

LICHTQUANTEN

Murray, Alex

`alexander.murray@students.fhnw.ch`

Suter, Remo

`remo.suter@students.fhnw.ch`

June 14, 2017

1 Arbeitsgrundlagen

(Auszug aus der Aufgabenstellung[2])

Die Ausbreitung von Licht und deren Wechselwirkung mit materiellen Körpern kann in zwei Bereichen aufgeteilt werden.

1.1 Wellentheorie der Elektromagnetischen Strahlung

Licht wird als elektromagnetische Welle modelliert, darstellbar durch eine kontinuierliche Wellenfunktion, zum Beispiel $\vec{E}(\vec{r}, t)$ für die elektrische Feldstärke.

Zu dieser Aufgabe relevante charakteristische Grössen sind dabei die Wellenlänge λ und die Frequenz f , wobei sich die Welle mit Lichtgeschwindigkeit c ausbreitet.

$$\lambda \cdot f = c \quad (1)$$

1.2 Quantentheorie der elektromagnetischen Strahlung

Licht wird als ein Strom von Photonen γ interpretiert, welche in **individuellen Quantenprozessen** mit einzelnen Atomen, Elektronen und so weiter in Wechselwirkung treten. Diese unterliegt dem Zufall, weshalb nur **Wahrscheinlichkeitsaussagen** gemacht werden können.

Zu dieser Aufgabe relevante charakteristische Grössen sind dabei die Energie E_γ und die Planck'sche Konstante h (welches wir in diesem Versuch bestimmen werden).

$$E_\gamma = h \cdot f = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (2)$$

1.3 Der Photoeffekt

Beim Photoeffekt handelt es sich um die Absorption von Lichtquanten durch Atome, Moleküle, Festkörper, bei der das Photon verschwindet und ein Teil seiner Energie auf ein Elektron übertragen wird. Im Falle von Atomen, Molekülen entstehen im ersten Moment freie Elektronen mit kinetische Energie $E_k = E_\gamma - E_B$ (Die am Prozess beteiligten Atome sind so viel schwerer, dass ihre Energie vernachlässigt werden kann), welche sich dann an andere Teilchen anlagern können. E_B ist die Bindungsenergie des Elektrons. Im Falle der Wechselwirkung mit Festkörpern wird unterschieden:

1.3.1 Äusserer Photoeffekt

Die Lichtquanten "schlagen" aus der Oberfläche von Metallen, Metalloxiden und Halbleitern Photoelektronen heraus. Zur Befreiung eines Elektrons muss dessen Bindungsenergie aufgewendet werden, man bezeichnet sie hier als Austrittsarbeit W_a . Es ist klar, dass die Photonenenergie E_γ mindestens gleich W_a sein muss, damit der Effekt eintritt. Der Prozess spielt sich in einer dünnen oberflächenschicht ab, welche der Eindringtiefe der Photonen entspricht¹⁾. Deshalb erleiden die Photoelektronen vor dem Austritt durch Wechselwirkung mit dem Kristallgitter unterschiedliche Energieverluste und verlassen die Oberfläche mit variabler kinet. Energie. Der Maximalwert ist gegeben durch die Gleichung:

$$E_k = E_\gamma - W_a = h \cdot f - W_a \quad (3)$$

welche erstmals von *Einstein* formuliert wurde. Die Austrittsarbeit ist eine Oberflächeneigenschaft und nur bei grösster Reinheit materialspezifisch. Adsorbierte Gase, Oxidfilme und andere Fremdstoffe können den Wert erheblich verändern. Schichten, welche zur Umwandlung von Strahlung in einen Photoelektronenstrom dienen, bezeichnet man als Photokathoden; wird eine solche mit einem Sekundärelektronenvervielfacher (engl. *Multiplier*) kombiniert, erhält man einen Photomultiplier, den empfindlichsten Strahlungsdetektor.

1.3.2 Innerer Photoeffekt

Die in einen Halbleiter eindringenden Lichtquanten produzieren zusätzliche Ladungsträger, wir unterscheiden:

Photoleiter (Photowiderstände): bei Bestrahlung nimmt die Ladungsträgerdichte und damit die Leitfähigkeit zu. Beispiele sind: CdS im Sichtbaren, InAs und InSb im nahen IR, dotiertes Ge bis ins ferne IR. Wegen ihrer Einfachheit werden solche Elemente für zahlreiche Messaufgaben eingesetzt. Photodioden: im Bereich des p-n-Überganges erzeugen die absorbierten Photonen Elektron-Loch-Paare, welche im elektrischen Feld der Raumladungszone getrennt werden. Ohne äussere Quelle wird die p-Seite positiv und die n-Seite negativ aufgeladen, es entsteht eine Photospannung, die maximal entgegengesetzt gleich der Diffusionsspannung U_d werden kann. Bei Belastung fliesst ein entsprechender Strom (Elementbetrieb) zum Beispiel bei Solarzellen. Wird eine äussere Spannung in Sperrrichtung angelegt, so fliesst in dieser Richtung ein Photostrom, der streng proportional zur auftreffenden Strahlungsleistung ist (Diodenbetrieb), angewendet für Photodetektoren. Diese Vorgänge laufen natürlich nur ab, wenn die Photonenenergie einen materialspezifischen Schwellenwert überschreitet, welcher der Freisetzung eines ans Kristallgitter gebundenen Elektrons entspricht. In eigenleitendem Material ist der energetische Abstand zwischen Leitungs- und Valenzband = Breite der Bandlücke (engl. *gap*) E_g massgebend. Dies ergibt die langwellige Grenze der Photoempfindlichkeit.

1.4 Leuchtdioden, physikalische Grundlagen

Die Lichtemission von Atomen, Molekülen und Festkörpern kommt dadurch zustande, dass Elektronen von höheren in tiefer liegende Energiezustände übergehen. Bei jedem einzelnen Quantenprozess wird die Energiedifferenz ΔE als einzelnes Photon mit der Wellenlänge $\lambda = \frac{hc}{\Delta E}$ ausgesandt. Leuchtdioden (Lumineszenzdioden, engl. *light emitting diodes*, abgekürzt LED) sind spezielle, hochdotierte p-n-Dioden, vorwiegend III/V-Halbleiter wie GaAs, GaP und Mischkristalle $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, eine Übersichtstabelle findet sich in PI, S. 690. Fliesst ein Strom in Leitrichtung, gehen im Bereich des p-n-Überganges Elektronen vom Leitungsband ins Valenzband über, wobei der Energieunterschied von der ungefähren Grösse des Bandabstandes = Bandlücke (engl. *gap*) E_g als Photon emittiert wird. Wir geben nachfolgend eine kurze Darstellung der Vorgänge am p-n-Übergang, für eine genauere Betrachtung sei auf die Literatur, z.B. PI, 9.2.3.2 und 9.2.3.3, S. 665 ff. verwiesen.

1.4.1 Vorgänge am p-n-Übergang

Bringen wir ein p- und ein n-leitendes Halbleitermaterial in Kontakt 1, so bestehen an der Grenzfläche für die beiden Ladungsträgersorten, Elektronen und Löcher, vorerst grosse Konzentrationsgefälle. Diese bewirken, dass die jeweiligen Majoritäts-Ladungsträger über die Grenze ins Nachbargebiet diffundieren: die Elektronen ins p-Gebiet, die Löcher ins n-Gebiet. Dort ist ihre Lebensdauer kurz, denn sie rekombinieren mit den dort zahlreich vorhandenen Majoritäts-Ladungsträgern der jeweils anderen Sorte. Wegen der Verarmung an Majoritäts-Ladungsträgern bildet sich auf der n-Seite des

Übergangs eine positive, auf der p-Seite eine negative, ortsfeste Raumladung $\rho(x)$ aus, welche je aus den nicht mehr kompensierten Akzeptor- bzw. Donator-Ionen besteht. Das damit verbundene elektrische Feld $E(x)$ hat einen Driftstrom zur Folge, der entgegen dem Diffusionsstrom fliesst, und solange

anwächst, bis der stromlose Gleichgewichtszustand erreicht ist. Die zugehörige Potentialdifferenz heisst Diffusionsspannung U_d und ist ein wichtiger Parameter des p-n-Übergangs.

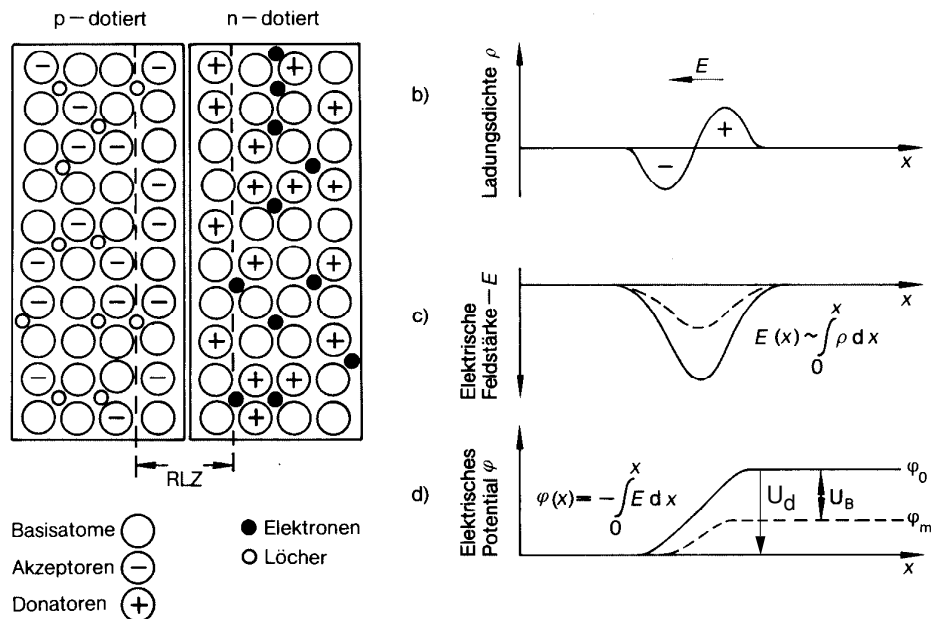


Figure 1: (Aus HP 8.4)

Legt man eine äussere Spannung in Leitrichtung $p \rightarrow n$ an, so wird die Potentialbarriere reduziert auf den Wert $U_d - U$, die Raumladungszone (RLZ) wird schmaler und der Driftstrom kleiner. Es fliesst also ein Nettostrom von Ladungsträgern über den p-n-Übergang und rekombiniert wie oben beschrieben – im p-Gebiet die eingedrungenen Elektronen mit Löchern, im n-Gebiet die eingedrungenen Löcher mit Elektronen. Dieser Durchlassstrom in Leitrichtung wird im p-Gebiet von Löchern, im n-Gebiet von Elektronen, im p-n-Übergang von beiden Ladungsträgersorten getragen. Solange $U < U_d$, bestimmt die Potentialdifferenz in der RLZ den Strom, der in diesem Fall exponentiell verläuft. Wenn $U > U_d$ wird der p-n-Übergang “flach” und der Materialwiderstand beidseits des Übergangs wird bestimmend, die Diode verhält sich dann wie ein Ohm’scher Widerstand. Der steile Stromanstieg setzt bei $U \approx U_d$ ein, dort beobachtet man den Knick der Diodenkennlinie. Polt man die äussere Spannung in Sperrrichtung $n \rightarrow p$, so erhöht man die Potentialbarriere und verbreitert die Raumladungszone (RLZ). Es fliesst ein winziger Sperrstrom, der dadurch bedingt ist, dass ein kleiner Bruchteil der Ladungsträger genügend thermische Energie hat, um die Barriere zu überqueren, er nimmt mit der Temperatur stark zu.

1.4.2 Leuchtdioden

Rekombination der Ladungsträger heisst im Klartext: Übergang von Elektronen aus dem Leitungsband ins Valenzband. Die dabei frei werdende Energie wird bei der normalen Diode in Wärme umgewandelt, bei der Leuchtdiode hingegen wird sie überwiegend als Licht frei. Die nebenstehende Figur veranschaulicht die Vorgänge am p-n-Übergang. Der aufmerksame Leser merkt: Dieser Vorgang ist der Umkehrprozess zum inneren Photoeffekt, wo in der (an Ladungsträgern verarmten) Raumladungszone einer in Sperrrichtung gepolten Diode Elektron-Lochpaare erzeugt werden.

Die Rekombinationsrate ist proportional zum Strom, näherungsweise gilt dies auch für die Produktionsrate der Photonen. Allerdings tritt nur ein Bruchteil davon aus, wofür u.a. der grosse Brechungsindex des Materials ($n \approx 3.5$) verantwortlich ist, schon bei einem relativ kleinen Einfallswinkel auf die Grenzfläche tritt Totalreflexion auf. Das Spektrum des emittierten Lichtes wird von der inneren Energiestruktur des Halbleiter-Materials bestimmt, d.h. vom Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband-Kanten E_g , von der energetischen Lage der Akzeptoren, Donatoren und anderer Störstellen. Eine grosse Zahl verschiedener Rekombinationsprozesse trägt zur Lichtemission bei: Leitungsband \rightarrow Valenzband, Donator \rightarrow Valenzband, Leitungsband \rightarrow Akzeptor, Donator \rightarrow Akzeptor usw.. Bei höheren Temperaturen verschwinden die Einzelheiten und das Spektrum nimmt eine mehr oder weniger glockenförmige Form an.

Für die häufigste Quantenenergie kann man näherungsweise den Wert $E_\gamma = hc\lambda \approx E_g$ erwarten. Es stellt sich die Frage, welcher Zusammenhang zur Kennlinie der Leuchtdiode besteht. Die Diffusionsspannung U_d hängt in komplizierter Weise vom Material, seiner Dotierung sowie dem geometrischen Aufbau der Diode ab. Weil Leuchtdioden hoch dotiert sind, liegen die Fermi-Energien nahe den Bandkanten und $e \cdot U_d$ ist ungefähr gleich dem Bandabstand E_g , in der Regel etwas kleiner. Wir haben oben gesehen, dass U_d etwa der Knickspannung U_K der Kennlinie entspricht. Die messbare Knickspannung und die Wellenlänge des Emissionsmaximums einer LED sollten also näherungsweise der Beziehung:

$$e \cdot U_K \approx E_\gamma = hc\lambda \quad (4)$$

genügen, meistens findet man einen um etwa 10 % kleineren Wert.

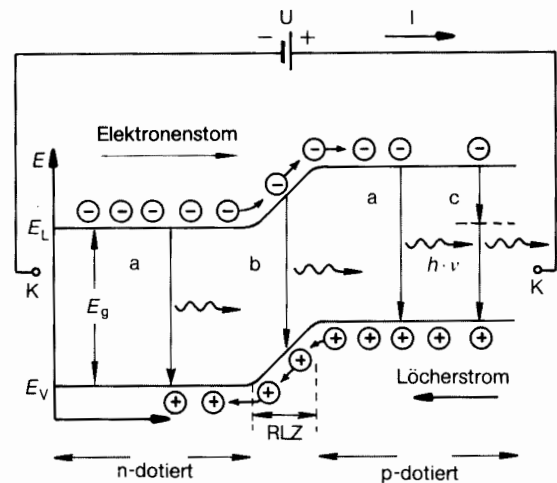


Figure 2: (aus HP 8.6)

2 Durchführung

Das Licht einer Hg-Dampf-Lampe wird mit Hilfe eines Flint-Prismas F2 spektral zerlegt und fällt über einen Oberflächenspiegel auf den Eintrittsspalt der Photozelle. Die Anode ist durch eine Blende abgeschattet. Wegen der unterschiedlichen Lichtwege im Prisma ist das Spaltbild leicht gekrümmt. Es wird durch Verschieben der Quarzlinse scharf gestellt und mit den Stellschrauben des Spiegels justiert. Die Spaltbreite ist so einzustellen, dass die Hg-Linien gelb und grün gerade deutlich getrennt sind. Vor Messbeginn muss man die HG-Dampf-Lampe etwa 10 Min. einbrennen lassen. Zur Absorption von UV-Licht wird für alle $\lambda > 400$ nm das Langpassfilter Schott OG 400 zwischen Kondensor und Prisma geschaltet. Bei der grünen und gelben Hg-Linie wird kurzwelligeres Streulicht ebenfalls mit Hilfe von Kantenfiltern eliminiert.

Elektronen in der Photokathode absorbieren die Energie $h \cdot \nu$ der einfallenden Photonen. Ist ihre Energie anschliessend hoch genug, so können sie das Metall verlassen und führen so zu einer positiven Aufladung der beleuchteten Elektrode. Die Elektronen haben nach dem Verlassen der Kathode eine gewisse maximale kinetische Energie E_{kin} , die aber nicht ganz der Energie der absorbierten Photonen entspricht, sondern etwas niedriger ist. Dies liegt daran, dass beim Austritt aus jedem Material die sogenannte Austrittsarbeit W_A aufgebracht werden muss, bzw. beim Eintritt wieder frei wird. Es gilt die Gleichung:

$$E_{kin} = \frac{1}{2} m_e v^2 = h \cdot \nu - W_{A,Kathode} \quad (5)$$

Die Messung der maximalen kinetischen Energie der Elektronen kann auf verschiedene Arten erfolgen. Denkbar wäre zum Beispiel die Fluggeschwindigkeit direkt zu bestimmen. Allerdings wäre ein dafür geeigneter Aufbau sehr aufwändig. Einfacher ist es, zwischen Kathode und Anode eine Gegenspannung anzulegen, die gerade so eingestellt wird, dass auch die schnellsten Elektronen die Anode gerade nicht mehr erreichen. Der (relativ) einfach messbare Photostrom wird für diesen Wert U_{max} dann gerade null. $U_{max} \cdot e$ entspricht bis auf einen konstanten Summanden der kinetischen Energie E_{kin} . Die Konstante kommt daher, dass natürlich nicht nur die Kathode, sondern auch die Anode eine Austrittsarbeit hat. Da die beiden Elektroden über das

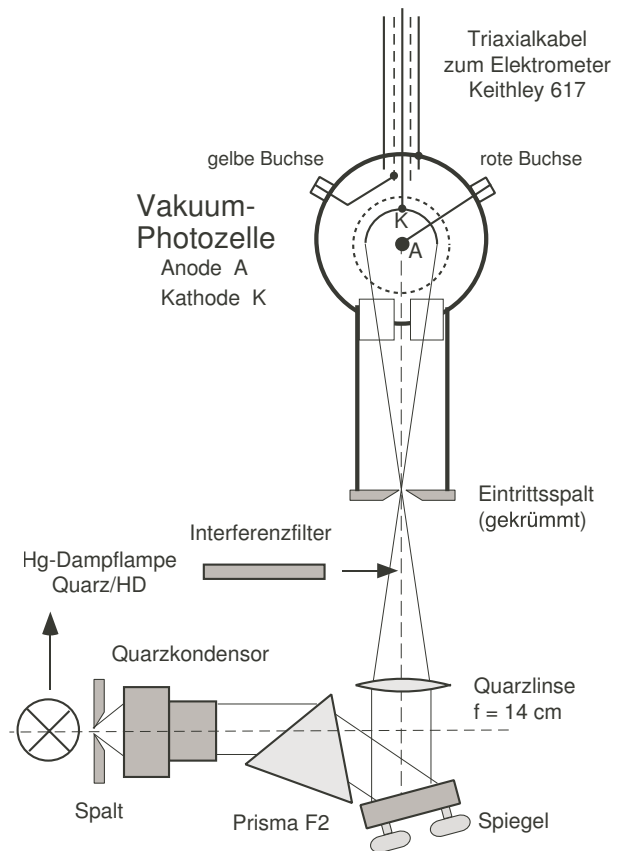


Figure 3: Versuchsaufbau

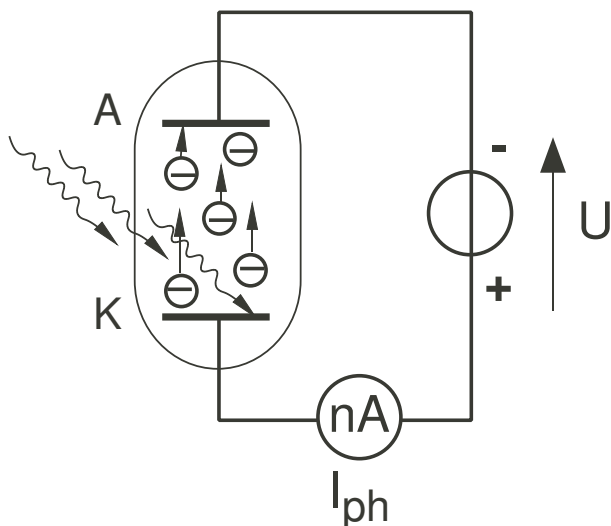


Figure 4: Messaufbau zur Messung der Gegenspannung

Messgerät verbunden sind, muss auch noch die Kontaktspannung berücksichtigt werden, so dass schliesslich gilt:

$$U_{max}(\nu) \cdot e = E_{kin} - U_{Kontakt} \cdot e \quad (6)$$

$$= (h \cdot \nu - W_{A,Kathode}) - (W_{A,Anode} - W_{A,Kathode}) \quad (7)$$

$$= h \cdot \nu - W_{A,Anode} \quad (8)$$

Die Austrittsarbeit der Kathode spielt für den Wert der Gegenspannung also tatsächlich keine Rolle. Ihre Grösse entscheidet aber natürlich trotzdem darüber, ob überhaupt Photoelektronen emittiert werden können und wie hoch deren kinetische Energie ist. Die Austrittsarbeiten hängen nicht von der Frequenz des eingestrahlteten Lichtes ab. Deshalb kann man auch ohne ihre Kenntnis mit Hilfe der Gleichung 8 aus zwei Messungen von $U_{max}(\nu)$ für verschiedene Lichtfrequenzen ν_1 und ν_2 durch Differenzbildung die Konstante h bestimmen:

$$h = \frac{e \cdot (U_{max}(\nu_2) - U_{max}(\nu_1))}{\nu_2 - \nu_1} \quad (9)$$

Oder, falls mehrere Messdaten vorhanden sind, kann mittels linearer Regression die Konstante h auch anhand der Steigung berechnet werden:

$$h = e \cdot m \quad (10)$$

Wobei m die Steigung des Fits der Funktion $U_{max}(\nu) = m \cdot \nu + q$ ist.

Die Tatsache, dass zwar die Anzahl, jedoch (zumindest für konventionelle Lichtquellen) nicht die Energie der austretenden Elektronen von der Intensität der Strahlung abhängt, führte um 1900 zu grossen Erklärungsschwierigkeiten im Rahmen der allgemein akzeptierten Wellentheorie des Lichtes. Die Beobachtung, dass die Farbe, und damit die Wellenlänge bzw. Frequenz, die Energie der Elektronen bestimmte, war völlig unverständlich. Die Probleme konnten erst durch die im Jahr 1905 von Einstein vorgeschlagene quantenmechanische Deutung des Photoeffektes beseitigt werden.

Bei der Photozelle handelt es sich um eine Vakuum-Photodiode CETRON 1P39. Die Photokathode hat die Form eines Halbzylinders, ihre Oberfläche ist unbekannt. Die Anode ist als axialer Stift ausgebildet und durch eine Blende abgeschattet. Diese Geometrie ist nicht gerade günstig und hat zur Folge dass der Photostrom nicht scharf einsetzt, d.h. die Dioden-Kennlinie keinen guten "Knick" aufweist. Aus diesem Grund kann man nicht einfach die Kennlinie aufnehmen, sondern muss den Einsatzpunkt "von Hand" suchen. Die Zelle ist mit einem Triaxialkabel an das Keithley Elektrometer 617 angeschlossen. Der Zentralleiter ist mit der Kathode verbunden, während Anode und innerer Schirm separat auf Buchsen herausgeführt sind, die äussere Abschirmung ist geerdet.

3 Auswertung

3.1 Gegenfeldmethode

Bei dieser Messung wird nach der Gegenfeldmethode vorgegangen. Jede Spektrallinie der Hg-Dampf-Lampe wird isoliert und die gegenspannung sowie die Photospannung wird bestimmen.

Es ist im dunklen gut ersichtlich, wie die Spektrallinien der Hg-Dampf-Lampe zerlegt werden. Dies ist in der Abbildung 5 ersichtlich.

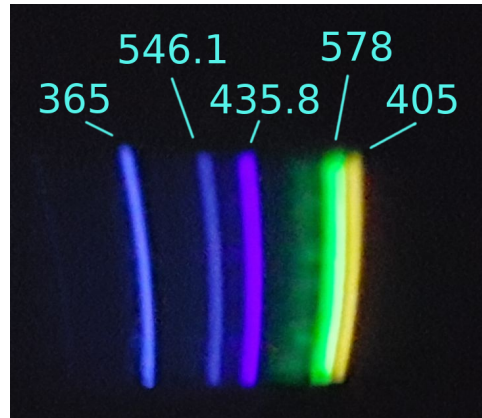
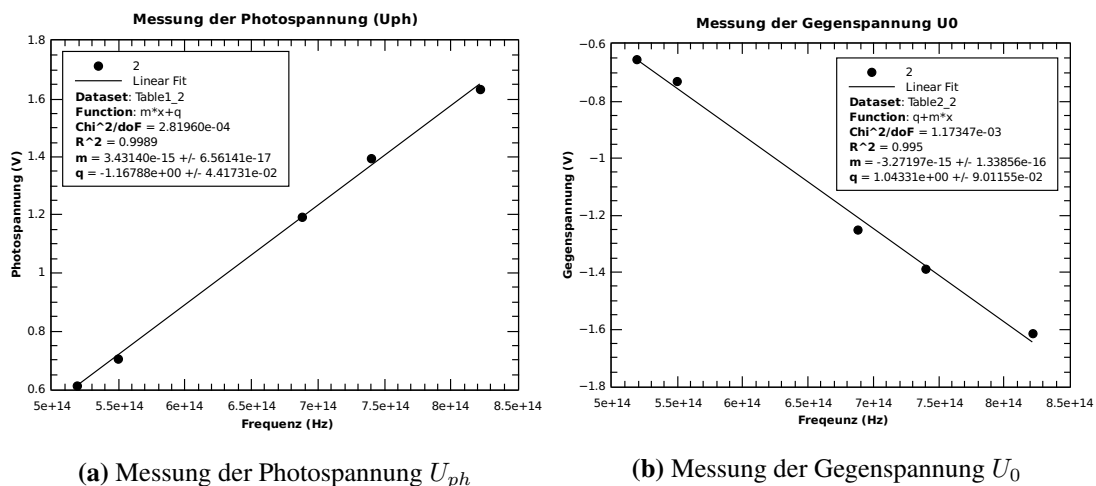


Figure 5: Spektrallinien der Hg-Dampf-Lampe und deren Wellenlängen

Es wurden jeweils die Photospannung und die Gegenspannung der fünf spektrallinien der Hg-Dampf-Lampe gemessen und in den Abbildungen 6a und 6b in Funktion der Frequenz eingetragen.



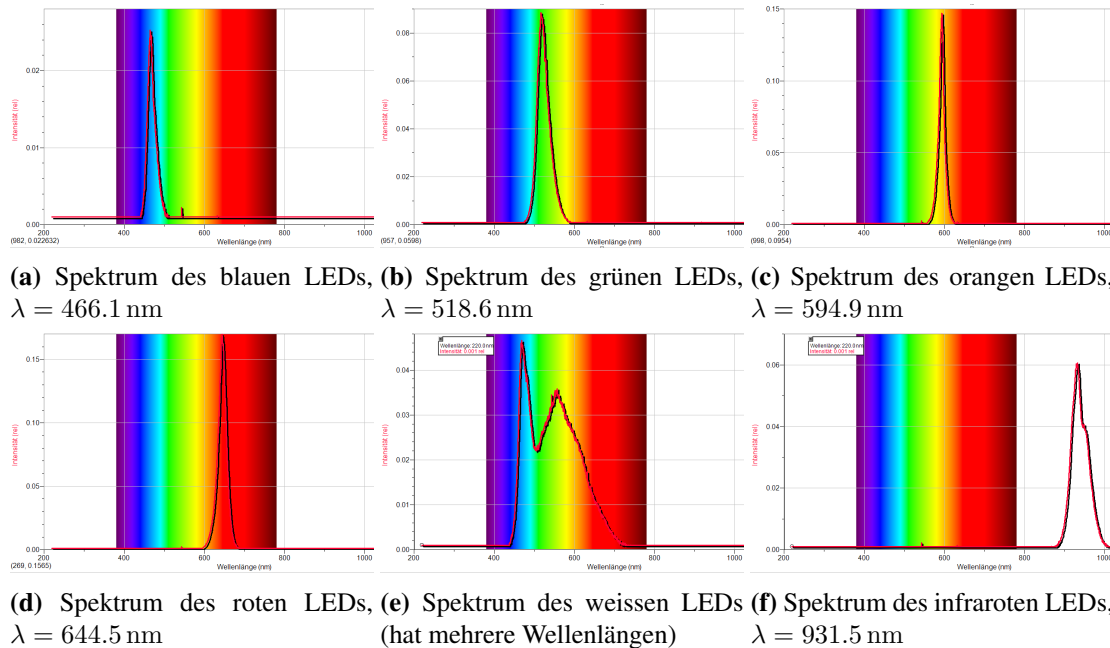
Aus einer linearen Regression werden die Steigungen gewonnen. Das Vorzeichen ist dabei egal. Die Steigungen sind:

$$m_{ph} = \overline{m_{ph}} \pm s_{m_{ph}} = 3.43140e - 15 \pm 0.0656141e - 15$$

$$m_0 = \overline{m_0} \pm s_{m_0} = 3.27197e - 15 \pm 0.133856e - 15$$

3.2 Bestimmen von h anhand der Knickspannung von LEDs

Es waren 6 verschiedene LEDs vorhanden. Zuerst müssen die Wellenlängen der einzelnen LEDs bestimmt werden. Die Spektren der einzelnen LEDs wurden mit Hilfe eines USB-Spektrometers und dem Programm LoggerPro aufgenommen und die Peaks wurden notiert. Die Spektren sind in den Abbildungen 7a, 7b, 7c, 7d, 7e und 7f zu sehen.



Die weiße LED enthält mehrere spektrale Komponenten und hat daher keine definierte Wellenlänge.

Danach wurden die verschiedenen LEDs an einer oszillierenden Spannung gelegt und eine Spannungs-Strom-Kennlinie aufgenommen (siehe Abbildung 8). Die Knickspannung U_k kann daraus bestimmt werden (siehe Abbildung 9).

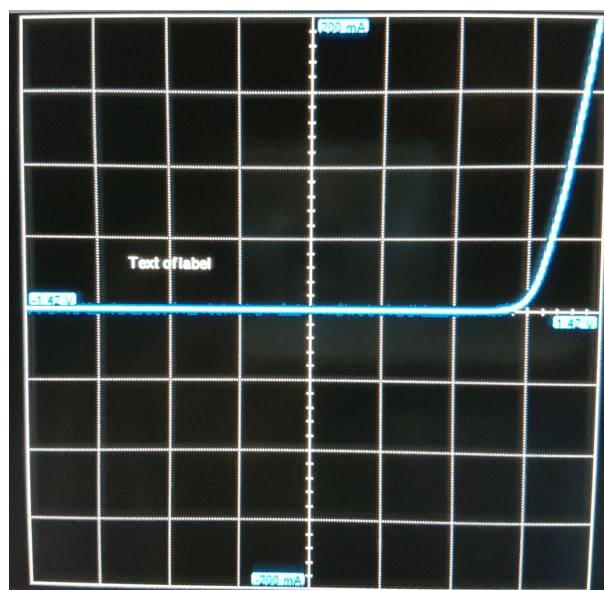


Figure 8: Messung der Knickspannung eines LEDs

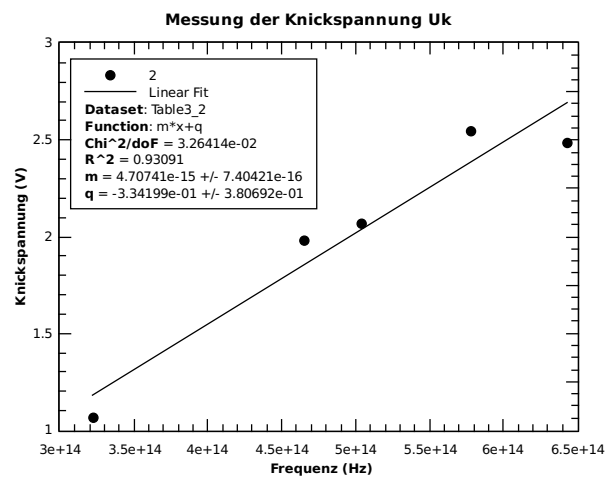


Figure 9: Messung der Knickspannung verschiedener LEDs

Die einzelnen Knickspannungen sind in Funktion der Frequenz in Abbildung 9 dargestellt. Wieder durch lineare Regression wird die Steigung m bestimmen. Diese ist:

$$m_k = 3239870 \pm 301223 \quad (11)$$

4 Fehlerrechnung

Es wurden auf drei verschiedene Arten die Steigung m_{ph} , m_0 und m_k bestimmen. Die Plank'sche Konstante h kann mit der Formel 10 berechnet werden.

Die Formel 10 wird mit in das Gaussischen Fehlerfortpflanzungsgesetz eingesetzt, um den Fehler zu Berechnen:

$$h = m \cdot e \quad \frac{\partial h}{\partial m} = e \quad \frac{\partial h}{\partial e} = m$$

$$s_h = \sqrt{(\bar{e} \cdot s_e)^2 + (\bar{m} \cdot s_m)^2}$$

Da wir die Elementarladung e so viel genauer bekannt ist als die gemessene Steigung, kann $e_s \approx 0$ angenommen werden. Die Fehlerrechnung vereinfacht sich auf:

$$s_h = \bar{m} \cdot s_m$$

Das Experiment ist verschiedenen Einflüssen unterworfen, welche nicht nur die Messgenauigkeit beeinträchtigen, sondern auch zu systematischen Fehlern führen. Zunächst ist die Erfassung der kritischen Gegenspannung U_0 unsicher, weil das Verschwinden bzw. Einsetzen des Photostromes "schleichend" ist, bedingt durch das breite Energiespektrum der Photoelektronen. Dann führen Inhomogenitäten und Alterungseffekte (z.B. Gasadsorption) der Kathodenoberfläche dazu, dass die Austrittsarbeit W_a örtlich und zeitlich variiert.

Es ist mit einer Systematischen Abweichung von etwa 10 % bis 30 % rechnen. Die statistischen Fehler werden also angepasst:

$$s_{h_{ph}} := \sqrt{s_{h_{ph}}^2 + 0.3 \cdot h_{ph}}$$

$$s_{h_0} := \sqrt{s_{h_0}^2 + 0.3 \cdot h_0}$$

$$s_{h_k} := \sqrt{s_{h_k}^2 + 0.3 \cdot h_k}$$

$$h_{ph} = \bar{h}_{ph} \pm s_{h_{ph}} = m_{ph} \cdot e \pm e \cdot s_{m_{ph}} = (5.49771 \pm 1.65266) e - 34$$

$$h_0 = \bar{h}_0 \pm s_{h_0} = m_0 \cdot e \pm e \cdot s_{m_0} = (5.24227 \pm 1.58724) e - 34$$

$$h_k = \bar{h}_k \pm s_{h_k} = m_k \cdot e \pm e \cdot s_{m_k} = (7.54210 \pm 2.55475) e - 34$$

Die drei Resultate können jetzt gewichtet gemittelt werden, mit Fehlerrechnung:

$$h = \bar{h} \pm s_h = \frac{\sum_i g_{h_i} \cdot h_i}{\sum_i g_{h_i}} \pm \frac{1}{\sqrt{\sum_i g_{h_i}}} \quad \text{mit den Gewichten} \quad g_{h_i} = \frac{1}{s_{h_i}^2}$$

Es ergibt sich die Plank'sche Konstante:

$$h = \bar{h} \pm s_h = (5.72891 \pm 1.04469) e - 34$$

5 Resultate und Diskussion

Die berechneten Werte sind als Tabelle und grafisch zusammengefasst (siehe Tabelle 1 und Abbildung 10).

Table 1: Zusammenfassung der errechneten Werte

Messmethode	Plank'sche Konstanten
Photospannungsmethode	$(5.49771 \pm 1.65266) e - 34$
Gegenfeldmethode	$(5.24227 \pm 1.58724) e - 34$
Knickspannung	$(7.54210 \pm 2.55475) e - 34$
Gewichteter Mittel	$(5.72891 \pm 1.04469) e - 34$

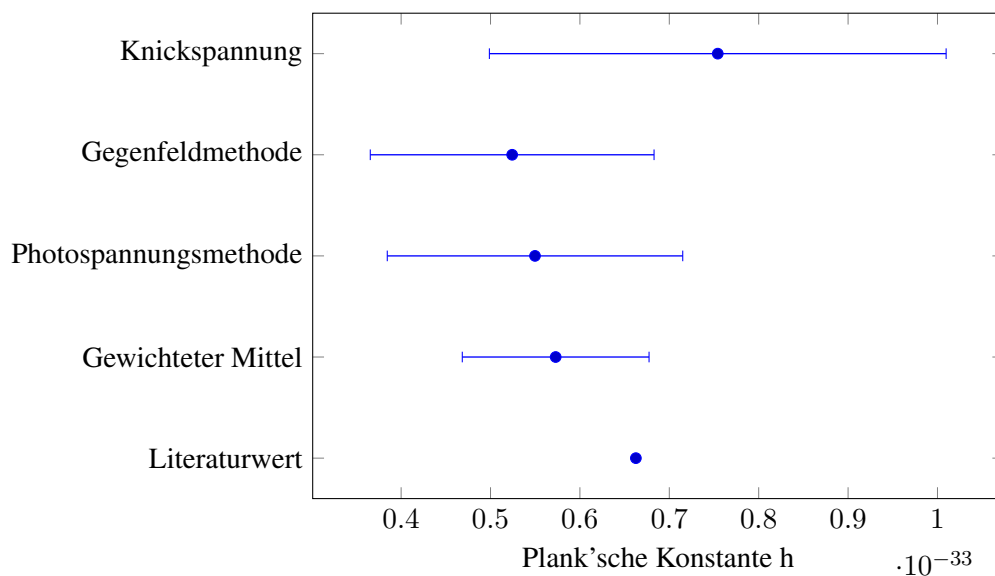


Figure 10: Grafische Darstellung der Messungen

Bei der Gegenfeldmethode liegen die Messwerte eher unter dem Literaturwert[1]. Bei den LED-Messungen lag der Messwert stark über dem Literaturwert. Wie schon erwähnt unterliegen diese Messungen vielen systematischen Fehler.

Bei der Messung der Photospannung war die Spannung extrem abhängig davon, wie die Spektrallinien auf den Sensor ausgerichtet wurden und wie schmal die Spaltbreite eingestellt wurde. Weiter musste man recht lange warten, bis die Spannung stabil wurde und auch dann schwankte sie stark.

Die Messung der Knickspannung bei den LEDs war sehr grob, hauptsächlich wegen der ungenauen Auflösung des Oszilloskops aber auch wegen der nicht allzu starken Ansteigung der U-I-Kennlinie. Eine genauere Definition der Knickspannung und eine genauere Analyse der Kennlinie (z.B. durch abspeichern der Messpunkte und Evaluation in MATLAB) kann sicher ein viel genauerer Messwert gewonnen werden.

References

- [1] *Planck's constant*. https://en.wikipedia.org/wiki/Planck_constant.
- [2] FHNW Hochschule für Technik. "A-8 Lichtquanten". In: 2017.

A Appendix

A.1 Python script für die Berechnung der Messwerte

```

1  # -*- coding: utf-8 -*-
2
3  # speed of light and elementary charge
4  c=299792458
5  e=1.6021766208e-19
6
7  # from the fitted data
8  mph=3.43140e-15
9  smph=6.56141e-17
10 m0=3.27197e-15
11 sm0=1.33856e-16
12 mk=4.70741e-15
13 smk=7.40421e-16
14
15 # systematic errors (30%)
16 off = 0.3
17 smph = (smph**2 + (mph*off)**2)**0.5
18 sm0 = (sm0**2 + (m0*off)**2)**0.5
19 smk = (smk**2 + (mk*off)**2)**0.5
20
21 # calculate Planck's constant
22 hph = mph * e
23 shph = e * smph
24 h0 = m0 * e
25 sh0 = e * sm0
26 hk = mk * e
27 shk = e * smk
28 print('hph: {}/{}'.format(hph, shph))
29 print('h0: {}/{}'.format(h0, sh0))
30 print('hk: {}/{}'.format(hk, shk))
31
32 # Calculate average constant with error
33 gi = (1/shph**2 + 1/sh0**2 + 1/shk**2)
34 h = (hph/shph**2 + h0/sh0**2 + hk/shk**2) / gi
35 sh = 1/gi**0.5
36 print('h: {}/{}'.format(h, sh))

```