg-Spektrallampe. Ihr Licht wird durch eine Kondensorlinse gebündelt und auf einen schmalen Spalt geworfen. Bestenfalls befindet sich dieser im Brennpunkt des durch die Linse gebeugten Lichts. Anschließend passiert das Licht Abbildungslinse und Geradsichtprisma. Das Prisma bricht das Licht in einzelne Spektrallinien auf. Auf einem Schwenkarm sitzt die Photozelle, deren Aufbau in Abbildung 3 zu sehen ist.

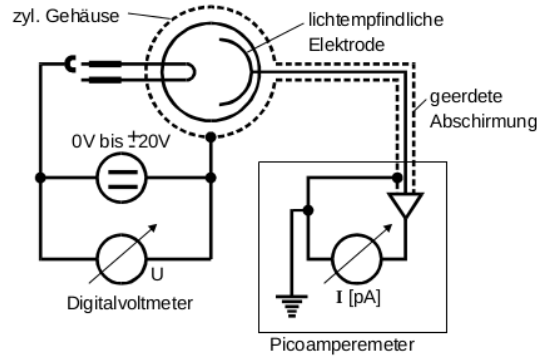


**Abbildung 3:** Aufbau der verwendeten Photodiode. [1]

Innerhalb der Photozelle befindet sich in einem evakuierten Glasgefäß die im Versuch mit

Licht bestrahlte Photokathode. In wenigen Millimetern Abstand parallel zur Kathode verweilt die Anode, realisiert durch einen Drahring, welcher die Kathode umgibt.

An den Elektroden vorliegende Spannungen  $U$  werden in beschleunigende Spannungen  $U_B$  und Gegenspannungen  $U_G$  unterteilt. Der Photostrom  $I$  wird über ein empfindliches Picoamperemeter gemessen; die Spannung  $U_G$  kann über ein Digitalvoltmeter variiert werden. Das Schaltbild entspricht Abbildung 4.



**Abbildung 4:** Schaltskizze der Messeinrichtung und Anschluss an die Photodiode. [1]

Es werden für fünf verschiedene Spektrallinien mindestens 15 Wertepaare ( $U_G$ ,  $I$ ) aufgenommen, indem die Gegenspannung in regelmäßigen Abständen vergrößert und  $I$  abgelesen wird. Vor dem eigentlichen Messbeginn wird bei ausgeschalteter Gegenspannung die Photozelle so ausgerichtet, dass die Intensität des Lichts der gewählten Spektrallinie möglichst groß ist. Danach wird  $U_G$  grob so bestimmt, dass  $I = 0$  V gilt. Alsdann kann mit der eigentlichen Messung begonnen werden. In einer weiteren Messung wird für die gelbe Spektrallinie der Photostrom über einen Bereich von  $-19 \text{ V} \leq U_G \leq 19 \text{ V}$  ausgemessen.

### 3 Auswertung

#### 3.1 Bestimmung des Planckschen Wirkungsquantums $h$

Die Messwerte sind in Tabelle 2 aufgetragen. In Abbildungen 6 bis 10 sind die gemessenen Gegenspannungen  $U_G$  gegen die Wurzel des Photostroms  $I$  aufgetragen. Die Parameter für die Ausgleichsgeraden werden nach den Formeln (3) bestimmt.

$$\Delta = N \sum x^2 - \left( \sum x \right)^2, \quad (3a)$$

$$a_{\text{Reg}} = \frac{N \sum x \cdot y - \sum x \cdot \sum y}{\Delta}, \quad (3b)$$

$$b_{\text{Reg}} = \frac{\sum x^2 \cdot \sum y - \sum x \cdot \sum x \cdot y}{\Delta}, \quad (3c)$$

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{\sum (y - a_{\text{Reg}} \cdot x - b_{\text{Reg}})^2}{N - 2}}, \quad (3d)$$

$$\sigma_a = \sigma_y \sqrt{\frac{N}{\Delta}}, \quad (3e)$$

$$\sigma_b = \sigma_y \sqrt{\frac{\sum x^2}{\Delta}} \quad (3f)$$

Es ergeben sich die Fitparameter in Tabelle 1.

Farbe	Lichtspektrallinie Wellenlänge $\lambda$ / nm	Fitparameter	
		Steigung $a$ / V/(pA) <sup>1/2</sup>	Abschnitt $b$ / V
rot	640	−0,25	0,77
gelb	578	−0,04	0,34
grün	546	−0,03	0,44
violett	435,8	−0,04	0,91
ultraviolett	366	−0,08	1,47

**Tabelle 1:** Fitparameter der Abbildungen 6 bis 10

Weiter werden die y-Achsenabschnitte  $b$  der Fits gegen die Lichtfrequenz  $\nu$  in Abbildung 5 aufgetragen. Für die Umrechnung von Wellenlänge  $\lambda$  und  $\nu$  gilt

$$c_0 = \lambda \cdot \nu. \quad (4)$$

Nach der EINSTEINSchen Formel (2) werden mithilfe der Linearisierung

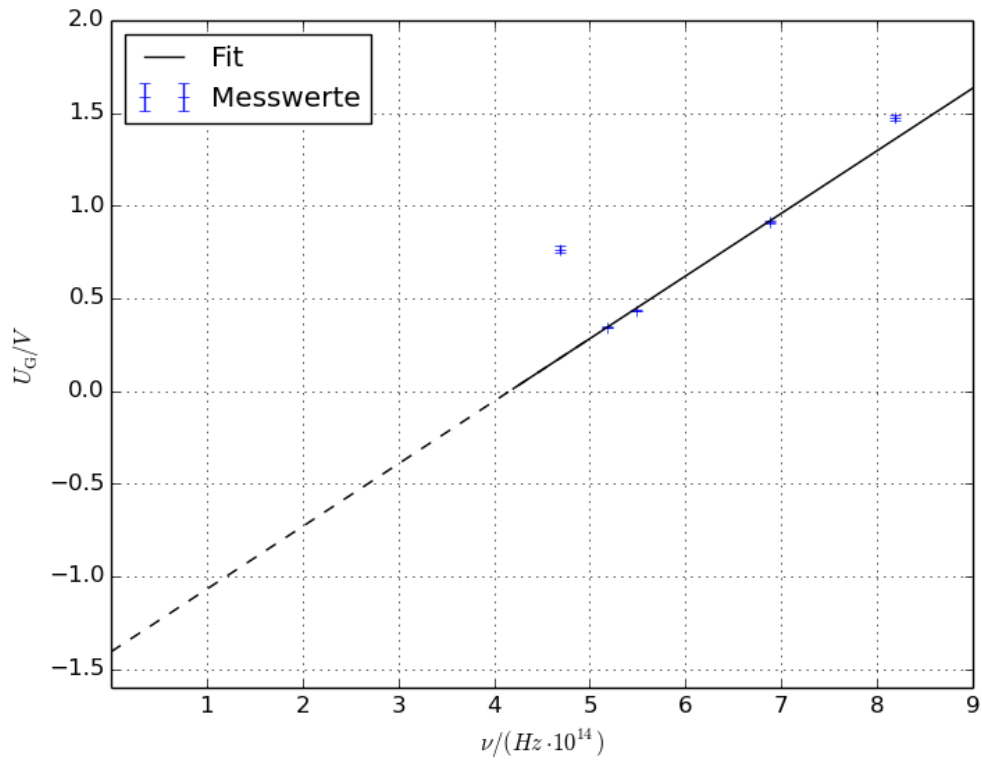
$$\underbrace{U}_{y_{\text{Reg}}} = \underbrace{\frac{h}{e}}_{a_{\text{Reg}}} \cdot \underbrace{\nu}_{x_{\text{Reg}}} - \underbrace{\frac{W_K}{e}}_{b_{\text{Reg}}} \quad (5)$$

(6)

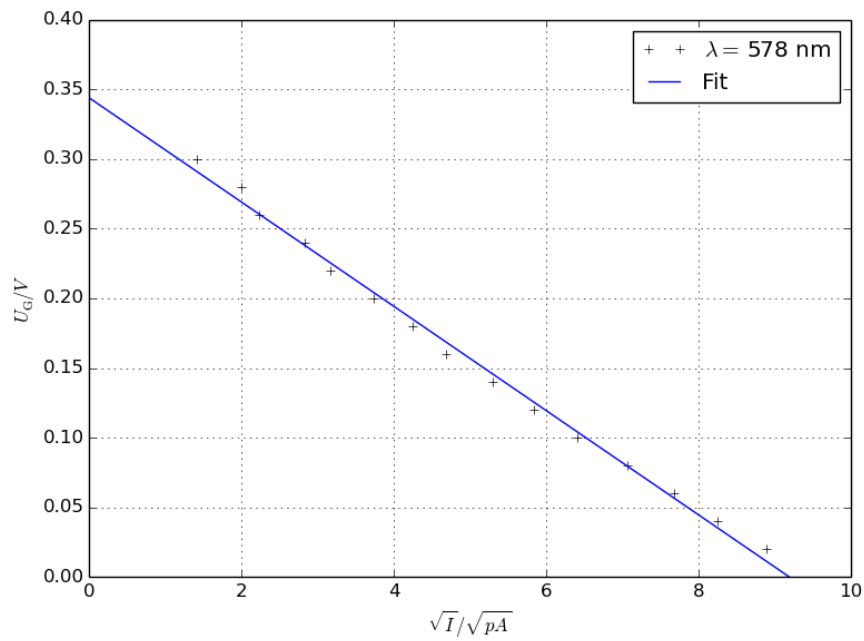
aus den Fitparametern das Plancksche Wirkungsquantum  $h$  und die Austrittsarbeit  $W_K$  bestimmt.

Es folgt

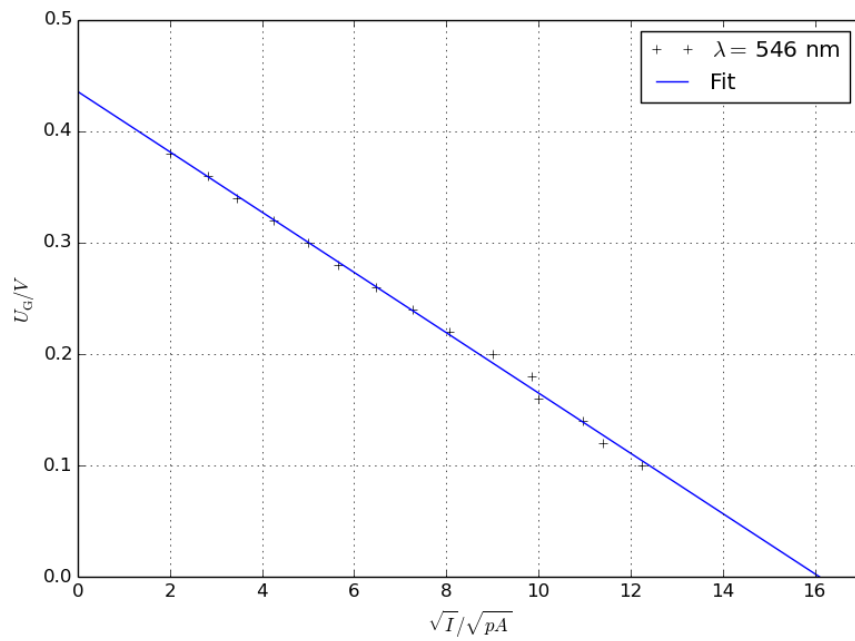
$$\frac{h}{e} = (3,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-15} \text{ Wb} \quad \text{und} \quad \frac{W_K}{e} = (-1,4 \pm 0,4) \text{ V}. \quad (7)$$



**Abbildung 5:** Maximale Gegenspannung gegen die Lichtfrequenz. [2]

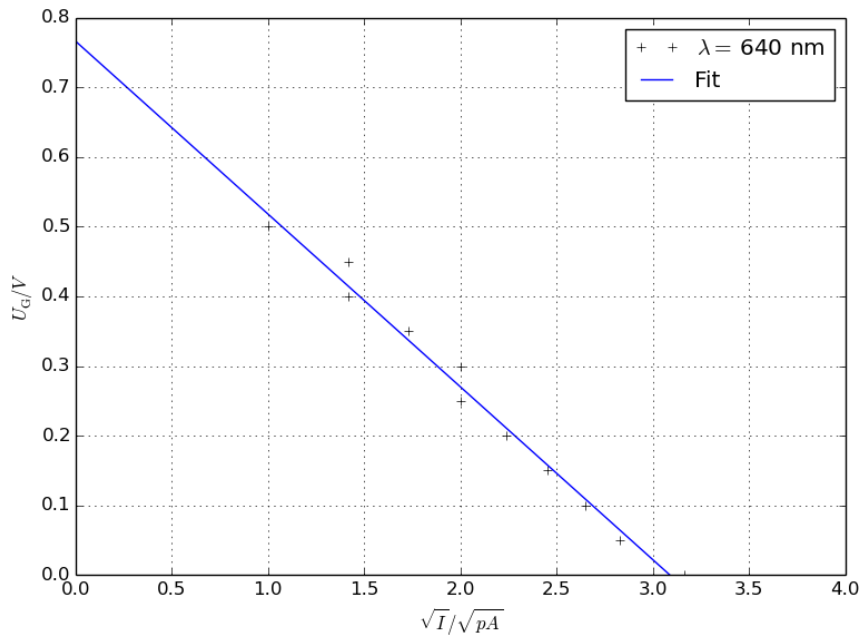


**Abbildung 6:** Gemessene Photostromstärken in Abhängigkeit von den Gegenspannungen, Messung bei gelber Spektrallinie.[2]

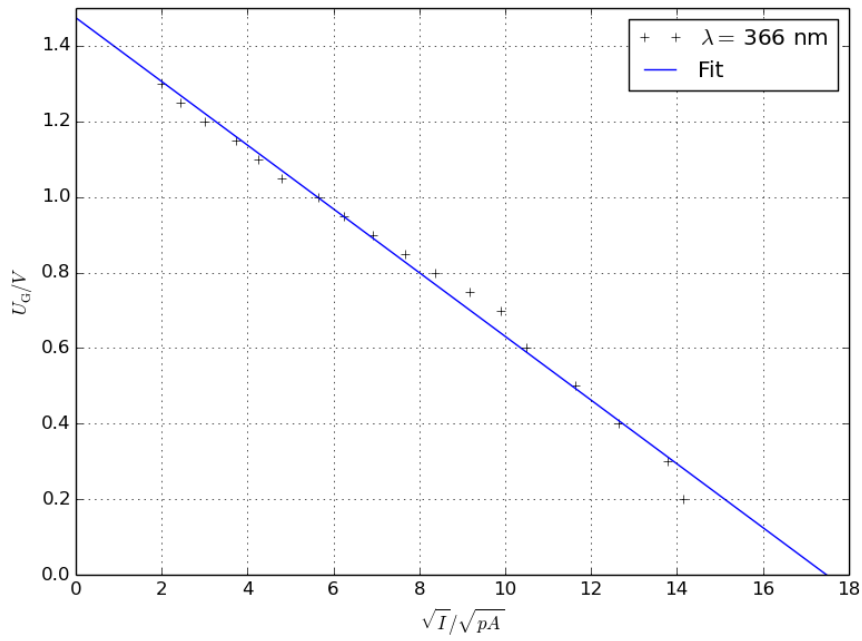


**Abbildung 7:** Gemessene Photostromstärken in Abhängigkeit von den Gegenspannungen, Messung bei grüner Spektrallinie.[2]

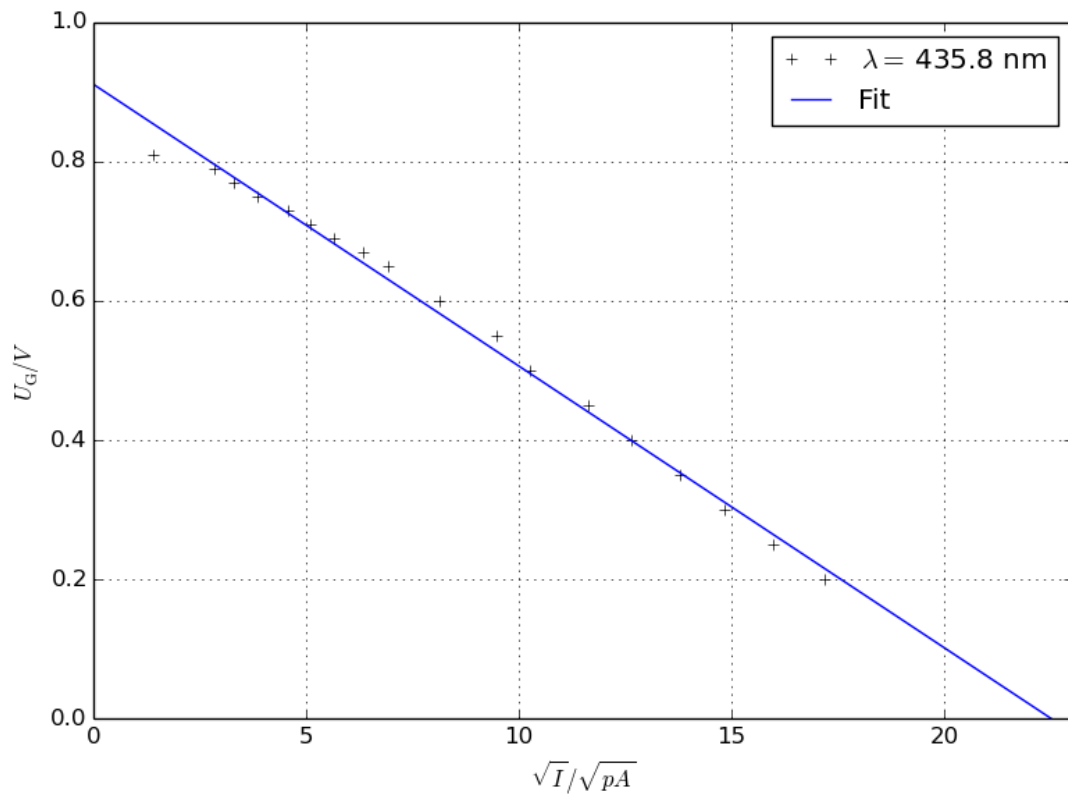




**Abbildung 8:** Gemessene Photostromstärken in Abhängigkeit von den Gegenspannungen, Messung bei roter Spektrallinie.[2]



**Abbildung 9:** Gemessene Photostromstärken in Abhängigkeit von den Gegenspannungen, Messung bei UV-Spektrallinie.[2]

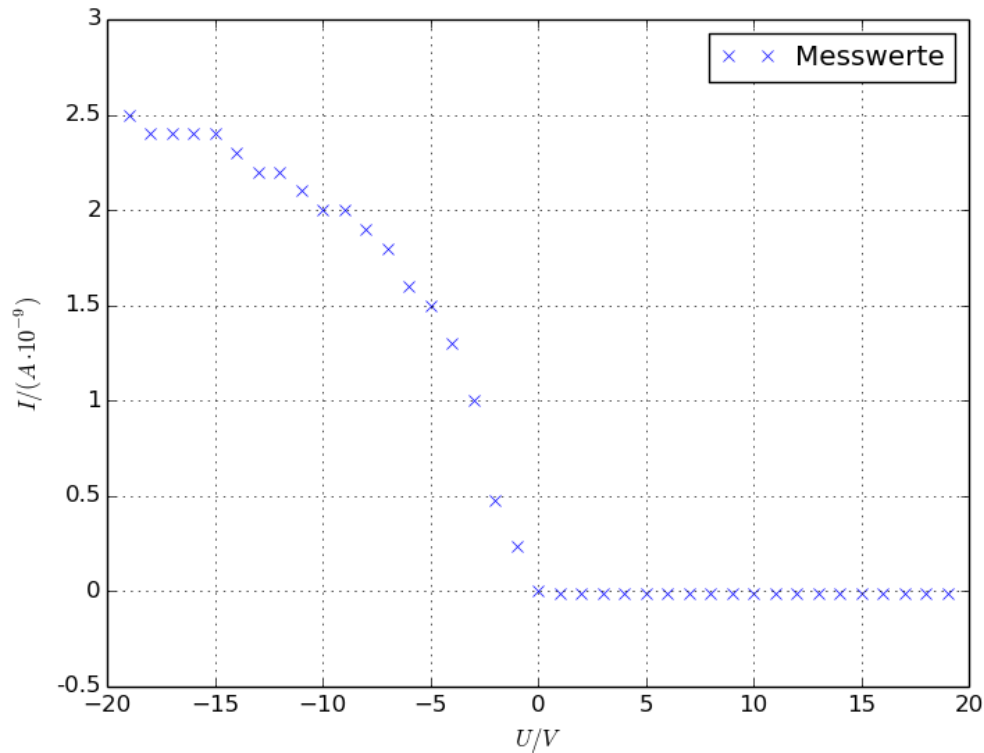


**Abbildung 10:** Gemessene Photostromstärken in Abhängigkeit von den Gegenspannungen, Messung bei violetter Spektrallinie.[2]

UV-Spektrallinie $\lambda = 266,3 \text{ nm}$		Violette Spektrallinie $\lambda = 435,8 \text{ nm}$		Grüne Spektrallinie $\lambda = 546 \text{ nm}$		Gelbe Spektrallinie $\lambda = 578 \text{ nm}$		Rote Spektrallinie $\lambda = 640 \text{ nm}$	
$U_G / \text{V}$	$I / \text{pA}$	$U_G / \text{V}$	$I / \text{pA}$	$U_G / \text{V}$	$I / \text{pA}$	$U_G / \text{V}$	$I / \text{pA}$	$U_G / \text{V}$	$I / \text{pA}$
0,20	200	0,20	295	0,10	150	0,02	79	0,00	10
0,30	190	0,25	255	0,12	130	0,04	68	0,05	8
0,40	160	0,30	220	0,14	120	0,06	59	0,10	7
0,50	135	0,35	190	0,16	100	0,08	50	0,15	6
0,60	110	0,40	160	0,18	97	0,10	41	0,20	5
0,70	98	0,45	135	0,20	81	0,12	34	0,25	4
0,75	84	0,50	105	0,22	65	0,14	28	0,30	4
0,80	70	0,55	90	0,24	53	0,16	22	0,35	3
0,85	59	0,60	66	0,26	42	0,18	18	0,40	2
0,90	48	0,65	48	0,28	32	0,20	14	0,45	2
0,95	39	0,67	40	0,30	25	0,22	10	0,50	1
1,00	32	0,69	32	0,32	18	0,24	8	0,506	0
1,05	23	0,71	26	0,34	12	0,26	5		
1,10	18	0,73	21	0,36	8	0,28	4		
1,15	14	0,75	15	0,38	4	0,30	2		
1,20	9	0,77	11	0,397	0	0,32	0		
1,25	6	0,79	8						
1,30	4	0,81	2						
1,345	0	0,83	0						

**Tabelle 2:** Die gemessenen Gegenspannungen  $U_G$  und Photoströme  $I$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  des Lichtes.

### 3.2 Messung des Photostromes $I$ bei hohen Spannungen $U$



**Abbildung 11:** Gemessener Photostrom in Abhängigkeit von der angelegten Spannung.[2]

Wird keine Gegenspannung  $U_G$  angelegt, so beträgt der Photostrom  $I = 80 \text{ pA}$ . In der vorhergegangenen Messung wurde festgestellt, dass eine bremsende Spannung  $U_G$  von etwa  $0,34 \text{ V}$  ausreichend ist, um den Photostrom  $I$  vollständig zu unterdrücken. Wird die Gegenspannung  $U_G$  weit über diese Grenze angelegt, so stellt sich ein geringer, negativer Photostrom  $I$  ein. Dieser nimmt bereits für geringe Spannungen  $U_G$  den Grenzwert  $I = -0,01 \text{ nA}$  an und reagiert nicht auf weitere Erhöhung der Spannung  $U_G$ .

Wird eine negative Spannung  $U_B$  angelegt, sodass die Photokathode negativ und die Anode positiv geladen ist, werden Photoelektronen beschleunigt. Wird diese beschleunigende Spannung  $U$  erhöht, so wächst der Photostrom  $I$  an. Das Wachstum des Stromes  $I$  ist für Spannungen  $U$  bis etwa  $5 \text{ V}$  linear und geht für höhere Spannungen gegen einen Grenzwert von etwa  $2,5 \text{ nA}$ .

## 4 Diskussion

### 4.1 Fehleranalyse

Als optisches Experiment wird dunkle Umgebung gefordert. Weiter sind wegen der geringen auftretenden Stromstärken  $I$  empfindliche Messgeräte erforderlich, deren Kabel von Störfeldern befreit sein müssen.

Da ein Experimentieren unter Ausschluss sämtlicher Fremdlichtquellen nicht möglich ist, konnte der dadurch entstandene Fehler gering gehalten werden, indem Fremdlicht konstant gehalten wird. Der Einfluss von Störfeldern wurden durch die Wahl von Koaxialkabeln verringert.

### 4.2 Bestimmung des Planckschen Wirkungsquantums

Die zu bestimmende Größe  $h/e$  wurde in Abschnitt 3.1 zu

$$\frac{h}{e} = (3,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-15} \text{ Wb} \quad (8)$$

bestimmt. Der Mittelwert weicht von der Literaturangabe dieses Wertes  $h/e = 4,13 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$  [3],[4] um 17.7 % ab. Der Literaturwert liegt in der Nähe der Standardabweichung des Messwertes. Das Ergebnis zeigt die verhältnismäßig hohe Genauigkeit des Experimentes an.

### 4.3 Erklärung des Stromverlaufes bei Abbremsung

In Abschnitt 3.2 wird das Verhalten der Photodiode bei hohen Spannungen  $U$  aufgezeigt. Werden stark-bremsende Spannungen  $U_G$  angelegt, so stagniert der Photostrom  $I$  bei einem festen, geringen Wert. Dies wird durch Spannungen  $U \approx 20 \text{ V}$  realisiert. Der Stromfluss ist der Richtung des unbeeinflussten Photostroms entgegengesetzt.

Zur Erklärung wird die Photokathode herangenommen. Sie besteht aus einer dünnen, metallischen Schicht, welche bei Betriebstemperatur zum Teil verdampft. Im evakuierten Glaskörper der Photodiode befindet sich daher ein Aerosol aus Kathodenmaterial, das imstande ist, geringe Ströme zu übertragen. Diese Ströme sind auf die hohe Spannung  $U_G$  zwischen Kathode und Anode zurückzuführen, deren Ausgleich über das Gas geschieht. Dass der negative Strom bereits für kleine Spannungen erreicht wird, zeigt, dass die Anode nur ein schwaches Gegenfeld aufbaut. Daher scheint die Austrittsarbeit der Anode gering.

Für sehr hohe Spannungen  $U$  wird die Zerstörung der Photodiode durch Funkenschlag erwartet.

## 4.4 Erklärung des Stromverlaufes bei Beschleunigung

Wird die Polung der Spannung  $U$  gedreht, sodass die Photokathode negativ und die Anode positiv geladen ist, werden Photoelektronen beschleunigt. In Abschnitt 3.2 wird beschrieben, dass der Photostrom  $I$  mit steigender Spannung wächst und einen Grenzwert erreicht. Zur Erklärung des Grenzwertes wird der Einfluss von Intensität auf den Photostrom beschrieben.

Der Betrag des Photostromes  $I$  ist abhängig von der Intensität des Lichtes; je höher die Lichtintensität ist, desto größer ist der Photostrom  $I$ . In Abwesenheit von Photonen werden nur geringe Mengen von Elektronen aus der Kathode gelöst (vgl. EDISON-RICHARDSON-Effekt), der Photostrom  $I$  wird trotz der beschleunigenden Spannung  $U$  im Wesentlichen von den Photonen ausgelöst. Da die Intensität des Lichtes ein Maß für die Anzahl der Photonen ist, ist mit fester Intensität des einstrahlenden Lichtes ein Grenzwert für den Photostrom  $I$  gegeben. Die Lichtfrequenz  $\nu$  hat keinen Einfluss auf den Sättigungswert.

Der Sättigungswert wird asymptotisch erreicht, da die von Photonen ausgelösten Elektronen – anders als bei stimulierter Emission – keine vorgegebene Richtung haben. Die gesamte kinetische Energie eines ausgelösten Elektrons besteht aus der Energie  $E_{\text{kin}}$ , die nach Abzug der Austrittsarbeit  $W_K$  von der Photoenergie  $h\nu$  den Elektronen zur Verfügung steht, und der Energie  $\zeta$ , die das Elektron nach der FERMI-DIRAC-Statistik besitzt. Die kinetische Energie  $E_{\text{kin}}$  der Elektronen ist unregelmäßig verteilt. Dieser Sachverhalt erklärt ebenfalls das nicht-abrupte Abbrechen des Photostromes in der Nähe von  $U_G$ .

Um den Sättigungswert bei geringen Spannungen zu erreichen, kann der Aufbau der Photodiode angepasst werden. Hierzu muss die bestrahlte Fläche der Kathode größtmöglich sein und die Absorption des Lichtes von dem Glaskörper klein gehalten werden. Das Erreichen des Sättigungswertes der in diesem Experiment verwendeten Photodiode zeigt, dass die Intensität des Lichtes hoch und die Photokathode optimal beleuchtet wurde.

## Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuch V500: Der Photoeffekt*. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V500.pdf> (besucht am 20.04.2015).
- [2] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. In: *Computing in Science and Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://link.aip.org/link/?CSX/9/90/1>. Version 1.3.1.
- [3] NIST: National Institute of Standards und Technology. *e: elementary charge*. URL: <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?e> (besucht am 25.04.2015).
- [4] NIST: National Institute of Standards und Technology. *h: Planck constant*. URL: <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?h> (besucht am 25.04.2015).