

Der Photoeffekt

1. Einleitung

Unter dem Photoeffekt oder lichtelektrischem Effekt versteht man die **Auslösung von Elektronen aus Metalloberflächen durch Bestrahlung mit Licht**. Im vorliegenden Experiment sollen die damit zusammenhängenden Erscheinungen, wie zum Beispiel die Abhängigkeit der **Elektronenenergie von der Wellenlänge** des einfallenden Lichtes, quantitativ untersucht werden. Da bei der Erklärung der Ergebnisse die **Natur des Lichtes** eine entscheidende Rolle spielt, sollen im folgenden Kapitel zunächst einige Bemerkungen zu dieser Frage gemacht werden, bevor die Phänomene im einzelnen beschrieben werden.

2. Bemerkungen zur Natur des Lichtes

Sowohl der lichtelektrische Effekt als auch der Compton-Effekt oder die Paarbildung (siehe V704) erfordern zu ihrer Erklärung eine **korpuskulare Theorie** des Lichtes. Andererseits kann man die Phänomene der Beugung (siehe V406) und der Interferenz des Lichtes (siehe V401) nur in einem Wellenbild verstehen. Diese beiden Vorstellungen von der Natur des Lichtes sind miteinander unvereinbar, wie schon aus der mathematischen Beschreibung der Phänomene hervorgeht. Einerseits wird die **Newtonsche Punktmechanik** benutzt und zum anderen die Maxwellschen Gleichungen mit der daraus folgenden Wellengleichung. Da die Ergebnisse der Experimente aber eindeutig sind, muss der Schluss gezogen werden, dass eine klassische Beschreibung der Natur des Lichtes nicht möglich ist. Nur die **Quantenelektrodynamik** ist in der Lage, eine in sich widerspruchsfreie Theorie zur Erklärung der experimentellen Ergebnisse zu liefern. In dieser sind das **Korpuskel-** und das **Wellenmodell als Grenzfälle** enthalten. Beide sind recht anschaulich und lassen sich mathematisch relativ einfach behandeln, (was für den allgemeinen Fall nicht zutrifft). Wann das eine oder das andere Modell eine brauchbare Näherung darstellt, hängt von dem speziellen Experiment ab. Generell kann man jedoch sagen: Sobald man über eine **große Zahl von Photonen** - den Feldquanten der Elektrodynamik - **mitteln kann** wie etwa bei der räumlichen Ausbreitung des Lichtes, beschreibt das **Wellenmodell** die experimentellen Ergebnisse recht gut. Dagegen stellt bei allen **Wechselwirkungen des Lichtes mit Materie**, wie beispielsweise der Emission oder der Absorption, das **Korpuskelmodell** die bessere Näherung dar. Auf dieser Grundlage konnte **EINSTEIN im Jahre 1905** erstmalig eine (qualitative) Erklärung¹ der Phänomene des lichtelektrischen Effektes abgeben. Das soll im nächsten Kapitel näher erläutert werden.

¹ Quantitative Ergebnisse, wie z.B. die Wahrscheinlichkeit der Elektronenemission beim Photoeffekt, kann nur die Quantenelektrodynamik liefern.

3. Die Phänomene des lichtelektrischen Effektes und ihre Erklärung im Sinne der einsteinschen Korpuskulartheorie

Eine prinzipielle Anordnung zur Untersuchung des Photoeffektes² besteht darin, dass man im Vakuum eine Festkörperoberfläche mit monochromatischem Licht bestrahlt und dieser als Photokathode bezeichneten Elektrode eine zweite Metallplatte gegenüberstellt, die ein positives Potential in bezug auf die Photokathode besitzt. Beide Elektroden sind über ein empfindliches Strommessgerät miteinander verbunden so, wie es in Abb.1 dargestellt ist.

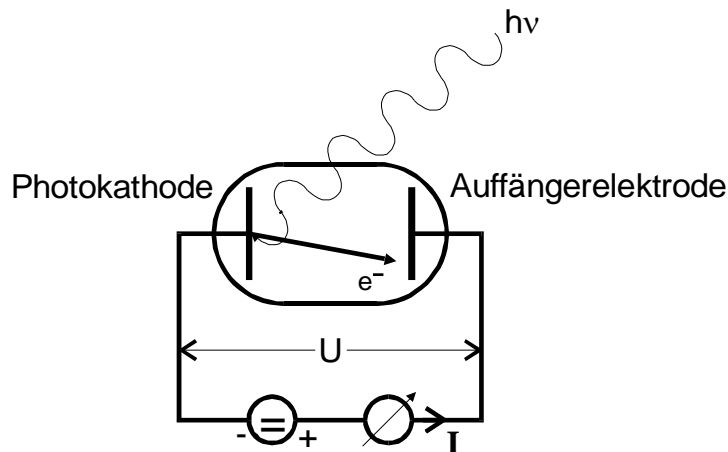


Abb.1: Prinzipielle Anordnung zur Untersuchung des Photoeffektes

Die experimentellen Ergebnisse zum lichtelektrischen Effekt, die mit derartigen Apparaturen gewonnen wurden, lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- b) Die Zahl der pro Zeiteinheit ausgelösten Elektronen ist proportional zur Lichtintensität.
- c) Die Energie der Photoelektronen - gemessen über ihre Geschwindigkeit - ist proportional zur Lichtfrequenz und unabhängig von der Lichtintensität.
- d) Es existiert eine Grenzfrequenz, unterhalb der der Photoeffekt nicht auftritt.

Sämtliche Ergebnisse lassen sich nicht mit einem Wellenmodell erklären: Wenn man beispielsweise annimmt, dass die Elektronen an der Oberfläche eines Metalles durch das elektrische Feld des einfallenden Lichtes zu erzwungenen Schwingungen angeregt werden, dann müssten die Elektronen die Metalloberfläche verlassen können, sobald ihre Schwingungsamplitude so groß geworden ist, dass sie die elektrostatischen, rücktreibenden Kräfte (siehe V504, Kap.2) überwinden können. Das heißt, auch bei langwelligem Licht mit ausreichend hoher Intensität müsste der Photo-Effekt möglich sein. Bei einer bestimmten Frequenz müssten Resonanzphänomene zu beobachten sein, wo der Photo-Effekt bevorzugt auftritt. Weiterhin müsste die Energie der Photoelektronen mit der Lichtintensität anwachsen. All diese Forderungen stehen aber im Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen.

² Erste systematische Untersuchungen zum Photoeffekt wurden 1887 von W. Hallwachs angestellt; entdeckt wurde er im gleichen Jahr von Heinrich Hertz.

Sie wurden praktisch aus der Annahme abgeleitet, dass die Energie des Strahlungsfeldes gleichmäßig über die Wellenfläche verteilt ist. Gibt man dieses Postulat auf, das heißt, entfernt man sich von der Wellentheorie und nimmt dagegen an, dass die Energie sich in Volumina von subatomarer Größe konzentriert, dann lassen sich die unter a) bis c) erwähnten Erscheinungen zwanglos erklären. Es soll also jetzt im Rahmen des Korpuskularmodells angenommen werden, dass die Energie des Strahlungsfeldes in sogenannten **Photonen** oder **Lichtquanten** von praktisch verschwindender Ausdehnung im Raum transportiert wird. Diese Korpuskeln sind nach EINSTEIN identisch mit den **PLANCKschen Energiequanten**. Das heißt im einzelnen:

1. Monochromatisches Licht der Frequenz ν besteht aus Photonen, die sich mit der Lichtgeschwindigkeit c geradlinig bewegen und die alle die Energie $h\nu$ besitzen (h = Plancksches Wirkungsquantum).
2. Ein Photon überträgt seine Energie momentan auf ein Elektron; diese teilt sich auf in die sogenannte **Austrittsarbeit** A_k (siehe V504, Kap.2), das heißt, in die Energie, die notwendig ist, damit das Elektron die Festkörperoberfläche verlassen kann, und in die kinetische Energie des Elektrons. Diese Energiebilanz beim Photo-Effekt hat somit die Gestalt

$$(1) \quad h\nu = E_{\text{kin}} + A_k .$$

Aus (1) folgt sofort, dass der Photoeffekt nicht mehr auftreten kann, sobald

$$h\nu < A_k$$

ist. Das Auftreten einer Grenzfrequenz ist somit ohne weiteres zu verstehen. Weiterhin folgt aus (1), dass die kinetische Energie ausschließlich proportional zur Frequenz des Lichtes ist.

3. Die Lichtintensität ist proportional zur Zahl der Photonen pro Zeit- und Raumwinkel-einheit.

Da ein Photon höchstens ein Elektron auslösen kann, findet die Beobachtung a) mit 3. ihre zwanglose Erklärung.

4. Aufgabe

- b) Man untersuche beim Photoeffekt den Zusammenhang zwischen der Wellenlänge (bzw. Frequenz) des Lichtes und der Maximalenergie der emittierten Elektronen und bestimme daraus den Quotienten h/e_0 sowie die Größe A_k (e_0 = Elementarladung).
- c) Man messe die Abhängigkeit des Elektronenstromes von der an einer beleuchteten Photozelle angelegten Spannung und erkläre qualitativ den erhaltenen Kurvenverlauf.

5. Experimentelle Untersuchung des Photoeffektes

Die Auslösung der Photoelektronen geschieht in einer sogenannten **Photozelle**. Das ist ein evakuierter Glaskolben, der zwei Elektroden enthält. Die als Photokathode bezeich-

nete Elektrode besteht aus einer auf der Innenseite **aufgedampften Metall- oder Legierungsschicht**, die vom Licht bestrahlt werden kann. Die **Anode wird durch einen kreisförmigen Draht** realisiert, der in einigen Millimetern Abstand **parallel zur Kathodenoberfläche** angebracht ist (siehe Abb.2).

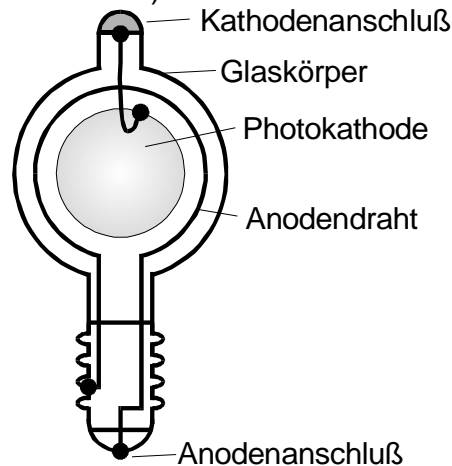


Abb.2: Schematische Darstellung der verwendeten Photozelle

Zur Untersuchung des Photoeffektes kann man die in Abb.3 skizzierte Apparatur benutzen. Das von der Lampe erzeugte und von der Kondensorlinse gebündelte Licht fällt

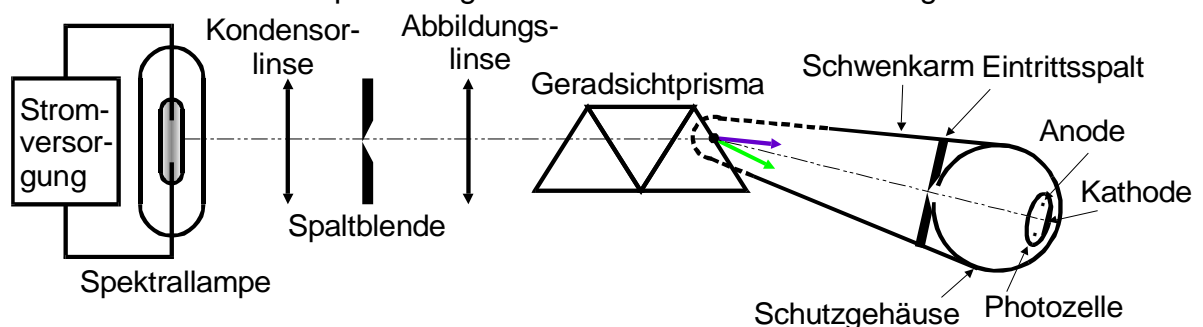


Abb.3: Optischer Teil des Versuchsaufbaus

auf die **Spaltblende**. Die **Abbildungslinse** entwirft auf den Eintrittsspalt der Photokathode ein **Bild der Spaltblendenöffnung**. Das Geradsichtprisma bewirkt eine **räumliche Trennung**³ der von der Lichtquelle emittierten **Spektrallinien**. Auf einer **Mattscheibe** vor der Photokathode erkennt man mehrere nebeneinander liegende farbige Bilder der Spaltblende. Jedes dieser Bilder wird von Licht einer bestimmten Wellenlänge erzeugt. Durch **Schwenken des Schutzgehäuses** kann man daher erreichen, dass die Photokathode mit **verschiedenem, aber jedesmal monochromatischem Licht bestrahlt** wird. Die **Energie der ausgelösten Elektronen** lässt sich mit der **sogenannten Gegenfeldmethode** messen (siehe hierzu Abb.4).

³ Näheres hierzu siehe V402

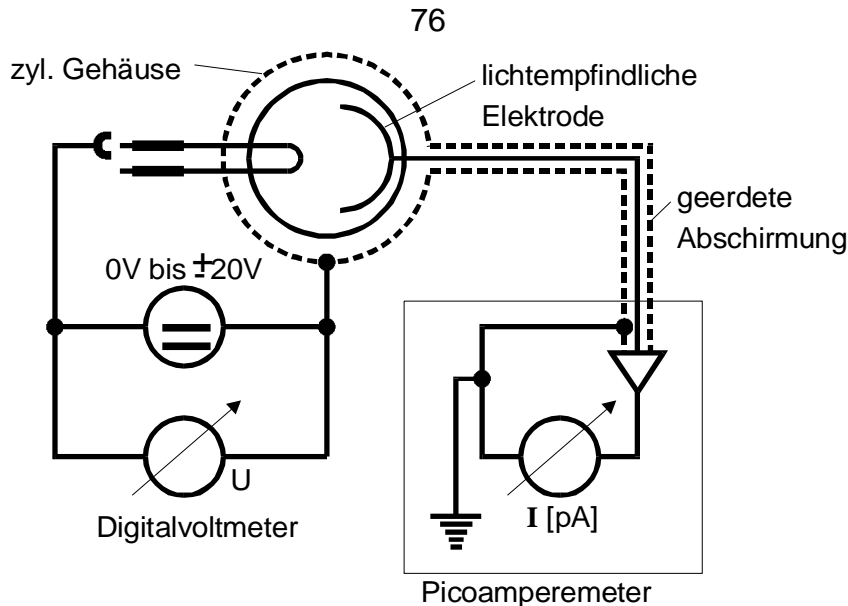


Abb.4: Elektrisches Schaltbild der Messapparatur

Man legt an die Kathoden-Anoden-Strecke eine variable Spannung U an, die ein die Elektronen abbremsendes Feld erzeugt. Gleichzeitig beobachtet man mit einem empfindlichen Messgerät den Strom, der von der Kathode zur Anode fließt. Von den aus der Kathode austretenden Elektronen können höchstens diejenigen zur Anode gelangen, deren kinetische Energie größer ist als $e_0 U$. Der Strom verschwindet spätestens dann, wenn

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

(e_0 = Elementarladung, m_0 = Ruhemasse des Elektrons)

ist, wobei v_{\max} die Geschwindigkeit der schnellsten Elektronen bedeuten soll. Aus der Gegenspannung U_g lässt sich demnach die kinetische Energie der schnellsten Elektronen berechnen. Für sie gilt also nach (1) und (2)

$$(3) \quad h\nu = e_0 U_g + A_k$$

Aus einer Messreihe „Bremsspannung U in Abhängigkeit von der Lichtfrequenz ν “ muss sich daher – die Gültigkeit von (3) vorausgesetzt – das Verhältnis von Wirkungsquantum h zur Elementarladung e_0 bestimmen lassen.

Bei der praktischen Durchführung einer solchen Messung tritt jedoch das Problem auf, dass der Photostrom bei $U = U_g$ nicht schlagartig verschwindet, sondern bereits bei $U < U_g$ merklich absinkt. Die Strom-Spannungskurve hat etwa die in Abb.5 wiedergegebene Gestalt. Die genaue Bestimmung von U_g wird durch diese Erscheinung merklich erschwert. Sie kommt dadurch zu Stande, dass die Photoelektronen keineswegs monoenergetisch sind sondern eine Energieverteilung besitzen, die sich von 0 bis zu $\frac{1}{2} m_0 v_{\max}^2$ erstreckt. Die Energie der Photoelektronen hängt davon ab, welche Energie sie bereits im Festkörper besessen haben, bevor sie durch ein Photon ausgelöst wurden. Über die Energieverteilung der Elektronen im Festkörper macht die so-

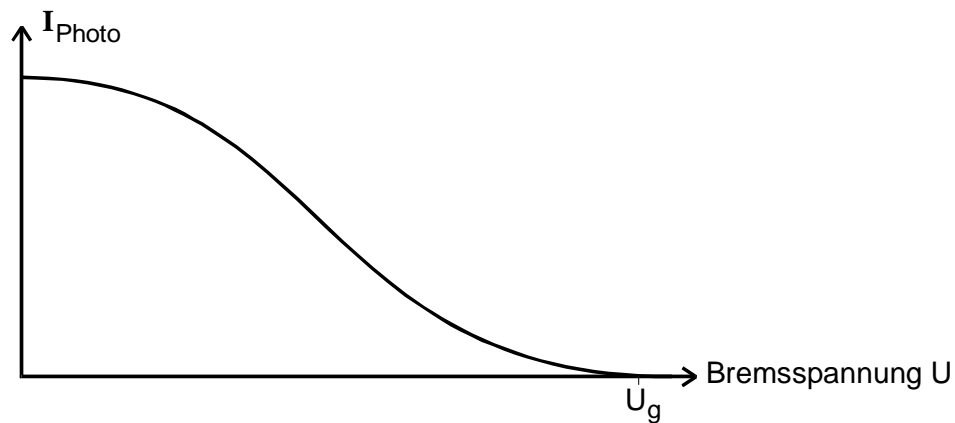


Abb.5: Photostrom in Abhängigkeit von der Bremsspannung in einer mit monochromatischem Licht bestrahlten Photozelle

nannte **Fermi-Dirac-Statistik**⁴ eine Aussage. Diese lautet, dass sich die Energie der Leitungs- und Valenzelektronen von 0 bis zur Fermi-Energie ζ erstreckt, wobei ζ je nach Material mehrere eV betragen kann. Bei endlicher Temperatur gibt es zusätzlich eine – wenn auch nur sehr geringe – Zahl von Elektronen, deren Energie deutlich größer ist als ζ . Es können daher beim Photoeffekt gelegentlich auch Elektronen auftreten, deren Energie größer ist als $h\nu - A_K$. Man kann durch **Differentiation** der Kurve in Abb.5 die Energieverteilung der Elektronen im Festkörper bestimmen, was auch in der Vergangenheit ausgeführt wurde. Bei der hier vorliegenden Apparatur erhält man jedoch falsche Ergebnisse, da **nicht gewährleistet** ist, dass alle Photoelektronen, die die Kathode verlassen, auch die **Anode erreichen**, da ihre **Oberfläche viel zu klein** ist. Man kann zeigen⁵, dass unter bestimmten Voraussetzungen zwischen dem Photostrom I_{Ph} und der Bremsspannung U ein parabolischer Zusammenhang besteht

$$I_{Ph} \sim U^2.$$

Zur Bestimmung von U_g wird man daher \sqrt{I} gegen U auftragen und U_g als Schnittpunkt der erhaltenen Geraden mit der **U-Achse** bestimmen.

Es gibt noch eine weitere Ursache, die bewirkt, dass unter bestimmten Voraussetzungen von der Kathode kommende Photoelektronen **die Anode nicht erreichen**: Sie ist dann gegeben, wenn das Anodenmetall eine **hohe Austrittsarbeit**, die mit A_A bezeichnet werden soll, besitzt. Die Potential- bzw. Energieverteilung zwischen Anode und Kathode kann dann die in Abb. 6 wiedergegebene Gestalt haben. Sobald man **zwei Metalle elektrisch leitend miteinander verbindet**, stellen sich ihre **Fermi-Niveaus ζ auf gleiche Höhe** ein. In Abb.6a ist der Fall wiedergegeben, wo $h\nu > A_K$ ist, der Photoeffekt also möglich ist, aber trotzdem **kein Photostrom** auftritt, weil $h\nu < A_A$ ist, die Elektronen also gegen ein Gegenfeld anlaufen müssten, um die Anode zu erreichen. Man bekommt in dem vorgestellten Beispiel erst dann einen Photostrom, wenn man ein **beschleunigendes Potential U_b** anlegt, sodass

⁴ Näheres hierzu siehe z.B. V504, Kap.2

⁵ siehe z.B.: M. Böhm, A. Scharmann, Höhere Experimentalphysik, VCH Verlagsgesellschaft mbH, 1992

$$h\nu + e_0 U_b \geq A_A$$

ist (siehe Abb.6b).

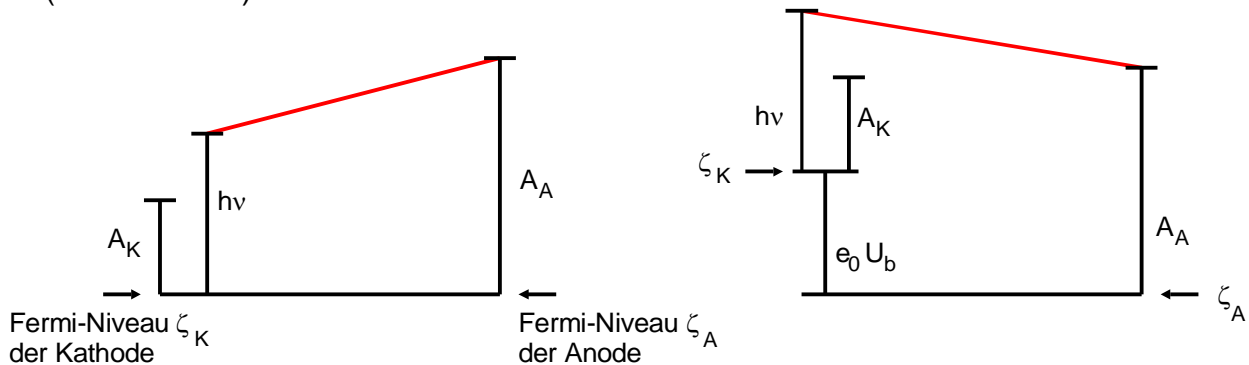


Abb.6a: Potentialverhältnisse zwischen Anode und Kathode unter Berücksichtigung der Austrittsarbeiten von Anode und Kathode

Abb.6b: Anlegen eines beschleunigenden Potentials U_b zur Erzeugung eines Photostroms

Bei der in diesem Experiment verwendeten Photozelle kann man sogar einen **negativen Strom beobachten**, wenn man die **Bremsspannung nur hinreichend hoch** wählt. Auch dieser Effekt erschwert die Bestimmung von U_g , da sich dieser Strom dem von der Kathode kommenden Photostrom überlagert.

6. Messprogramm:

- Man nehme für verschiedene Wellenlängen des eingestrahnten Lichtes den **Photostrom in Abhängigkeit von der Gegenspannung** auf. Bei relativ niedrigen Photoenergien (gelbes und rotes Licht) müssen eventuell auch **gering beschleunigende Potentiale** angelegt werden, um das **\sqrt{I} -Gesetz** über einen hinreichend großen Spannungsbereich anwenden zu können.
- Für die Spektrallinie **$\lambda = 578 \text{ nm}$** messe man den **Photostrom in Abhängigkeit von der Spannung** zwischen Anode und Kathode. Dabei lege man sowohl eine **beschleunigende als auch eine verzögernde Spannung** an ($-20\text{V} \leq U \leq +20\text{V}$). Bei diesem Versuch muss auf die **Konstanz der einfallenden Lichtintensität** geachtet werden.

7. Auswertung

- In einem Diagramm trage man die **Wurzel aus dem Photostrom gegen die Bremspannung** (eventuell auch **Beschleunigungsspannung** bei niedrigen Photoenergien) auf, zeichne **Ausgleichsgeraden** durch die **linearen Abschnitte** der Kurven und bestimme **U_g als Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden mit der U-Achse**.
- In einem Diagramm trage man die **Gegenspannung U_g gegen die Lichtfrequenz ν** auf und bestimme mittels **Ausgleichsrechnung** das **Verhältnis h/e_0** sowie die **Austrittsarbeit A_K** und drücke sie in der Einheit „eV“ aus.
- In einem weiteren Diagramm stelle man für **$\lambda = 578 \text{ nm}$** den **Photostrom in Abhängigkeit von der anliegenden Spannung** dar. Man versuche den erhaltenen Kurvenverlauf zu deuten. Insbesondere kläre man dabei folgende Fragen:

Warum erreicht die Kurve bei hohen beschleunigenden Spannungen einen Sättigungswert? (Widerspruch zum Ohmschen Gesetz?) Durch welche Parameter wird der Sättigungswert festgelegt? Was trägt dazu bei, dass der Sättigungswert nur asymptotisch erreicht wird? Wie müsste eine Photozelle konstruiert werden, bei der der Sättigungswert des Photostroms bereits bei endlichen Beschleunigungsspannungen auftritt?

Warum fällt der Photostrom bei der Gegenspannung U_g nicht abrupt auf 0 ab sondern beginnt bereits für $U > U_g$ zu sinken?

Warum kann ein dem Photostrom entgegengerichteter Strom auftreten? (Hinweis: Die Photokathode besteht aus einem Material, das bereits bei $T = 20^\circ\text{C}$ merklich verdampft.) Warum kann hier bereits bei relativ kleinen Spannungsbeträgen praktisch ein Sättigungswert erreicht werden?

Was kann man über die Austrittsarbeit der Anode sagen, wenn man berücksichtigt, dass der negative Strom bereits bei der Einstrahlung energiearmen Lichtes ($\lambda \approx 650 \text{ nm}$) auftritt?

8. Praktische Hinweise

Da die zu messenden Ströme in der Größenordnung μA liegen, müssen die Zuleitungen zum Picoamperemeter und das Gehäuse der Photozelle sorgfältig gegen Störfelder abgeschirmt werden. Das ist möglich, wenn man ein Koaxialkabel verwendet und dessen Mantel sowie das Gehäuse auf Erdpotential legt.

Man kann nur dann brauchbare Messergebnisse erzielen, wenn es gelingt, möglichst viel des von der Lampe emittierten Lichtes auf die Photokathode zu konzentrieren. Da die Intensität des gesammelten Lichtes stark von der Anordnung der optischen Elemente des Versuchsaufbaus in Abb.3 abhängt, soll im folgenden kurz auf die Justierung der Apparatur eingegangen werden:

Die optischen Bauelemente müssen so angeordnet sein, dass die Kondensorlinse ein Bild des leuchtenden Dampfvolmens in die Ebene der Spaltblende entwirft, das die gleiche Breite wie der Spalt hat (ca 1- 2 mm). Zur Berechnung der Abstände kann man die Linsenformel verwenden:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad \text{und} \quad \frac{G}{B} = \frac{g}{b} .$$

(f = Brennweite der Linse, g = Gegenstandsweite, b = Bildweite, G = Gegenstandsgröße, B = Bildgröße) Entsprechendes gilt für die Abbildung der Spaltblende auf die Eintrittsöffnung der Photozelle mittels der Abbildungslinse. Bei sorgfältiger Justierung kann man einen Photostrom von ca. 0,5 - 1 nA bei $\lambda = 435 \text{ nm}$ und $U = 0$ erzielen.

In den nachfolgenden Tabellen sind die wichtigsten Linien des Hg- und des Tl-Spektrums zusammengestellt:

λ [nm]	Farbe	Intensität
577, 579	gelb	stark
546	grün	stark
492	blaugrün	gering
434, 435, 436	violett	stark
(408), 405	violett	(gering), stark
365, 366	ultraviolett	stark

Tabelle 1: Einige wichtige Linien des Hg-Spektrums

λ [nm]	Farbe
535	grün
377,6	ultraviolett

Tabelle 2: Intensive Linien des Thallium-Spektrums

Die Wellenlängen der Laser-Dioden sind zumeist auf dem **Diodenhalter** angegeben. Die kurzwelligen Linien kann man mit einem **Fluoreszenzschirm** (z.B. weißes Papier) einjustieren. Die **Spektral-Lampen sollten möglichst wenig an- und ausgeschaltet** werden, da häufiges Schalten ihre Lebensdauer verkürzt. Wegen der starken **UV-Ausstrahlung** wird davor gewarnt, **mit ungeschütztem Auge in die brennende Hg-Lampe zu schauen. Nicht minder gefährlich ist es, in eine emittierende Laserdiode zu blicken.**

9. Literatur

Bergmann, Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. **III**, W. de Gruyter
 M. Böhm, A. Scharmann, Höhere Experimentalphysik, VCH Verlagsgesellschaft

Originalliteratur:

O. Klemperer, Z. Phys. 16 (1923) p.280 ff

P. Lukirski, S. Prilezaev, Z. Phys. 49 (1928) p.236 ff