

Photoeffekt

In diesem Versuch werden Sie eine zentrale Naturkonstante, das Plancksche Wirkungsquantum h , bestimmen. Dazu werden zwei Effekte benutzt, nämlich der äußere Photoeffekt, bei dem durch Licht Elektronen aus einem Festkörper herausgelöst werden, sowie die durch eine elektrische Spannung verursachte Emission von Licht in Leuchtdioden (innerer Photoeffekt).

1 Lernziele

- Äußerer Photoeffekt und seine Interpretation,
- Bändermodell für Metalle und Halbleiter,
- Innerer Photoeffekt,
- Diode und LED, Kennlinie und Sperrspannung,

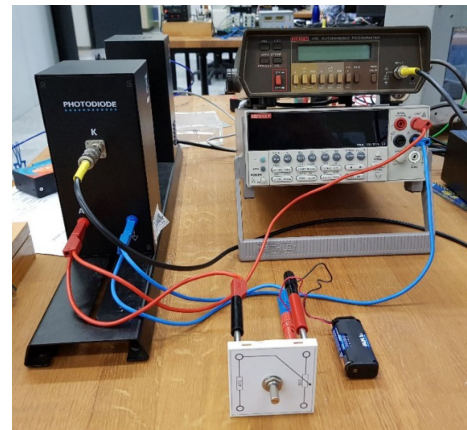
2 Experimenteller Aufbau

Äußerer Photoeffekt

- Quecksilberlampe und Farbfilter
- Photozelle,
- Picoamperemeter Keithley 487,
- Multimeter Keithley 2000,
- Batterien und Potentiometer.

Innerer Photoeffekt

- LEDs, LED-Tester,
- Ocean Optics Red Tide USB Spektrometer,
- Power-Cassy, Sensor-Cassy,
- Experimentierplatine board mit Elektronikbauteilen
- PC



3 | Messung - | Durchführung - | Auswertung

3.1 Bestimmung von h aus dem äußeren Photoeffekt

Nach der Einstein-Gleichung beträgt die kinetische Energie von Photoelektronen $E_{kin} = h\nu - W_A$. Dabei bezeichnet h das Planck'sche Wirkungsquantum, ν die Frequenz des Lichtes und W_A die Austrittsarbeit des beleuchteten Materials. In diesem Experiment wird die kinetische Energie dadurch bestimmt, dass durch Einstellen einer Gegenspannung U_G der Elektronenstrom in einer Photozelle zum Erliegen kommt. Mit der Elementarladung e gilt dann

$$eU_G = h\nu - W_A. \quad (1)$$

Mit Hilfe einer Quecksilberlampe und Filtern wird Licht unterschiedlicher Wellenlängen erzeugt, die jeweilige Gegenspannung $U_G(\nu)$ ermittelt und dann durch eine lineare Anpassung das Planck'sche Wirkungsquantum berechnet. Als Quelle für die Gegenspannung dienen Batterien und ein Potentiometer und der Spannungswert wird mit Hilfe eines Keithley 2000 Multimeter gemessen. Die Messung des Photostroms erfolgt mit einem hochempfindlichen Picoamperemeter Keithley 485.

- 1) **Wichtig!** Die Hg-Lampe emittiert auch Licht im UV-Bereich! Niemals direkt in die Lampe blicken und das Fenster des Lampengehäuses bei Nichtbenutzung abdecken. Vorsicht - die Abdeckung wird heiß!
- 2) **Wichtig!** Die Photozelle ist sehr empfindlich. Beim Filterwechsel immer die Hg-Lampe abdecken, niemals das Licht der Hg-Lampe ohne Filter direkt auf die Photodiode fallen lassen. Photodiode bei Nichtbenutzung abdecken.
- 3) Schalten Sie das Netzteil der Quecksilberdampfampe ein (POWER und MERCURY LAMP). Ein stabiler Betrieb ist bei Einschalten der kalten Lampe erst nach 20 min und bei Neustart nach

- kurzer Unterbrechung nach 5 min möglich.
- 4) Schalten Sie das Multimeter ein und wählen Sie die Messfunktion DCV. Schalten Sie das Picoamperemeter ein und stellen Sie den Messbereich auf AUTO. Lassen Sie beide Geräte für einige Minuten einen stabilen Betriebszustand erreichen.
 - 5) Stecken Sie zwei Batterien in die Halterung und prüfen Sie die Batteriespannung.
 - 6) Stecken Sie die 4mm-Blende und den ersten Farbfilter (z.B. $\lambda = 365 \text{ nm}$) vor die Photodiode und entfernen Sie die Abdeckung der Hg-Lampe (vorsicht - heiß).
 - 7) Stellen Sie mit Hilfe des Potentiometers die Gegenspannung so ein, dass der Photostrom zu Null wird. Lesen Sie diese Spannung am Multimeter ab und notieren Sie den Wert.
 - 8) Decken Sie die Hg-Lampe ab und wechseln Sie den Farbfilter. Wiederholen Sie diese Messung mit allen vorhandenen Farbfiltern und notieren Sie zu jeder Wellenlänge die dazugehörige Gegenspannung.
 - 9) Decken Sie Hg-Lampe und Photodiode ab, schalten Sie alle Geräte aus und entfernen Sie die Batterien aus der Halterung.
 - a) Erstellen Sie in QtiPlot eine Tabelle und tragen Sie die Wellenlängen und die dazugehörigen Haltespannungen ein.
 - b) Berechnen Sie aus den Wellenlängen die dazugehörigen Frequenzen und aus den Haltespannungen die Energie in [J].
 - c) Erstellen Sie eine Grafik und tragen Sie die Energie gegen die Frequenz auf. Bestimmen Sie die Bestgerade und aus deren Steigung das Plancksche Wirkungsquantum.

3.2 Bestimmung der Emissionswellenlänge der LEDs

Zur Bestimmung des Planckschen Wirkungsquantum mit Hilfe des inneren Photoeffekts benötigen Sie neben der Bandlücke, bzw. der Sperrspannung der Leuchtdioden, auch die Frequenz des emittierten Lichts. Das Emissionsspektrum wird mit Hilfe eines USB-Spektrometers gemessen und die mittlere Wellenlänge für jede LED ermittelt.

- 1) Öffnen Sie das Programm SpectraLab. Beachten Sie in der Symbolleiste die Schaltflächen für Aufnahme, Start, Pause und Stopp.
 - 2) Wählen Sie die Karte I0 um den Untergrund zu messen. Falls das Spektrum nicht fluktuiert, stoppen Sie die Messung (Stopp-button) und starten Sie neu (Start-button).
 - 3) Wechseln Sie nun auf die Karte Intensity I1=I-I0, die das Spektrum nach Abzug des Hintergrundes anzeigt.
 - 4) Stecken Sie eine Leuchtdiode in den LED-Tester und halten Sie sie unter den Lichtwellenleiter (siehe Foto). Verändern Sie den Abstand und/oder in SpectraLab die Integrationsdauer (- und +-Button) so, dass der Peak der emittierten Wellenlänge im Messbereich liegt und gut erkennbar ist. Durch Drücken der Pausetaste wird das Spektrum eingefroren.
 - 5) a) mit Mauszeiger auf Peakspitze und linke Maustaste drücken > blauer Kreis. Dazugehörige Wellenlänge in Tabelle markiert, ablesen.
 - 6) b) > Diagram > Calculate Peak Center, mit der Maus von links nach rechts den Peakbereich überstreichen. Das Peakzentrum wird als Linie eingezeichnet und die dazugehörige Wellenlänge kann unten links abgelesen werden. Notieren Sie den Wert in Ihr Laborbuch.
 - 7) > File > New > Karte I0 > Start-Knopf > Karte I1 > Pausetaste drücken.
- 1) Die Auswertung erfolgt weiter unten.

3.3 Bestimmung von h aus der Sperrspannung von LEDs: 1. Kennlinie

Die Kennlinie einer LED (Abb. 12) zeigt, dass ab einer bestimmten Spannung der Strom durch die Diode exponentiell ansteigt (Gl. (14)). Die Arbeitsspannung U_{Diode} von LEDs liegt, je nach Wellenlänge des emittierten Lichts, zwischen 1V und 4V. Bei einer höheren in Durchlassrichtung angelegten Spannung würde der exponentiell ansteigende Strom die LED zerstören. Deshalb muss die Spannung durch einen mit der LED in Reihe geschalteten Vorwiderstand R_V auf einen unkritischen Wert begrenzt werden.

(siehe Abschnitt ??).

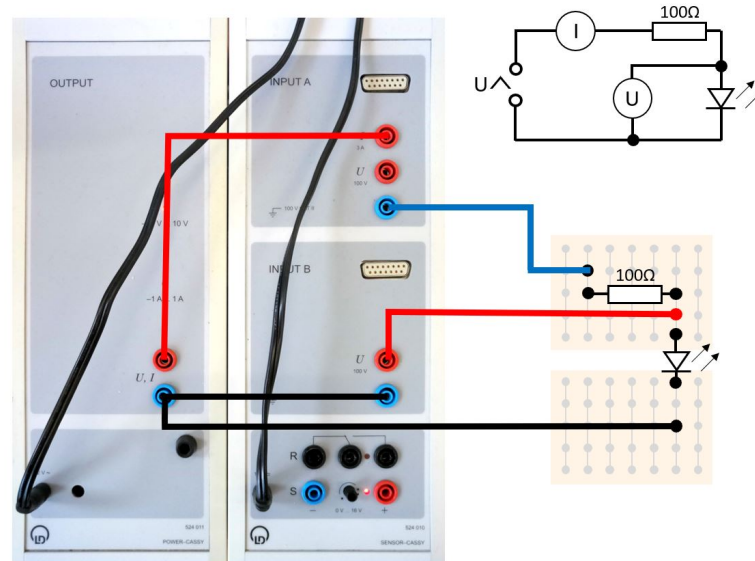


Abbildung 1: Schaltbild und Aufbau zur Messung der Kennlinie. Der Serienwiderstand begrenzt den Maximalstrom durch die LED. Das Power-CASSY-Modul liefert eine Spannungsrampe. Mit INPUT A wird der Strom und mit INPUT B der Spannungsabfall über die LED gemessen.

- 1) Verdrahten Sie auf einer Experimentierplatine die Schaltung zur Messung der Kennlinie einer LED mit Vorwiderstand (Abb. 1). Achten Sie auf die richtige Polung der Diode. Stellen Sie auch die Verbindungen zu dem Power-CASSY und dem Sensor-CASSY her.
 - 2) Messen Sie die Kennlinien mit dem Programm CASSY Lab 2. Laden Sie dazu die Datei LED-Kennlinie-Cassy.cy mit der Konfiguration des Messprogramms. Durch Drücken der F9-Taste wird eine Messung der Kennlinie gestartet. Dabei wird die Spannung linear erhöht und wieder erniedrigt. Im Verlauf der Messung sollte die LED vorübergehend sichtbar aufleuchten (Ausnahme: infrarot-LED).
 - 3) Wiederholen Sie die Messung. Beobachten Sie eine Hysterese? Wird die Reproduzierbarkeit mit jeder Wiederholung besser?
 - 4) CassyLab: Settings > Displays > Standard. Löschen Sie alle Messungen bis auf diejenigen, die Sie auswerten möchten.
 - 5) Auswertung in Cassy-Lab (siehe unten)
 - 6) Wiederholen Sie die Messung mit allen vorhandenen Leuchtdioden und notieren Sie die Reihenfolge.
- 1) Es bietet sich an, die Farbe der Kurve an die der LED anzupassen.
 - 2) Drücken Sie Alt + D und ziehen Sie dann von Hand eine Tangente an die Messkurve.
 - 3) Drücken Sie ALT + V und ziehen Sie die Markierungslinie auf den Nulldurchgang der Tangente. Den dazugehörigen Spannungswert können Sie im Cassy-Lab-Fenster unten links ablesen.
 - 4) Notieren Sie die Sperrspannung.
 - 5) Erstellen Sie in QtiPlot eine Tabelle mit den Wellenlängen und dazugehörigen Sperrspannungen der LEDs. Berechnen Sie daraus die Frequenzen und Energien und bestimmen aus der Steigung der Bestgeraden durch die Messwerte $E_U(\nu)$ das Plancksche Wirkungsquantum.

3.4 Bestimmung von h aus der Sperrspannung von LEDs: 2. Kondensatorentladung

Bei geschlossenem Schalter leuchtet die LED und gleichzeitig wird der Kondensator geladen. Öffnet sich der Schalter versorgt der geladene Kondensator die LED weiterhin mit dem notwendigen Strom, wird

dabei allerdings langsam entladen bis die Restspannung die Sperrspannung der LED erreicht. In der Entladekurve zeigt sich die Sperrspannung daher als Grenzwert der Spannung bei langer Entladezeit.

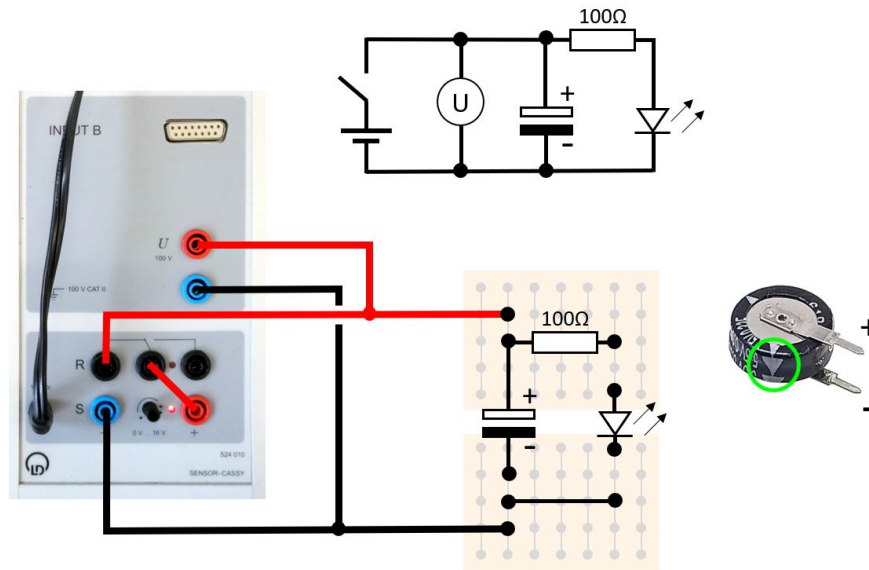


Abbildung 2: Schaltbild und Aufbau zur Messung der Entladekurve. Der Serienwiderstand begrenzt den Maximalstrom durch die LED. Beide sind parallel zum Kondensator geschaltet. Rechts: Foto des Kondensators (Panasonic GC5.5V0.22F), der Pfeil auf dem Gehäuse zeigt in Richtung des Minuspols.

- 1) Verdrahten Sie auf einer Experimentierplatine die Schaltung zur Messung der Sperrspannung U_d von LEDs aus der Entladung eines Kondensators (Abb. 2). Achten Sie auf die richtige Polung der Diode. Stellen Sie auch die Verbindungen zu dem Sensor-CASSY her.
 - 2) Schließen Sie ein Multimeter an die Anschlüsse S und R des Sensor-Cassy und stellen Sie mit Hilfe des Handpotentiometers zwischen Minus- und Plus-Buchse eine Spannung von 5V ein.
 - 3) Messen Sie die Entladungskurven mit dem Programm CASSY Lab 2. Laden Sie dazu die Datei LED-Kondensator.cy mit der Konfiguration des Messprogramms. Durch Drücken der F9-Taste wird eine Messung der Kennlinie gestartet. Im Ausgangszustand, bei geschlossenem Schalter, leuchtet die LED und gleichzeitig wird der Kondensator geladen. Öffnet sich der Schalter versorgt der geladene Kondensator die LED weiterhin mit dem notwendigen Strom, wird dabei allerdings langsam entladen bis seine Restspannung die Sperrspannung der LED erreicht. In der Entladekurve zeigt sich die Sperrspannung daher als Grenzwert der Spannung nach langer Entladedauer.
 - 4) Starten Sie das Programm (F9) und übertragen Sie die Daten nach Abschluss der Messung in QtiPlot. (> Table > Copy Table und in QtiPlot in neuer Tabelle mit Strg-V einfügen, Frage "How should QtiPlot interpret first clipboard line?" Column Names)
 - 5) Löschen Sie im Messprogramm die Daten (>Measurement > Delete Current Measurement Series).
 - 6) Wiederholen Sie die Messung mit allen vorhandenen Leuchtdioden.
- 1) Erstellen Sie in QtiPlot eine Tabelle mit den Wellenlängen und dazugehörigen Sperrspannungen der LEDs. Berechnen Sie daraus die Frequenzen und Energien und bestimmen aus der Steigung der Bestgeraden durch die Messwerte $E_U(\nu)$ das Plancksche Wirkungsquantum.

4 Vorbereitung, Fragen und Berechnungen vor Versuchsantritt

4.1 Vorbereitung

Informieren Sie sich zur Vorbereitung auf das Praktikum über die Themen, die oben als Lernziele genannt sind. Lesen Sie sorgfältig Kapitel 5. Wir empfehlen außerdem die unten aufgeführten Lehrbücher

[1] und [2]. Diese Bücher sind im internen Netz der UdS kostenlos zugänglich.

4.2 Fragen und Berechnungen

Beantworten Sie vor dem Versuchstermin folgende Fragen schriftlich in Ihrem Laborbuch:

- 1) Beschreiben Sie in wenigen Worten den äußeren Photoeffekt.
- 2) Warum kann die klassische Theorie elektromagnetischer Wellen die experimentellen Ergebnisse zum äußeren Photoeffekt nicht erklären?
- 3) Was versteht man unter der Austrittsarbeit bei einem Festkörper?
- 4) Erklären Sie mit Worten die Einsteinsche Gleichung $E = h\nu - W_A$.
- 5) Was ist ein Halbleiter?
- 6) Was ist der innere Photoeffekt?
- 7) Wovon hängt die Wellenlänge des Lichts ab, das von einer Leuchtdiode emittiert wird?
- 8) Kennen Sie Anwendungen für den äußeren und den inneren Photoeffekt?

[1] P. A. Tipler, *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*. Springer Spektrum, 2015, <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-54166-7>.

[2] D. Meschede, *Gerthsen Physik*. Springer, 25. Auflage, 2015, <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-45977-5>.

5 Zusatzmaterial

5.1 Der äußere Photoeffekt

Historisches

Die ersten Experimente zur Wechselwirkung von Licht mit Festkörpern, die wir heute Photoeffekt oder photoelektrischen Effekt nennen, wurden 1887 von Heinrich Hertz und Wilhelm Hallwachs durchgeführt [1,2]. Diese Experimente zeigten, dass die negative Ladung eines zuvor aufgeladenen Festkörpers entfernt werden kann, wenn seine Oberfläche mit UV-Licht bestrahlt wird. Im Gegensatz dazu konnte für einen positiv geladenen Körper keine Entladung beobachtet werden: *Man ist demnach berechtigt anzunehmen, dass bei der Belichtung negativ elektrischer, blanker Metallplatten, deren Oberflächen eine solche Aenderung erleiden, dass negativ elektrische Teilchen von ihnen weggehen...* [2]. Zu dieser Zeit (das Elektron war noch nicht entdeckt) konnten diese Beobachtungen nicht erklärt werden.

Philipp Lenard [4] verfeinerte 1902 die Experimente von Hertz und Hallwachs und bestimmte die Energieverteilung der Photoelektronen, indem er im Vakuum ein veränderliches elektrisches Gegenfeld anlegte: *Es war dies (sein Experiment) im Einklang mit der Vorstellung, dass das Licht die Strahlenbildung (die Photoelektronen) nicht ausserhalb, sondern im Innern des Körpers veranlasse, wo es auch absorbiert wird, derart, dass dort negative Elektrizitätsquanten mit bestimmten Anfangsgeschwindigkeiten in fortschreitende Bewegung versetzt werden, sodass sie aus dem Körper herausfahren können.* [4].

Die wesentlichen Ergebnisse seiner Experimente waren:

- Die Geschwindigkeit der Photoelektronen ist *unabhängig* von der einfallenden Lichtintensität.
- Die Geschwindigkeit der Photoelektronen ist *abhängig* von der Frequenz des einfallenden Lichts.
- Die Zahl der emittierten Elektronen ist proportional zur einfallenden Lichtintensität.

Lenard konnte seine Beobachtungen, insbesondere den Zusammenhang zwischen Frequenz des Lichts und der kinetischen Energie der Elektronen, nicht verstehen. Dass kein Zusammenhang zwischen der Intensität des Lichts und der Energie der Elektronen besteht, widersprach der klassischen Erwartung, da im Bild der elektromagnetischen Wellen die Intensität proportional zum Quadrat der elektrischen Feldstärke der Lichtwelle ist.

Der Durchbruch zur Erklärung des Photoeffekts gelang Albert Einstein 1905 mit seinem Artikel *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt* [5]. Der revolutionäre Ansatz von Einstein entfernte sich radikal von der damals als allgemeingültig akzeptierten Maxwellschen Theorie der elektromagnetischen Strahlung, in der es keine Beziehung

zwischen der Energie einer Lichtwelle und ihrer Frequenz gibt: *Nach der Maxwellschen Theorie ist bei allen rein elektromagnetischen Erscheinungen, also auch beim Licht, die Energie als kontinuierliche Raumbfunktion aufzufassen, [...]. Es scheint mir nun in der Tat, daß die Beobachtungen über die „schwarze Strahlung“, Photolumineszenz, die Erzeugung von Kathodenstrahlen durch ultraviolettes Licht und andere die Erzeugung bez. Verwandlung des Lichtes betreffende Erscheinungsgruppen besser verständlich erscheinen unter der Annahme, daß die Energie des Lichtes diskontinuierlich im Raume verteilt sei. Nach der hier ins Auge zu fassenden Annahme ist bei Ausbreitung eines von einem Punkte ausgehenden Lichtstrahles die Energie nicht kontinuierlich auf großer und größer werdende Räume verteilt, sondern es besteht dieselbe aus einer endlichen Zahl von in Raumpunkten lokalisierten Energiequanten, welche sich bewegen, ohne sich zu teilen und nur als Ganze absorbiert und erzeugt werden können.* [5].

In Einsteins Theorie ist die Erklärung des Photoeffekts auf einmal sehr einfach:

In die oberflächliche Schicht des Körpers dringen Energiequanten ein, und deren Energie verwandelt sich wenigstens zum Teil in kinetische Energie von Elektronen. Die einfachste Vorstellung ist die, daß ein Lichtquant seine ganze Energie an ein einziges Elektron abgibt. [...] Ein im Innern des Körpers mit kinetischer Energie versehenes Elektron wird, wenn es die Oberfläche erreicht hat, einen Teil seiner kinetischen Energie eingebüßt haben. Außerdem wird anzunehmen sein, daß jedes Elektron beim Verlassen des Körpers eine (für den Körper charakteristische) Arbeit P zu leisten hat, wenn es den Körper verläßt. Mit der größten Normalgeschwindigkeit werden die unmittelbar an der Oberfläche normal zu dieser erregten Elektronen den Körper verlassen. Die kinetische Energie solcher Elektronen ist $E = (R/N)\beta\nu - P$. Dabei sind $\beta = h/k_B$, $k_B = R/N_A$ (mit der Planckschen Konstante h , Boltzmann-Konstante k_B , Gaskonstante N_A und Avogadro-Zahl N_A) und P die Austrittsarbeit W_A . In der bekannten Darstellung gilt somit

$$E = h\nu - W_A. \quad (2)$$

Obwohl diese einfache lineare Beziehung zwischen messbaren Größen (Elektronenenergie und Lichtfrequenz) 1905 veröffentlicht wurde, hat es viele Jahre gedauert bis zur allgemein akzeptierten Bestätigung durch das Experiment. Einsteins Idee der räumlich lokalisierten Lichtquanten war zunächst zu radikal, um einfach von den Physikern akzeptiert zu werden. Die überzeugendste experimentelle Bestätigung der Theorie Einsteins gelang Robert Andrews Millikan 1916 [6]. In einem aufwendigen Experiment bestimmte er direkt die Plancksche Konstante h aus dem Photoeffekt. In seinem Experiment befanden sich alle Teile (bestrahlte Metalloberflächen, Detektor für die Photoelektronen, Elektroden für die Gegenspannung) in einem gemeinsamen Vakuumsystem. Ohne Bruch des Vakuums konnten die Metalle (Li, Na, K) vor Beginn des Experiments geschnitten werden und damit eine blanke oxidfreie Oberfläche erzeugt werden. Obwohl Millikan der Idee Einsteins skeptisch gegenüberstand, bestätigte er, dass Einsteins Gleichungen die Beobachtungen exakt beschreiben und er bestimmte den Wert der Planckschen Konstante $h = 6.57 \times 10^{-27}$ erg s (im cgs-Einheitensystem) bis auf eine Unsicherheit von 0.5%. Seit 20. Mai 2019 gilt eine neue Definition der SI-Einheiten, in der, neben anderen Konstanten, die Plancksche Konstante per Definition festgelegt wurde [8];

$$h = 6.62607015 \times 10^{-34} \text{ J s}. \quad (3)$$

Einstein erhielt 1921 den Nobelpreis *for his services to Theoretical Physics, and especially for his discovery of the law of the photoelectric effect*. Den Nobelpreis 1923 erhielt Millikan *for his work on the elementary charge of electricity and on the photoelectric effect*.

Auf dem äußeren Photoeffekt basieren eine Reihe moderner Messmethoden. Die Photoelektronenspektroskopie (PES) charakterisiert die Energie- und Winkelverteilung der Photoelektronen, die durch UV-Licht (UPS, schwach gebundene Valenzelektronen) oder Röntgenstrahlung (XPS, stärker gebundene Elektronenzustände) erzeugt werden. Da die beobachteten Elektronen von der Oberfläche und aus den ersten Atomlagen des Festkörpers stammen (etwa bis 10 nm Tiefe), müssen die Experimente in sehr gutem Vakuum durchgeführt werden.

Grundlagen

Bestrahlt man eine Metalloberfläche mit Licht hinreichend hoher Frequenz ν , so treten aus dem Metall Elektronen aus. Die Emission der Elektronen setzt erst bei einer bestimmten Mindestfrequenz ν_0 des einfallenden Lichts ein und ist unabhängig davon, wie stark die Intensität (d.h. die im Lichtfeld gespeicherte Energiedichte) ist.

Die Mindestfrequenz ν_0 ist abhängig von der Art des bestrahlten Metalls. Abb. 3 zeigt schematische die Energieverhältnisse in einem Metall zur Erklärung dieser Materialabhängigkeit. Die Leitungselektronen des Metalls sind im Leitungsband gebunden und innerhalb des Metalls frei beweglich. Ihre Energieverteilung entspricht der Breite des Leitungsbandes. Die Energieskala ist so definiert, dass freie Elektronen (d.h. Elektronen die das Metall in das Kontinuum verlassen) eine positive kinetische Energie E_{kin} haben. Der Abstand von der Oberkante des Leitungsbandes (der Fermienergie E_F) zur Kontinuumsgrenze bei $E = 0$ entspricht der Austrittsarbeit W_A , die materialabhängig ist. Die Energie des Lichts $h\nu$ muss mindestens so groß wie die Austrittsarbeit sein, um ein Photoelektron aus dem Metall auszulösen.

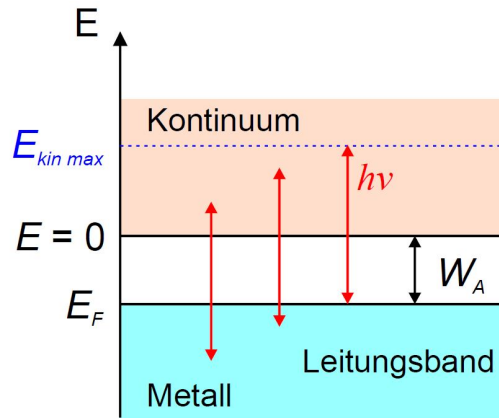


Abb. 3: Schematisches Energiediagramm für den Photoeffekt.

Ist $h\nu > W_A$, wird die überschüssige Energie dem Photoelektron als kinetische Energie mitgegeben. Die maximal mögliche kinetische Energie besitzen Elektronen, die von der Oberkante des Leitungsbandes (und direkt aus der Metalloberfläche) bei E_F ausgelöst werden. In der Festkörperphysik ist es üblich, Energien in Elektronenvolt (eV) anzugeben. Durchläuft ein Elektron eine Potentialdifferenz von einem Volt, gewinnt es die Energie von einem eV, d.h. $1\text{eV} = 1.6022 \times 10^{-19}\text{J}$. In der folgenden Tabelle sind für einige Elemente die Austrittsarbeiten aufgeführt. Am leichtesten lassen sich Elektronen aus Alkalimetallen auslösen.

Element	Li	Na	K	Rb	Cs	Cu	Ag	Au	Ni	Pt
W_A [eV]	2.93	2.36	2.29	2.26	1.95	4.53	4.63	5.38	5.53	5.64

Für die maximale kinetische Energie der Photoelektronen gilt die Einstein-Gleichung

$$E_{kin,max} = h\nu - W_A. \tag{4}$$

Der Aufbau zur Untersuchung des photoelektrischen Effekts ist in Abb. 4 dargestellt. Mit einer Lichtquelle und einem Filter wird monochromatisches Licht erzeugt, das auf die Photokathode fällt.

Falls die Energie des Lichts gemäß Gl. 4 ausreicht, Photoelektronen aus der Kathode auszulösen und ihre kinetische Energie groß genug ist, gelangen sie auf die ringförmige Anode und es fließt ein Photostrom I . Durch Anlegen einer Spannung U kann das Potential der Anode entweder vergrößert oder abgesenkt werden, d.h. die Photoelektronen werden auf dem Weg zur Anode entweder beschleunigt oder abgebremst.

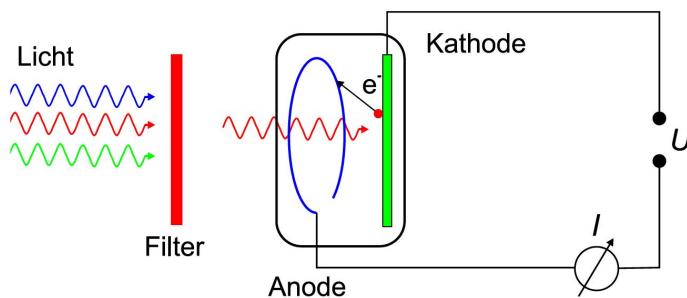


Abb. 4: Messaufbau mit Photozelle zur Untersuchung des Photoeffekts und zur Messung der I-U-Kennlinie der Photozelle.

Damit ergibt sich die Energiebilanz zu

$$h\nu = \frac{1}{2}m_e v^2 + W_A + eU \quad (5)$$

Die Elektronen können die Anode nur erreichen, wenn

$$\frac{m_e v^2}{2} > eU \quad (6)$$

Erreicht die negative Grenzspannung einen kritischen Wert U_H , die Haltespannung, verschwindet der Photostrom. Bei U_H reicht die kinetische Energie der Photoelektronen nicht mehr aus, um die Potentialdifferenz zur Anode zu überwinden. Das heißt, es gibt eine maximale kinetische Energie, die nicht überschritten werden kann bzw. eine maximale Geschwindigkeit der Photoelektronen:

$$v_{max} = \sqrt{2\frac{e}{m_e}U_H} \quad (7)$$

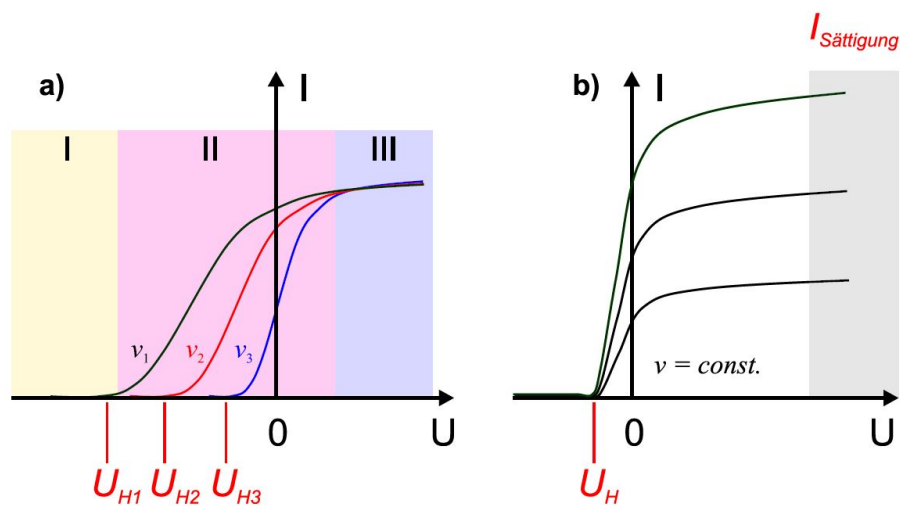


Abb. 5: Photostrom I als Funktion der Anodenspannung U für drei verschiedene Lichtfrequenzen (a) und für drei verschiedene Lichtintensitäten bei konstanter Lichtfrequenz (b). U_H markiert die Grenzspannung, bei der der Photostrom verschwindet.

In Abb. 5a sind Kennlinien für Beleuchtung mit drei verschiedenen Lichtfrequenzen dargestellt. In der Abbildung sind verschiedenen Bereiche markiert. Im Bereich I erreichen keine Elektronen die Anode, im Bereich II nur die schnellen Elektronen und im Bereich III alle und es stellt sich die Sättigungsstromstärke ein. Die verschiedenen Haltespannungen U_H entsprechen den maximalen kinetischen Energien der Photoelektronen für die verschiedenen Lichtfrequenzen. Hält man die Lichtfrequenz konstant und erhöht die Lichtintensität, steigt die Sättigungsstromstärke linear mit der Lichtintensität an, die Haltespannung U_H bleibt konstant (Abb. 5b).

Im Versuch werden die Haltespannungen U_H für verschiedene Lichtfrequenzen bestimmt, indem mit Hilfe eines empfindlichen Strommessgeräts der Photostrom auf null gebracht wird. Wird dieser Punkt erreicht, ist die Geschwindigkeit der Elektronen bei der Ankunft an der Anode gerade Null und es folgt aus Gl. (3)

$$eU_H = h\nu - W_A \quad (8)$$

Trägt man die gemessenen Werte wie in Abb. 6 gezeigt auf und passt eine Gerade gemäß Gl. (8) an die Messpunkte an, ergibt die Steigung der Ausgleichsgeraden das Plancksche Wirkungsquantum h .

Der Schnittpunkt mit der Frequenzachse bei $eU_H = 0$ ergibt die Lichtfrequenz, die mindestens nötig ist, um Photoelektronen aus der Kathode auszulösen. Durch Extrapolation zu $\nu = 0$ erhält man aus dem Achsenabschnitt im Prinzip die Austrittsarbeit des Kathodenmaterials. Dies ist allerdings nur richtig, wenn die Kontaktspannung zwischen Anode und Kathode vernachlässigt wird. Genau betrachtet ist das bremsende Gegenfeld die Summe der von außen angelegten Spannung und der sogenannten Kontaktspannung U_K zwischen Kathode und Anode. Die Kontaktspannung wird hervorgerufen durch die unterschiedlichen Austrittsarbeiten von Kathoden- und Anodenmaterial.

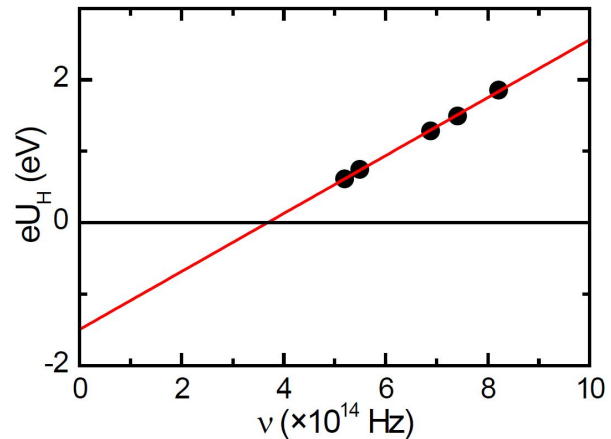


Abb. 6: Haltepotential eU_H als Funktion der Frequenz ν des einfallenden Lichts.

$$eU_K = W_{A,Anode} - W_{A,Kathode} \quad (9)$$

Die Kontaktspannung entsteht durch die Verbindung über den äußeren Messstromkreis (Spannungsquelle, Strommessgerät). Da $W_{A,Anode} > W_{A,Kathode}$ ist die gesamte Gegenspannung $U_H + U_K$. Damit ändert sich Gl. (8) zu

$$eU_H = h\nu - W_A - eU_K \quad (10)$$

Dies ändert die Steigung der Geraden nicht, aber welche Austrittsarbeit wird tatsächlich gemessen? Im Moment des Erreichens der Anode mit einer angelegten Gegenspannung U ist die kinetische Energie der Elektronen

$$E_A = h\nu - W_{A,Kathode} - (W_{A,Anode} - W_{A,Kathode}) - eU \quad (11)$$

Bei der Haltespannung U_H ist $E_A = 0$ und somit

$$eU_H = h\nu - W_{Anode} \quad (12)$$

Es wird tatsächlich also die Austrittsarbeit der Anode bestimmt.

5.2 Der innere Photoeffekt

Beim inneren Photoeffekt werden in einem Halbleiter durch Licht Valenzelektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben. Der „inverse“ innere Photoeffekt ist dann der Rücksprung von Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband unter Emission von Licht.

Das Bändermodell

Elektronen können in einem Festkörper nur bestimmte Zustände und damit verknüpfte Energien annehmen. Die Energien liegen eng beieinander und bilden sogenannte „Energiebänder“. Das Band mit den äußersten vollbesetzten Zuständen ist das Valenzband. Das energetisch über dem Valenzband liegende Band wird als Leitungsband bezeichnet. Ohne äußeren Einfluss (z.B. Licht, Temperatur, elektrisches Feld) besetzen die Elektronen die energetisch tiefsten Zustände, energetisch höhere, aber eigentlich erlaubte Zustände sind unbesetzt. Die Besetzungsgrenze heißt Fermienergie E_F . Das Bänderschema (Abb. 9) stellt die Ladungsträgerkonzentration als Funktion der Energie und des Ortes dar. Elektrischer Strom kann nur dann fließen, wenn das Leitungsband teilweise gefüllt ist, d.h. im Leitungsband existieren unbesetzte Zustände, die von den wandernden Elektronen eingenommen werden können.

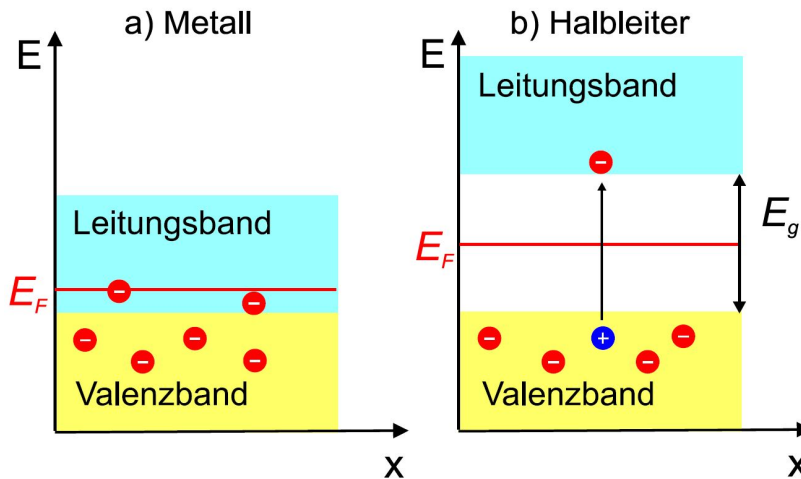


Abb.7: Bänderschema eines Metalls (a) und eines undotierten Halbleiter (b).

Bei elektrischen Leitern wie Metallen liegt das Leitungsband direkt ohne Abstand über dem Valenzband (Abb. 7a). Elektronen aus dem Valenzband können direkt in das Leitungsband übergehen und dort zum elektrischen Strom beitragen.

In Halbleitern ist das unbesetzte Leitungsband vom voll besetzten Valenzband durch eine verbotene Zone, die Bandlücke oder „energy gap“, getrennt (Abb. 7b). Die Größe der Energielücke E_g beträgt bei Halbleitern etwa 0.5 eV bis 3.5 eV. Wird diese Energie von außen aufgebracht, z.B. durch Temperatur oder Licht, können Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband angeregt werden und zur elektrischen Leitung beitragen. Das Elektron hinterlässt im Valenzband ein Loch mit positiver Ladung, das ebenfalls zum Stromtransport beiträgt. Diese Löcherleitung kann man sich als Platzwechsel mit einem benachbarten Elektron vorstellen, wodurch sich das Loch im Halbleiter bewegt. Zu den Halbleitern gehören die Elemente Si und Ge der IV. Gruppe des Periodensystems, aber auch Verbindungen zwischen Elementen der III. und V. Gruppe (z.B. GaAs, GaN, InP, InSb) und der II. und VI. Gruppe (z.B. CdTe, ZnTe, CdS, CdSe). Die elektrische Leitfähigkeit eines Halbleiters ist proportional zur Zahl der frei beweglichen Ladungsträger, also zur Konzentration n der Elektronen und zur Konzentration p der Löcher, es gilt

$$n \cdot p \propto \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (13)$$

Damit nimmt die Leitfähigkeit von Halbleitern exponentiell mit der Temperatur zu.

Dotierte Halbleiter

Die thermische Energie $k_B T$ ist bei Raumtemperatur etwa 25 meV und damit klein im Vergleich zu typischen Energielücken (Si: $E_g = 1.1$ eV). Solche Halbleiter sind nach Gl. (13) also schlechte elektrische Leiter bei Raumtemperatur. Durch gezieltes Einbringen von Fremdatomen („Dotieren“) kann die Leitfähigkeit eines Halbleiters um viele Größenordnungen verändert werden.

Das Prinzip der Dotierung soll am Beispiel des Gruppe IV Halbleiters Silizium gezeigt werden. Dotiert man Si mit Atomen der V. Gruppe (z.B. P), bringt jedes dieser Atome ein zusätzliches Elektron mit, das mit wenig Energie von seinem Atom abgelöst und ins Leitungsband gebracht werden kann („Donator“). Im Bänderschema sind die Zustände dieser Elektronen im Abstand E_D dicht unter der Leitungsbandkante lokalisiert (Abb. 8a). E_D ist typisch etwa 50 meV bis 100 meV, d.h. bereits bei Raumtemperatur ist ein großer Teil der Donatoratome ionisiert und hat seine Elektronen ins Leitungsband abgegeben. Die elektrische Leitung beruht nun überwiegend auf dem Transport der (negativen) Elektronen. Der Halbleiter wird deshalb als n-leitend oder als n-Typ bezeichnet.

Dotiert man mit einem Element der III. Gruppe (z.B. B), fehlt jedem B-Atom ein Elektron zur Bindung in Si. Bereits durch geringe Energiezufuhr kann dieses „Loch“ von einem Elektron eines Nachbaratoms gefüllt werden („Akzeptor“) und im Valenzband als freies Loch zum Ladungstransport

beitragen. Im Bänderschema sind die Zustände dieser Akzeptoren im Abstand E_A dicht oberhalb der Valenzbandbandkante lokalisiert (Abb. 8b). Die elektrische Leitung beruht nun überwiegend auf dem Transport der (positiven) Löcher. Der Halbleiter wird deshalb als p-leitend oder als p-Typ bezeichnet.

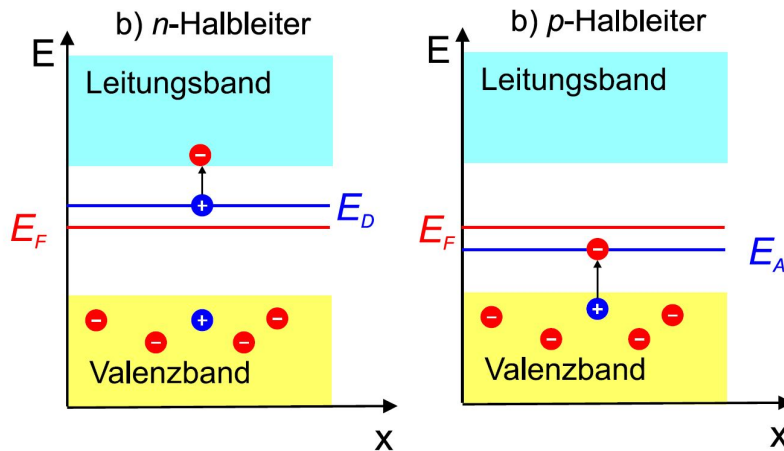


Abb. 8: Bänderschema zum Übergang eines Elektrons in einem n-leitenden (a) und einem p-leitenden Halbleiter (b).

Der pn-Übergang (Diode)

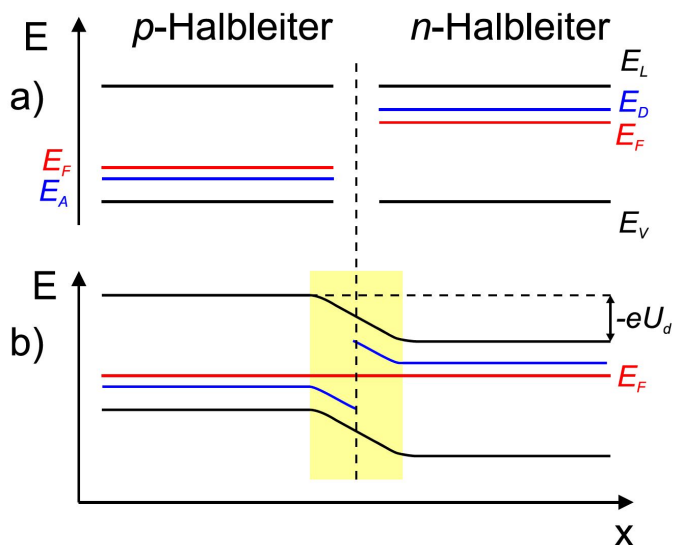


Abb. 9: Bänderschema eines pn-Übergangs im thermischen Gleichgewicht. a): Ein p- und ein n-dotierter Halbleiter ohne Kontakt. E_V und E_L bezeichnen die Ober- bzw. Unterkante von Valenz- und Leitungsband. b): Die beiden Halbleiter nach dem Kontakt. Die Bandkanten verschieben sich zwischen dem n- und p-Gebiet um die Energie eU_d . An der Grenzfläche bildet sich eine Raumladungszone aus.

Der Grundbaustein der Halbleiterelektronik ist der pn-Übergang, bei dem p- und n-Halbleiter aneinanderstoßen („Diode“). An der Grenzschicht zwischen den beiden Materialien besteht ein starkes n-Gefälle in der einen und ein p-Gefälle in der anderen Richtung. Deshalb diffundieren Elektronen in den p-Halbleiter und Löcher in den n-Halbleiter. Trifft ein Elektron dabei auf ein Loch, so füllt es dieses auf („Rekombination“) und die Übergangszone verarmt an beweglichen Ladungsträgern. Im p-Gebiet entsteht durch die ionisierten Akzeptoren, die nicht mehr durch die entsprechende Anzahl von Löchern kompensiert wurden, eine negative Raumladungszone. Analog entsteht im n-Gebiet durch die positiven Donatorenrümpfe

eine positive Raumladungszone. Wie bei einem Plattenkondensator entsteht ein Potentialgefälle und ein elektrisches Feld zwischen dem n- und p-Gebiet mit der Potentialdifferenz U_d (Diffusionsspannung). Im Gleichgewicht baut sich dieses Feld soweit auf, dass ein weiterer Zustrom von Teilchen in die Raumladungszonen verhindert wird, die Raumladungszonen verarmen an beweglichen Ladungsträgern und werden deshalb auch als „Verarmungszone“ bezeichnet. Abb. 9 zeigt den pn-Übergang im Bänderschema. Je ein p- und ein n-Halbleiter, die ursprünglich getrennt waren (Abb. 9a) werden in Kontakt gebracht (Abb. 9b). Im thermodynamischen Gleichgewicht ohne angelegte äußere Spannung liegt die Fermienergie in allen Bereichen auf gleicher Höhe. Die Bandkanten verschieben sich zwischen p- und n-Gebiet um die Energie eU_d .

Legt man an die Diode eine Spannung U , die die beweglichen Elektronen zum Pluspol und die Löcher zum Minuspol zieht („Sperrspannung“), verbreitert sich die Raumladungszone um eU . Es fließt nur noch ein geringer Sperrstrom. Polt man die Spannung um, wird die Diffusionsspannung reduziert, d.h. die Bandverbiegung wird kleiner und die Breite der Raumladungszone nimmt ab. Die beweglichen Ladungsträger reichern sich in der Verarmungszone an und dringen in die benachbarten Bereiche ein, wo sie mit den Majoritätsladungsträgern rekombinieren. Der fließende Strom nimmt mit wachsender Spannung stark zu.

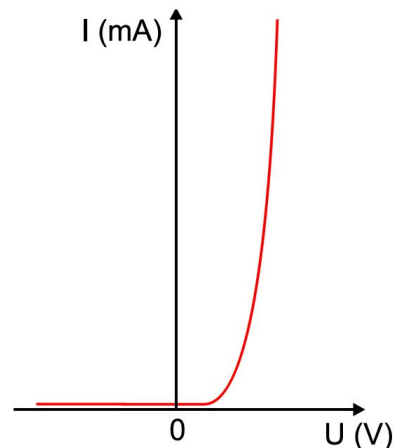


Abb.10: $I - U$ -Kennlinie einer Diode, siehe Gl. (14).

Die $I-U$ -Charakteristik („Kennlinie“) einer Diode bei der Temperatur T wird durch die Shockley-Gleichung beschrieben (Abb. 10),

$$I = I_s \exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) - 1 \quad (14)$$

I_s ist der Sperrstrom, der trotz des Sperrpotentials bei negativer äußerer Spannung fließt. Eine Diode ist ein elektrisches „Ventil“, je nach Polung sperrt sie den Strom oder lässt ihn durch.

Die Leuchtdiode (LED)

Lumineszenz - oder Leuchtdioden (Light Emitting Diode, LED) bestehen aus einem pn-Übergang. Dioden, die als elektrische Schalter eingesetzt werden, sind normalerweise aus Si hergestellt und leuchten nicht. LEDs werden meist aus III-V-Halbleitern (basierend auf GaAs, GaN oder InP) hergestellt. Im Unterschied zu Si besitzen diese Materialien einen direkten Bandübergang. Das bedeutet, dass die Elektronen auf direktem Wege vom Leitungsband in das Valenzband wechseln können. Nur so kann die dabei freiwerdende Energie in Licht umgesetzt werden. Silizium hat eine indirekte Bandlücke, beim Wechsel der Elektronen vom Leitungs- in das Valenzband wird der Impuls der Elektronen durch das Kristallgitter aufgenommen und verursacht eine Gitterschwingung, die Energie steht nicht mehr zur Lichterzeugung zur Verfügung.

Wird an eine LED eine Spannung in Durchlassrichtung angelegt, wandern Elektronen zur Rekombinationsschicht am pn-Übergang. Auf der n-dotierten Seite bevölkern sie das Leitungsband, wandern durch die Grenzfläche und treffen auf das energetisch günstigere p-dotierte Valenzband. Dort rekombinieren sie mit den vorhandenen Löchern. Allerdings macht nur ein Teil der Elektronen einen „strahlenden“ Übergang ins Leitungsband. Trotzdem sind LEDs die effektivsten Lichtquellen, was die Lichtausbeute bezogen auf die eingesetzte elektrische Leistung betrifft.

Bestimmung von h mit LEDs

Die Halbleiter, aus denen eine LED besteht, sind üblicherweise so stark p- bzw. n-dotiert, dass der

Abstand der Fermienergie zu den Bandkanten sehr viel kleiner als die Energie E_g der Bandlücke ist. Dann gilt für die Diffusionsspannung U_d in guter Näherung

$$U_d \approx \frac{E_g}{e} \quad (15)$$

Damit ein Strom durch die LED fließt, muss U_d erreicht oder überschritten werden. Die Energie des emittierten Lichts ist durch den Bandabstand gegeben

$$h\nu = E_g = eU_d \quad (16)$$

Mit Gl. (16) kann also nach Messung von U_d und ν das Plancksche Wirkungsquantum bestimmt werden

$$h = \frac{eU_d}{\nu} \quad (17)$$

Die Frequenz des emittierten Lichts kann mit einem Spektrometer (siehe Aufgabe 3.2) bestimmt werden.

Die Bestimmung von U_d ist etwas trickreicher. Die einfachste Möglichkeit ist, in absoluter Dunkelheit die Spannung zu bestimmen, bei der ein Leuchten der LED gerade erkennbar ist, aber die Empfindlichkeit des menschlichen Auges ist für verschiedene Wellenlängen unterschiedlich.

Für die elektrische Bestimmung von U_d gibt es zwei relativ einfache Verfahren, die mit hinreichender Genauigkeit die Bestimmung der Sperrspannung erlauben. Wie Abb. 11 zeigt, lässt der Bereich des steilen Anstiegs der Diodenkennlinie durch eine Gerade anzunähern. Der Schnittpunkt mit der Spannungsachse bei $I = 0$ ergibt in guter Näherung U_d .

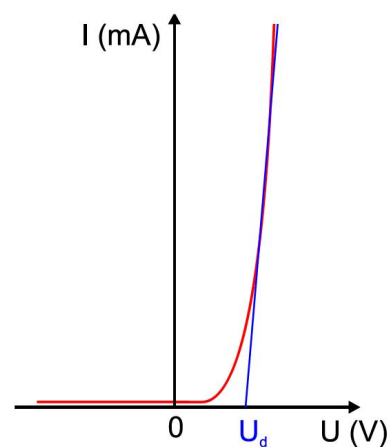


Abb.11: Bestimmung der Sperrspannung U_d aus der $I - U$ -Kennlinie einer Diode.

Die zweite Methode beruht auf der Entladung eines Kondensators, der mit der LED in Reihe geschaltet ist [11]. Abb. 12 (links) zeigt die Schaltung dieser Anordnung. Ein Kondensator wird über eine Gleichspannungsquelle bis zur Spannung $U_0 \approx 5\text{V}$ aufgeladen. Danach wird mit einem Schalter der Kondensator C von der Spannungsquelle getrennt und über einen Vorwiderstand $R = 100\Omega$ mit der LED in Durchlassrichtung in Reihe geschaltet. Der Kondensator entlädt sich über die LED, wobei der Widerstand R den Strom durch die LED begrenzt. Der Innenwiderstand der LED in Durchlassrichtung beträgt etwa 1Ω und ist gegen den Widerstand R vernachlässigbar. Das Ganze stellt ein RC-Glied, in dem der Kondensator mit der Zeitkonstanten $\tau = RC$ entladen wird,

$$U(t) = U_0 \exp(-t/\tau) \quad (18)$$

Erreicht $U(t)$ die Sperrspannung U_d findet keine weitere Entladung des Kondensators mehr statt (Abb. 14 (rechts)). Um Zeitkonstanten τ von 10s-50s zu erreichen, werden relativ große Kapazitäten von 0.1 F bis 0.5 F benötigt.

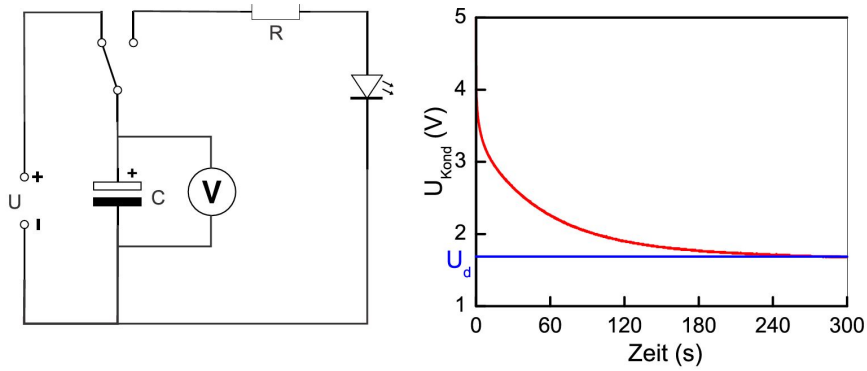


Abb.12: Schaltplan des Aufbaus zur Bestimmung der Sperrspannung U_d einer LED aus der Entladung eines Kondensators (links). Bei der Entladung des Kondensators über die LED fällt die Kondensatorspannung mit der Zeitkonstante τ bis auf U_d ab (rechts).

5.3 Versuchsaufbau

Äußerer Photoeffekt

Als Lichtquelle dient eine Quecksilberlampe. Abb. 13 zeigt das Emissionsspektrum der Lampe, das mit dem im Anhang beschriebenen Spektrometer aufgenommen wurde. Das Spektrum zeigt im Wellenlängenbereich von 350 nm ~ 600 nm 5 Linien. Durch Interferenzfilter (Bandpassfilter) kann jede dieser Linien zur Beleuchtung der Photozelle ausgewählt werden (s. Tab. 2). Die auf die Photozelle einfallende Lichtintensität kann durch den Abstand Lampe – Photozelle und durch Blenden vor der Photozelle eingestellt werden.

Achtung: Die Hg-Lampe emittiert auch Licht im UV-Bereich! Niemals direkt in die Lampe blicken und das Fenster des Lampengehäuses bei Nichtbenutzung abdecken.

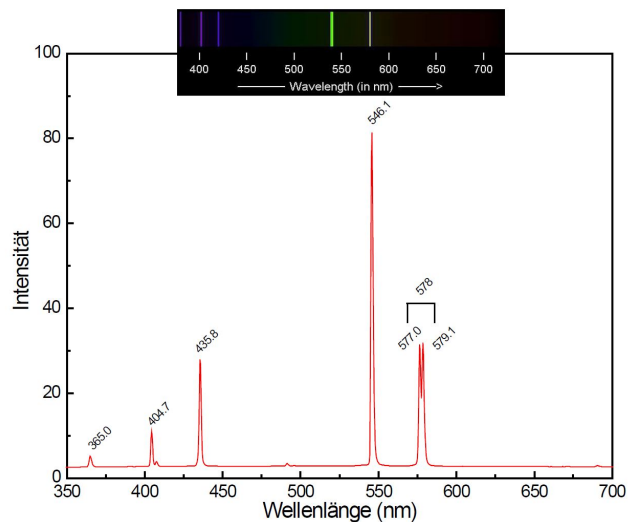


Abb.13: Emissionsspektrum der Hg-Lampe, aufgenommen mit dem Spektrometer Red Tide USB650.

Hinweis: Für einen stabilen Betrieb muss die Lampe etwa 20 min vor Versuchsbeginn eingeschaltet werden. Wurde die Lampe versehentlich ausgeschaltet, unbedingt mindestens 5 min bis zum Wiedereinschalten warten.

Tabelle 2: Mittenwellenlängen der Bandpassfilter

Filter	1	2	3	4	5
Wellenlänge [nm]	365,0	404,7	435,8	546,1	577,0

Die Messung des Photostroms erfolgt mit einem hochempfindlichen Strommessgerät (Keithley Model 485 Picoammeter), die Gegenspannung wird mit einem Keithley Model 2000 Multimeter gemessen. Als Spannungsquelle dient eine Batterie mit einem Potentiometer. Auch diese Geräte müssen für eine stabile Messung der kleinen Ströme einige Minuten warm laufen. Abb. 14 zeigt ein Bild des Aufbaus und der Verdrahtung.

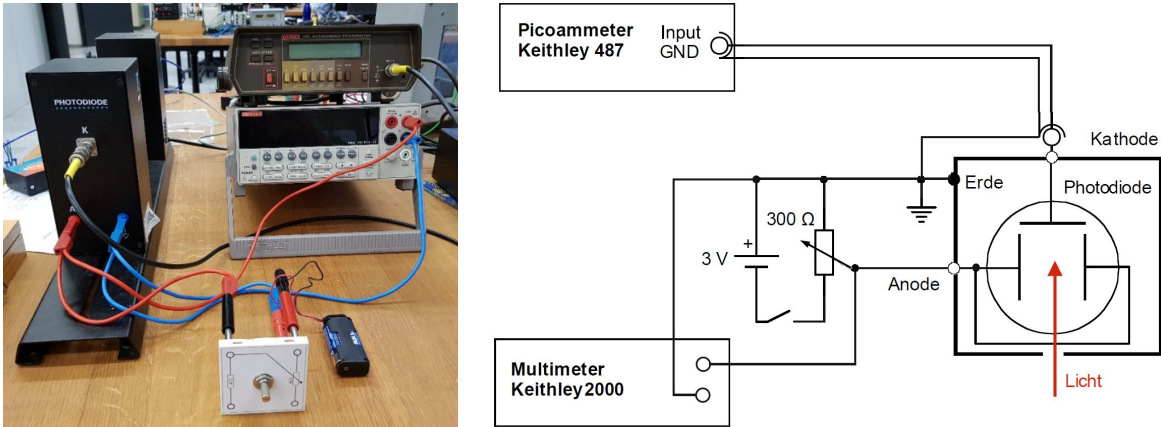


Abb.14: Versuchsaufbau (links) und Verdrahtung (rechts) zur Messung des äußeren Photoeffekts.

5.4 Das Spektrometer

Das hier benutzte Spektrometer Red Tide USB650 analysiert Licht in einem Wellenlängenbereich von 350 nm – 1000 nm mit einer Auflösung von etwa 2 nm. Es besitzt keine beweglichen Teile, alle optischen Komponenten sind fest montiert und wurden einmal eingestellt und geeicht. Abb. 2 zeigt den inneren Aufbau des Spektrometers. Das zu analysierende Licht wird über einen Lichtleiter (1) und einen Spalt (2) in das Spektrometer geführt. Ein Eintrittsfilter (3) beschränkt den Wellenlängenbereich des eintretenden Lichts auf den Wellenlängenbereich 350 nm – 1000 nm. Ein Hohlspiegel (4) fokussiert das Licht auf ein Gitter (5) mit 600 Linien pro mm. Das Gitter zerlegt durch Beugung das Licht spektral. Die 1. Beugungsordnung dieses Lichts wird von einem weiteren Spiegel (6) über viele kleine Sammellinsen (7) auf einen CCD-Detektor (8) mit 2048 Elementen („Pixel“) abgebildet. Zusätzliche Filter (9,10) dienen der Unterdrückung von Streulicht und Licht aus Beugungen höherer Ordnung. Die Position jedes Pixels des CCD-Detektors entspricht einer bestimmten Wellenlänge und jeder Pixel erzeugt ein elektrisches Signal, das proportional zu der Intensität des von ihm absorbierten Lichts ist. Diese Signale werden digitalisiert und an einen PC übertragen. Allerdings haben sowohl das Gitter als auch der CCD-Detektor abhängig von der Wellenlänge unterschiedliche Empfindlichkeiten.

