



# Grundpraktikum I

## A1 Äußerer Photoeffekt

Santiago Rodriguez

16. Juni 2019

**Student:** Santiago Rodriguez [REDACTED]  
santiago.rodriguez@physik.hu-berlin.de

**Betreuer:** Dr. Günther Kewes

**Raum:** N.213

**Messplatz:** N.1

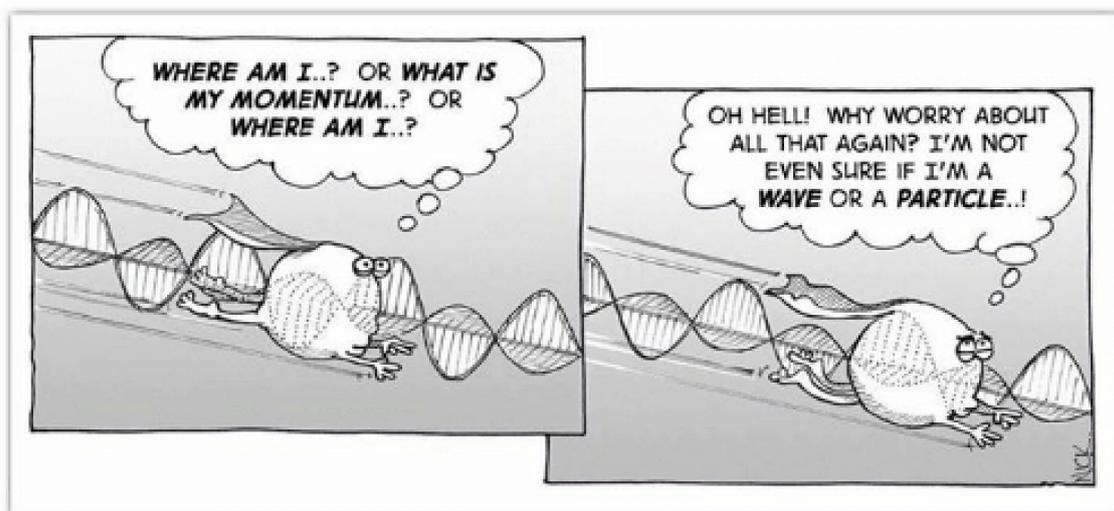
## Inhaltsverzeichnis

|   |   |   |
|---|---|---|
| 1 | Einführung und Problemstellung  | 1 |
| 2 | Versuchsaufbau und Durchführung   | 3 |
| 3 | Messung und graphische Darstellung der Kennlinie für die Photodiode   | 4 |
| 4 | Messung der kinetischen Energie der Photoelektronen in Abhängigkeit der Frequenz $f \propto$ Energie $E_{ph}$ des einstrahlenden Lichts                   | 5 |
| 5 | Ermittlung der Austrittsarbeit $W_a$ , Grenzfrequenz $f_g$ und des Planckschen Wirkungsquantum $h_m$ durch geeignete Auswertung der ermittelten Messwerte | 6 |
| 6 | Diskussion und Vergleich der Messergebnisse mit der theoretischen Erwartung aus der Fachliteratur   | 6 |
| 7 | Literaturverzeichnis  | 7 |

## 1 Einführung und Problemstellung

Der äußere Photoeffekt ist ein physikalischer Vorgang, bei dem eine elektromagnetische Strahlung ab einer materialspezifischen Grenzfrequenz  $f \geq f_g$  in der Lage ist, Elektronen aus einem beliebigen Metall oder Halbleiter mit einer kinetischen Energie  $E_{kin} = h \cdot f - W_a$  auszustoßen. Hierbei ist die kinetische Energie der ausgeschiedenen Elektronen unabhängig von der Intensität des einstrahlenden Lichts, die nur eine Auswirkung auf die Anzahl der ausgestoßenen Elektronen pro Zeiteinheit hat; die kinetische Energie der Photoelektronen hängt explizit von der Frequenz des einstrahlenden Lichts ab. Bei Bestrahlung mit Licht ausreichender Frequenz werden Elektronen aus dem bestrahlten Material ausgestoßen, bis ab einem bestimmten Sättigungsbereich keine weiteren Elektronen mehr abgeschieden werden können. Anhand des bis Ende des 20. Jahrhunderts vorhandenen Modells zur Beschreibung elektromagnetischer Wellen könnte diese Unabhängigkeit aber nicht erklärt werden; nach der theoretischen Vorhersage desselben wäre zu erwarten gewesen, dass die Elektronen im Material auch bei Lichtfrequenzen unter der Grenzfrequenz ausgelöst hätten werden können, wenn eine ausreichende Lichtintensität vorhanden gewesen wäre, da die Elektronen dann Energie von den Photowellen solange absorbieren würden, bis sie eine ausreichende Energie hätten um die materialspezifische Austrittsarbeit  $W_a$  zu kompensieren. Dies wurde aber in den durchgeführten Beobachtungen entschieden widerlegt, als selbst bei langstündiger Bestrahlung mit Lichtquellen starker Intensität kein Photostrom gemessen werden konnte, solange sich das einstrahlende Licht unterhalb der bereits erwähnten Grenzfrequenz  $f_g$  befand. Eine zufriedenstellende Erklärung könnte somit erst dann geliefert werden, als das bislang wellenartige Modell des Lichts erweitert bzw. ersetzt wurde, indem man anfangs elektromagnetische Strahlung als eine aus sog. Lichtquanten bestehende Strahlung zu betrachten; Quanten unterliegen hier in ihrem Verhalten dem Welle-Teilchen Dualismus, wobei dieser lediglich besagt, dass Quanten sich in bestimmten Umständen als Teilchen oder als Wellen verhalten können. Das teilchenartige Verhalten der Lichtquanten, in der Fachsprache Photonen, lässt sich beim äußeren Photoeffekt ausgesprochen sinnvoll anwenden, um den Vorgang zu erklären bei dem Elektronen aus einem Kathodenmaterial ausgestoßen werden; hierbei würde nach dem Quantenmodell jedes Photon eine zu

dessen Wellenlänge umgekehrt proportionale Energie  $E_{ph} = h \cdot f = h \cdot \frac{c}{\lambda}$  besitzen, die er dann in einem Stoßprozess an einen Elektron in der Metalloberfläche übertragen kann s.d.  $E_{kin} + W_a = E_{ph}$ . Ist die Energie und somit auch die Impulsübertragung groß genug, dann wird die gesamte Energie des Photons an das Elektron in einem plastischen Stoß weitergegeben und dieser aus dem Material ausgestoßen. Liegt die Frequenz des Photons aber unter der Grenzfrequenz des Materials, dann besitzen die einzelnen Photonen nicht genug Energie, um in einem plastischen Stoßprozess mit dem Elektronen in Wechselwirkung zu treten, und prallen stattdessen in einem elastischen Stoß an den Elektronen ab, weshalb auch kein Energieaustausch zwischen den Teilchen stattfindet. Bei stärkeren Lichtintensitäten nimmt nach dieser Vorstellung also die Anzahl der Photonen an, nicht aber deren Energie; deswegen findet auch bei höheren Lichtintensitäten kein photoelektrischer Effekt statt, solange die einzelnen Photonen nicht die Grenzfrequenz erreicht haben, da trotz der großen Anzahl an Photonen fast alle an den Elektronen im Metall abprallen, ohne Energie an diese zu übertragen. Aufgrund der aber nun etwas absurd erscheinenden Vorstellung, das sich elektromagnetische Strahlung zur gleichen Zeit wie eine Welle und ein Teilchen verhalten kann, bzw., das ein Teilchen eine Wellenlänge haben kann, wurde dieses Modell stark diskutiert und der klassische Modell der Physik bis auf dessen Grundlagen erschüttert. Die Identitätskrise, die dann das ganze 20. Jahrhundert entlang die Physik betäubte und zur Entwicklung des Standardmodells führte, will man in diesem Versuch aber der geistlichen Gesundheit wegen nicht diskutieren, sondern lediglich den Zusammenhang zwischen der Energie jedes einzelnen Photons und dessen Frequenz. Dieser Zusammenhang wird in der Fachliteratur gegeben durch die bereits erwähnte Gleichung  $E_{ph} = h \cdot f$ , wobei die Konstante  $h = 6,62607015 \cdot 10^{-34} Js$  als das Plancksche Wirkungsquantum allg. definiert ist; somit ist Ziel dieses Versuchs nun, diesen Planckschen Wirkungsquantum  $h$ , die Grenzfrequenz  $f_g$  und die Austrittsarbeit  $W_a$  der Anode aus den experimentell ermittelten Messwerten zu bestimmen und auf ihre jeweiligen Unsicherheiten zu untersuchen.



Photon self-identity issues

## 2 Versuchsaufbau und Durchführung

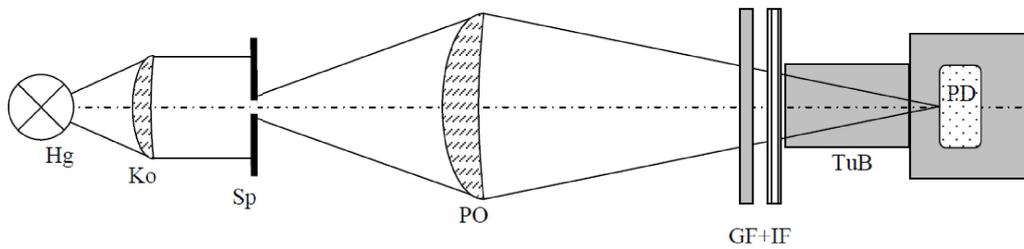


Abbildung 1: Aufbau

Der Versuchsaufbau besteht im wesentlichen aus einer Quecksilberhochdruckdampfampe Hg, die als Bestrahlungsquelle dient, und eine Vakuum-Photodiode PD, an der die kinetische Energie der durch die Bestrahlung ausgestoßenen Photoelektronen ausgemessen werden kann. Zwischen der Hg-Spektrallampe und der Photodiode befinden sich zusätzlich noch zwei Linsen Ko, PO zusammen mit einer Spaltblende Sp, um das aus der Hg-Lampe austretende Lichtstrahl ausreichend scharf auf die Messöffnung der Photodiode einzustellen. Zusätzlich liegen außerdem noch zwei Filterrevolver GF+IF vor der Photodiode, die das Licht aus der Hg-Spektrallampe auf bereits festgestellte Wellenlängen- und Intensitätswerte filtern kann, bevor diese in die Diode eintrifft. Im Rahmen diese Experiments wurden die zwei Linsen und die Spaltblende so eingestellt, dass das Licht möglichst intensiv und scharf auf das Kathodenmaterial der Photodiode fällt. Der Filterrevolver wurde für die jeweiligen Aufgabenstellungen unterschiedlich eingestellt, wobei aber in beiden Versuchen der Intensitätsfilter auf der gleichen Einstellung blieb.

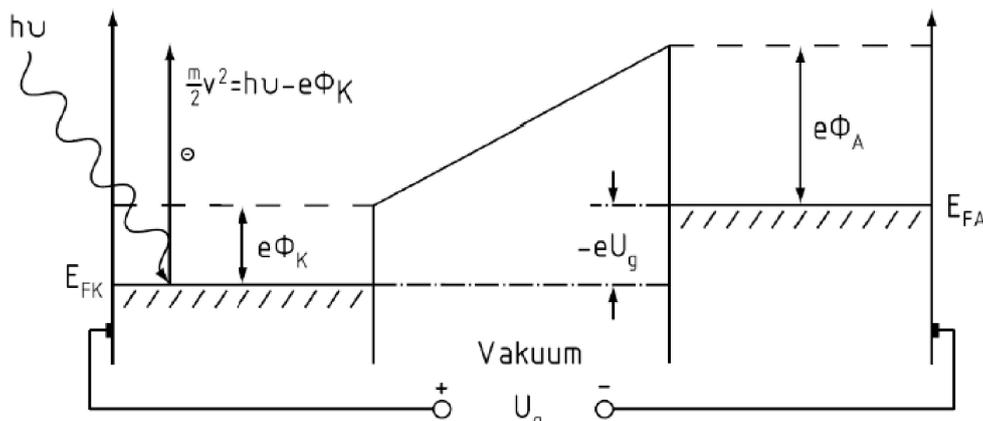


Abbildung 2: Potenzialberg in der Photodiode PD

Innerhalb der Photodiode beruht der Aufbau für die Messung der kinetischen Energie der Photoelektronen auf einer Kompensationsanordnung der Bewegung der ausgestoßenen Elektronen mit einer entgegengesetzten elektrischen Spannung  $U_g$ ; hierbei werden die Elektronen an der Photokathode  $E_{fk}$  durch die eintreffende elektromagnetische Strahlung  $hf$  (in der Abbildung  $f = \nu$ ) mit einer kinetischen Energie  $\frac{m}{2}v^2 = hf - e\phi_K$  versehen, mit der die Elektronen dann das Potentialberg zur Photoanode  $E_{fA}$  hinauf laufen können. An der Photoanode besitzen sie dann ausschließlich die Energie

$$E_{kin} = hf - e\phi_K - e(\phi_A - \phi_K) - eU_g = hf - e\phi_A - eU_g$$

### 3 Messung und graphische Darstellung der Kennlinie für die Photodiode

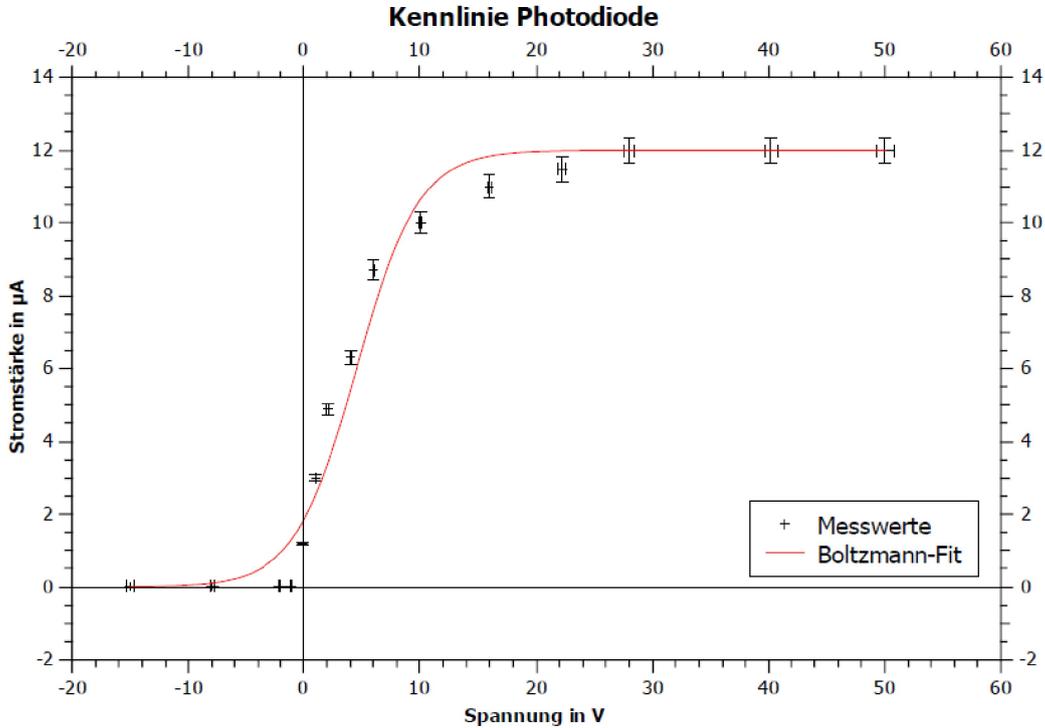


Abbildung 3: Kennlinie des Photostroms  $I_{Ph}(U_g)$  in der Diode

Für die Messung des Photostroms an der Diode wird nun der Filterrevolver so eingestellt, dass die elektromagnetische Strahlung der Quecksilberdampfampe ungefiltert auf das Kathodenmaterial eintreffen kann. Hiermit soll erreicht werden, dass die grösstmögliche Anzahl an Elektronen aus dem Material ausgestoßen werden kann und somit auch ein messbarer Photostrom an der Anode entsteht. Dieser Strom befindet sich aber nun trotz der relativ intensiven Lichtbestrahlung immer noch im  $\mu A = 10^{-6} A$  Bereich, weshalb ein höchstempfindlicher DC-Analog-Multimeter des Typs MV40 ( $u_I = 0,03 \cdot I_M$ ) mit verstellbaren Messbereichen angewendet und mehrmals erneut eingestellt werden muss, um die hier angegebenen Messwerte messen zu können. Mithilfe einer angelegten Spannung  $U_g$  ( $u_v = 0,02 \cdot U_g$ ) können nun die an der Photokathode ausgelösten Elektronen in Richtung der Anode beschleunigt oder abgebremst werden; der Photostrom hängt somit nun direkt von der angelegten Spannung  $U_g$  ab. Für stark positive Werte von  $U_g \gtrsim 28V$  wird evtl. ein sog. Sättigungsstrom von  $I_{sat} = 12 \pm 0,36 \mu A$  erreicht, ab dem eine weitere Erhöhung der Spannung  $U_g$  zu keiner weiteren Steigung des Graphen für den Photostrom führt. Ab dieser Spannung kommen also alle an der Kathode ausgestoßenen Elektronen fast sofort an der Anode an. Analog dazu konvergiert der Graph für immer weiter negativen Werten von  $U_g$  gegen die Spannungsachse, d.h also, auf  $I_{Ph} = 0$ , da bei einer genug großen Gegenspannung  $U_g$  fast keine Elektronen mehr genug Energie haben, um von der Kathode zur Anode zu gelangen. Für unterschiedliche Bestrahlungsfrequenzen und Intensitäten wäre ein unterschiedlicher Wert für den Sättigungsstrom  $I_{sat}$  zu erwarten, da die kinetische Energie  $E_{kin}$  und Gesamtanzahl  $N$  der ausgelösten Elektronen mit Ladung  $|Q| = e$ , die den Photostrom  $I_{Ph} = \frac{Ne}{\Delta t}$  ausmachen, variieren würde.

#### 4 Messung der kinetischen Energie der Photoelektronen in Abhängigkeit der Frequenz $f \propto$ Energie $E_{ph}$ des einstrahlenden Lichts

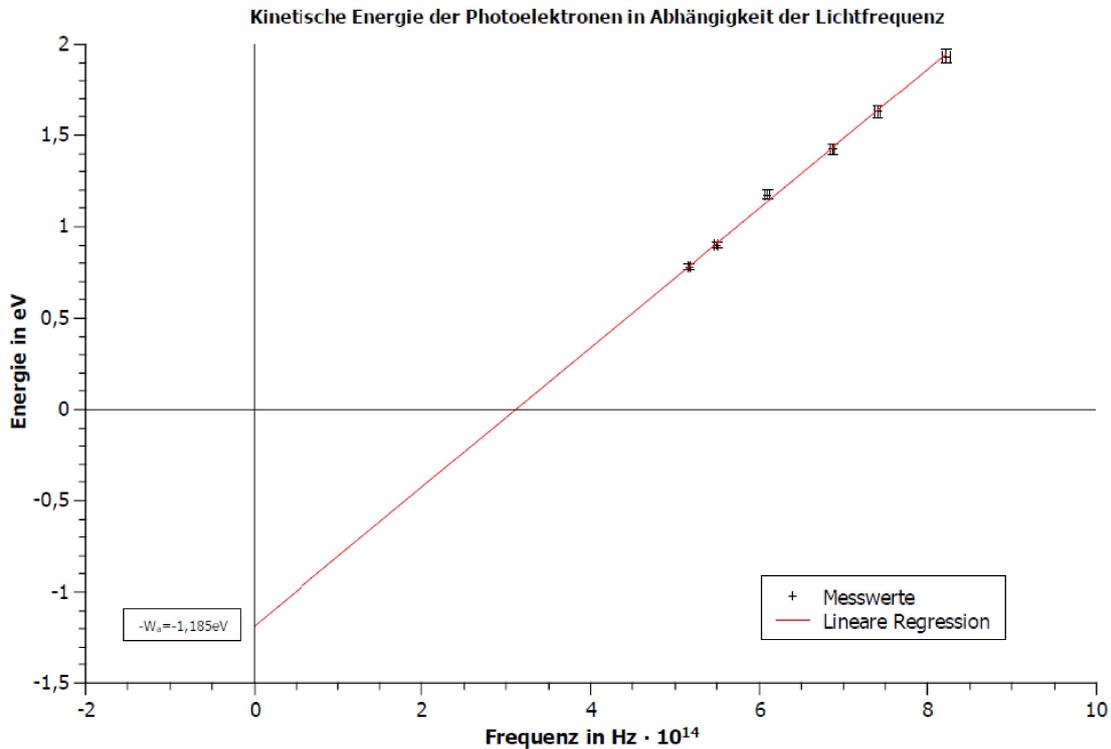


Abbildung 4: Kinetische Energie  $E_{kin}(f)$  der Photoelektronen

Nun soll die kinetische Energie der Photoelektronen in Abhängigkeit der Strahlungsfrequenz  $f$  für jeweils 6 unterschiedliche Messreihen bestimmt werden. Hierzu ist der Wellenlängenfilter des Filterrevolvers ( $u_\lambda = \pm 2nm$ ) auf jeweils 6 unterschiedlichen Wellenlängen [365, 405, 436, 492, 546, 580]nm einzustellen und das entstehende Photostrom  $I_{Ph}$  mithilfe der Beschleunigungsspannung  $U_g$  ( $u_v = 0,02 \cdot U_g$ ) auf Null einzustellen, sodass  $E_{el} = E_{kin}$  gilt. Für die kinetische Energie der austretenden Photoelektronen gilt allgemein

$$E_{kin}(f) = hf - W_a \quad h = 6,626 \cdot 10^{-34} Js$$

wobei die Frequenz  $f$  durch

$$f = \frac{c}{\lambda} \quad u_f = f \cdot \frac{u_\lambda}{\lambda}$$

und die Energie der Photoelektronen an der Anode  $E_{kin}$  durch

$$E_{kin} = E_{el} = eU_g \quad u_E = E_{kin} \cdot \frac{u_v}{U_g}$$

gegeben sind.

## 5 Ermittlung der Austrittsarbeit $W_a$ , Grenzfrequenz $f_g$ und des Planckschen Wirkungsquantum $h_m$ durch geeignete Auswertung der ermittelten Messwerte

Für die unter Sektion 4) numerisch ermittelte lineare Regression  $E_R(f)$  gilt

$$E_R(f) = af + b \quad \text{mit } a = 0,381 \cdot 10^{-14} \text{eV} \cdot \text{s} \quad \text{und} \quad b = -1,185 \text{eV}$$

wobei  $a$  die Steigung der linearen Regression und  $b$  den Anfangswert bezeichnet. Durch vgl. mit der Formel für die kinetische Energie der Photoelektronen

$$E_{kin}(f) = hf - W_a \quad \leftrightarrow \quad E_R(f) = af + b$$

ist zu erkennen, dass die Steigung  $a$  der Regression mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $h_m$  und der Anfangswert  $b$  mit der Austrittsarbeit  $W_a$  übereinstimmt. Somit folgt für die Messwerte jetzt, ohne die Messunsicherheit mit einzubeziehen;

$$h_m = 6,14 \cdot 10^{-34} \text{Js} \quad W_a = 1,19 \text{eV}$$

$$E_R(f_g) = 0 \quad \leftrightarrow \quad h_m f_g - W_a = 0 \quad \leftrightarrow \quad f_g = \frac{W_a}{h_m}$$

$$f_g = 3,11 \cdot 10^{14} \text{Hz}$$

Wobei diese Werte nun sehr gut mit der theoretischen Erwartung übereinstimmen und in den jeweils erwarteten Größenordnungen liegen. Für die Messunsicherheiten der Regressionswerte und den Endwerten gilt nun

$$u_R = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{u_n}{n}\right)^2} \quad \Rightarrow \quad u_{f_R} = 0,011 \cdot f \quad u_{E_R} = 0,049 \cdot E \quad u_h = \left(\frac{u_{f_R}}{f_R} + \frac{u_{E_R}}{E_R}\right)h$$

$$h_m = (6,1 \pm 0,37) \cdot 10^{-34} \text{Js} \quad W_a = (1,19 \pm 0,058) \text{eV} \quad f_g = (3,11 \pm 0,034) \cdot 10^{14} \text{Hz}$$

## 6 Diskussion und Vergleich der Messergebnisse mit der theoretischen Erwartung aus der Fachliteratur

Der Sollwert aus der Fachliteratur für das Plancksche Wirkungsquantum beträgt  $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{Js}$ . Verglichen mit dem hier ermittelten Messwert  $h_m = (6,1 \pm 0,37) \cdot 10^{-34} \text{Js}$  ist die Abweichung des experimentellen Ergebnisses vom Sollwert relativ groß mit einem Unterschied von einer Hälfte der Einheit. Das ermittelte Wert des Planckschen Wirkungsquantum ist mit  $u_h = \pm 0,37 \cdot 10^{-34} \text{Js}$  außerdem von einer relativ großen Unsicherheit behaftet, die aber im Rahmen dieses Experiments aufgrund der extrem kleinen Größenordnung von  $h$  nur schwer zu verbessern gewesen wäre. Analog hierzu sind auch die ermittelten Werte für die Austrittsarbeit an der Anode  $W_a$  und die umgekehrt proportionale Grenzfrequenz  $f_g$  von einer relativ großen Unsicherheit behaftet. Dass mit diesem Versuchsaufbau außerdem die Austrittsarbeit an der Photokathode nicht ermittelt werden kann, da sie sich bei der mathematischen Herleitung herauskürzt, ist ein weiterer Punkt zur Kritik. Für eine präzisere Messung wären vermutlich Messgeräte zu verwenden, die auf eine noch höhere Empfindlichkeit eingestellt werden und auch eine wesentlich kleinere Messunsicherheit bei den angezeigten Messwerten angeben könnten. Ansonsten entspricht der Versuch im wesentlichen der theoretischen Erwartung, dass die Photonenenergie linear mit der Frequenz ansteigt, und dass das Plancksche Wirkungsquantum die Steigung dieser linearen Abhängigkeit angibt. Auch die Existenz einer Austrittsarbeit und Grenzfrequenz kann mithilfe des maßanalytisch erstellten Graphen weiterhin begründet werden, da die lineare Regression für die Messwerte nicht am Ursprung des Graphen anfängt, sondern an einem Wert  $-W_a$  unterhalb der x-Achse um dann erst ab einem bestimmten Wert von  $f = f_g$  in den positiven Energiewertebereich zu verlaufen. Bleibt bloß die Frage, ob das Photon jemals seine Identitätskrise überwinden wird.

## 7 Literaturverzeichnis

- [1] Dr. Uwe Müller: *Physikalisches Grundpraktikum: Mechanik und Thermodynamik*, 2012
- [2] Dr. Uwe Müller: *Physikalisches Grundpraktikum: Einführung in die Messung, Auswertung und Darstellung experimenteller Ergebnisse in der Physik*, 2007