

Ćwiczenie laboratoryjne Nr. 6

**Wyznaczanie stałej Plancka przy pomocy  
zjawiska fotoelektrycznego**

## WSTĘP. DUALIZM FALOWO-KORPUSKULARNY

Teoria Maxwella oraz takie zjawiska jak interferencja i dyfrakcja światła w sposób przekonujący świadczą na rzecz falowej natury światła. Model falowy daje interpretację koloru światła i jest niezbędny do opisu oddziaływania światła z obiektami o rozmiarach rzędu długości fali światła (rzędu 500 nm), w tym zjawisk interferencji i dyfrakcji.

Natomiast takie zjawiska jak efekt fotoelektryczny i efekt Comptona w sposób przekonujący świadczą na rzecz korpuskularnej natury światła. *Model korpuskularny* (korpuskuły Newtona, w ujęciu współczesnym fotony) jest również niezbędny do opisu oddziaływania światła z układami atomowymi (o wymiarach rzędu 1 nm). W tym modelu energia pojedynczego fotonu wynosi  $h\nu$  (gdzie  $h$  to stała Plancka a  $\nu$  częstość związanej z nim fali elektromagnetycznej), a jego pęd jest równy  $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ , gdzie  $\hbar = h/2\pi$ , a  $\vec{k}$  to wektor falowy tej fali. Tylko całe fotony mogą być absorbowane; inaczej mówiąc wymiana energii pomiędzy polem elektromagnetycznym, a układami materialnymi odbywa się porcjami energii (kwantami), których wartość wynosi  $h\nu$ .

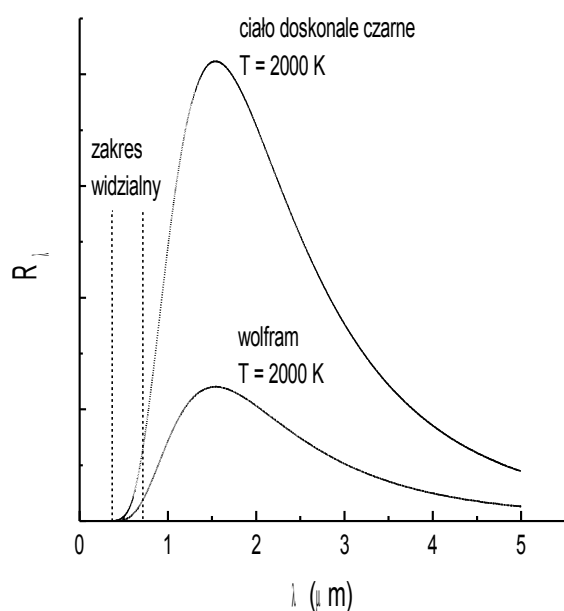
Dualizm falowo-korpuskularny natury światła udało się wyjaśnić tylko na podstawie mechaniki kwantowej: światło o długości fali większej niż 10 nm wykazuje w doświadczeniach swoje cechy falowe, a światło o długości fali mniejszej niż 10 nm zachowuje się jako strumień cząstek – fotonów.

Celem niniejszego ćwiczenia jest pomiar stałej Plancka i pracy wyjścia światłoczułej katody fotokomórki na podstawie badania zjawiska fotoelektrycznego. Stosowaną w pracy metodę pomiaru stałej Plancka po raz pierwszy zaproponował R.A.Millikan, który otrzymał za to w 1923 roku nagrodę Nobla.

## PROMIENIOWANIE TERMICZNE. PRAWO KIRCHOFFA

Promieniowanie elektromagnetyczne wysyłane przez ogrzane (do pewnej temperatury) ciała nazywamy *promieniowaniem termicznym*. Wszystkie ciała *emitują* takie promieniowanie do otoczenia, a także z tego otoczenia je *absorbują*. Jeżeli ciało ma wyższą temperaturę od otoczenia to będzie się oziębiać ponieważ szybkość promieniowania przewyższa szybkość absorpcji. Gdy osiągnięta zostanie równowaga termodynamiczna wtedy te prędkości będą równe. Za pomocą spektrometru możemy zanalizować światło emitowane przez te źródła tzn. dowiedzieć się jak silnie i jakie długości fal wypromieniowuje. Dla przykładu, na rysunku

poniżej pokazane jest widmo promieniowania dla taśmy wolframowej ogrzanej do  $T = 2000$  K. Z przedstawionego wykresu i doświadczeń wynika, że:



- Widmo emitowane przez ciała stałe ma charakter *ciągły*,
- Szczegóły tego widma są prawie niezależne od rodzaju substancji,
- Widmo silnie zależy od temperatury.

Zwróćmy uwagę, że w zwykłych temperaturach większość ciał jest dla nas widoczna dlatego, że odbijają one (lub rozpraszają) światło, które na nie pada a nie dlatego, że ciała te wysyłają promieniowanie widzialne (świecą). Jeżeli nie pada na nie światło (np. w nocy) to są one niewidoczne.

Dopiero gdy ciała mają wysoką temperaturę wtedy świecą własnym światłem. Ale jak widać z rysunku i tak większość emitowanego promieniowania jest niewidzialna bo przypada na zakres promieniowania cieplnego (podczerwień). Dlatego ciała, świecące własnym światłem są bardzo gorące.

Wielkość  $R_\lambda$  przedstawiona na wykresie na osi pionowej nazywana jest *widmową zdolnością emisyjną promieniowania* i jest tak zdefiniowana, że wielkość  $dW = R_\lambda d\lambda$  oznacza szybkość, z jaką jednostkowy obszar powierzchni wypromieniowuje energię odpowiadającą długościom fal zawartym w przedziale  $\lambda, \lambda+d\lambda$ . Zdolność emisyjna ciała zależy od długości  $\lambda$  wypromieniowanej energii oraz od temperatury ciała.

Promieniowanie możemy scharakteryzować również wprowadzając zdolność emisyjną jako funkcję częstości, a nie długości fali  $R_\nu$ . *Spektralna zdolność emisyjna promieniowania*  $R_\nu$  jest tak zdefiniowana, że wielkość  $dW = R_\nu d\nu$  oznacza szybkość, z jaką jednostkowy obszar powierzchni wypromieniowuje energię odpowiadającą częstościom fal zawartym w przedziale  $\nu, \nu + d\nu$ . Łatwo znaleźć związek między  $R_\lambda$  i  $R_\nu$ . Przedziałowi częstości  $d\nu$  odpowiada następujący przedział długości fal:

$$d\lambda = d\left(\frac{c}{\nu}\right) = -\frac{c}{\nu^2} \cdot d\nu = -\frac{\lambda^2}{c} \cdot d\nu \quad (1)$$

Znak minus w tym równaniu oznacza, że ze wzrostem częstości ( $d\nu > 0$ ) długość fali maleje ( $d\lambda < 0$ ). Ponieważ interesuje nas jaka wartość bezwzględna przedziału  $d\lambda$  odpowiada wartości bezwzględnej przedziału  $d\nu$ , będziemy dalej ten znak pomijali. Korzystając z określenia zdolności emisyjnych  $R_\lambda$  i  $R_\nu$  możemy zapisać

$$R_\nu d\nu \equiv R_\lambda d\lambda \quad . \quad (2)$$

Po podstawieniu (1) do wzoru (2) znajdujemy

$$R_\nu d\nu = \frac{\lambda^2}{c} R_\lambda \cdot d\nu \quad . \quad (3)$$

Skąd mamy

$$R_\nu = \frac{\lambda^2}{c} R_\lambda \quad . \quad (4)$$

Dla charakterystyki całkowitej energii wysyłanego promieniowania w całym zakresie długości fal wprowadzamy. Wielkość ta nazywana jest wielkość, która nazywa się *całkowitą emisją energetyczną promieniowania*  $R_C$

$$R_C = \int_0^\infty R_\lambda d\lambda = \int_0^\infty R_\nu d\nu \quad . \quad (5)$$

Niech na jednostkowy obszar powierzchni ciała pada strumień energii promienistej  $dW_p$ , odpowiadający częstościom fal zawartym w przedziale  $\nu, \nu+d\nu$ . Część energii tego strumienia  $dW'_p$  będzie pochłonięta ciałem. Bezwymiarowa wielkość

$$a_\nu(T) = \frac{dW'_p}{dW_p} \quad , \quad (6)$$

nosi nazwę *spektralnej zdolności absorpcyjnej promieniowania*. Zdolność absorpcyjna ciała zależy od częstości  $\nu$  padającego promieniowania oraz od temperatury ciała.

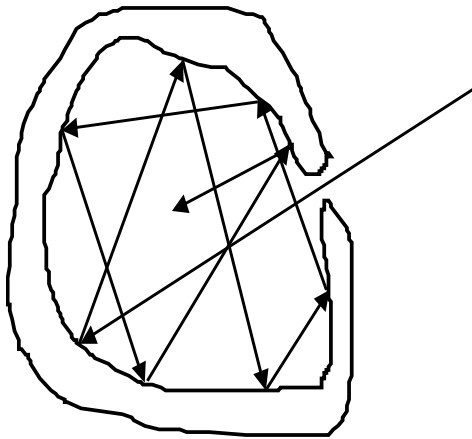
W stanie równowagi termodynamicznej ciała z otoczeniem (w które wchodzi i padające na ciało promieniowanie) ilość pochłoniętej energii promienistej jest równa ilości energii wyemitowanej. To oznacza, że ciało, które silnie pochłania promieniowanie musi i emitować energię promienistą silnieje. Stąd wynika, tak zwane *prawo Kirchoffa*

$$f(\nu, T) = \frac{R_\nu(T)}{a_\nu(T)} \quad . \quad (7)$$

Zgodnie z prawem Kirchoffa stosunek zdolności emisyjnej do zdolności absorpcyjnej ciała nie zależy od tego z jakiego materiału jest zbudowane ciało, a zależy jedynie od temperatury i częstotliwości promieniowania.

Ilościowe interpretacje wielkości  $R_\nu(T)$  i  $a_\nu(T)$  dla dowolnego ciała przedstawiają poważne trudności. Dlatego posługujemy się wyidealizowanym obiektem (modelem), a mianowicie ogrzany ciałem stałym, zwanym *ciałem doskonale czarnym*. Przykładem takiego ciała może być obiekt pokryty sadzą (obiekt nie odbija światła, jego powierzchnia absorbuje światło).

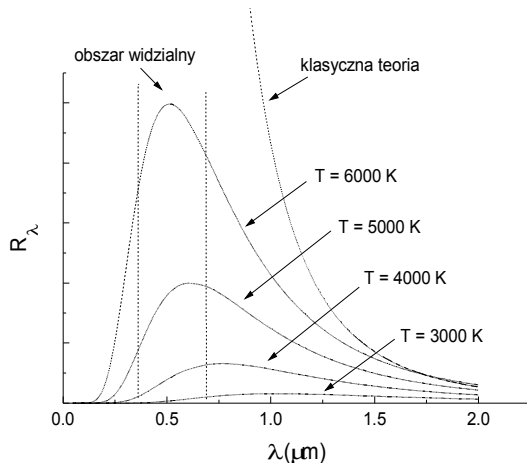
### CIAŁO DOSKONALE CZARNE



Ciałem doskonale czarnym nazywamy ciało, które w pełni pochłania całe padające na nie promieniowanie. Dla ciała doskonale czarnego  $a_\nu(T) = 1$ . Modelem ciała doskonale czarnego może być prawie zamknięta wnęka z niewielkim otworem. Światło wpadające przez otwór do wnętrza wnęki ulega wielokrotnemu odbiciu od ścianek przed tym jak wyjść przez otwór.

Z doświadczeń nad promieniowaniem ciał o właściwościach zbliżonych do ciał czarnych pokazują, że:

- Promieniowanie wychodzące z wnętrza takiego ciała przez otwór ma zawsze większe natężenie niż promieniowanie termiczne ze ścian bocznych,
- Dla danej temperatury emisja promieniowania wychodzącego z otworów jest *identyczna dla wszystkich źródeł promieniowania*, pomimo że dla zewnętrznych powierzchni te wartości są różne,



według prawa Stefana

$$R_C = \sigma T^4, \quad (9)$$

gdzie  $\sigma$  jest uniwersalną stałą (stała Stefana - Boltzmana) równą  $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ .

$$R_C = e\sigma T^4, \quad (10)$$

gdzie zdolność emisyjna  $e$  jest wielkością zależną od substancji i, co jeszcze bardziej skomplikowane, od temperatury.

$R_\lambda$  dla ciała doskonale czarnego zmienia się z temperaturą tak jak na rysunku powyżej.

### PRAWO RAYLEIGHA-JEANSA

Na przełomie ubiegłego stulecia Rayleigh i Jeans wykonali obliczenia energii promieniowania we wnęce (czyli promieniowania ciała doskonale czarnego). Najpierw zastosowali oni klasyczną teorię pola elektromagnetycznego do pokazania, że promieniowanie wewnątrz wnęki ma charakter fal stojących (węzły na ściankach wnęki). Z ich obliczeń wynikało, że zdolność emisyjną ciała doskonale czarnego można wyrazić wzorem

$$R_\nu = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} \bar{E}_\nu. \quad (11)$$

Tu  $\bar{E}_\nu$  - wartość średnia energii fali stojącej o częstotliwości  $\nu$ .

Następnie Rayleigh i Jeans założyli, że stojącą falą elektromagnetyczną ma dwa stopnie swobody: jeden stopień swobody jest związany z drganiami wektora natężenia pola elektrycznego a drugi stopień swobody określa drgania wektora indukcji magnetycznej. Dalej w oparciu o znane nam prawo *ekwipartycji* energii (na jeden stopień swobody przypada

- Długość fali dla której przypada maksimum emisji jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury ciała (*prawo przesunięcia Wiena*)

$$\lambda_m \cdot T = b \quad (8),$$

gdzie  $b = 2.9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$  jest stałą Wiena.

- Emisja energetyczna promieniowania ciała doskonale czarnego (nie jego powierzchni) zmienia się wraz z temperaturą

energia  $kT/2$ ) otrzymali dla średniej energii  $\bar{E}_\nu = 2 \cdot (kT/2) = kT$ . Po podstawieniu tego wzoru do (11) znaleźli następujący wzór na spektralną zdolność emisyjną ciała czarnego:

$$R_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad (12)$$

Wzór (12) nazywa się wzorem Rayleigha - Jeansa. Uzyskany wynik jest pokazany na wykresie rysunku wyżej (teoria klasyczna). Jak widać rozbieżność między wynikami doświadczalnymi i teorią jest duża. Dla fal długich (małych częstotliwości) wyniki teoretyczne są bliskie krzywej doświadczalnej, ale dla wyższych częstotliwości wyniki teoretyczne dążą do nieskończoności podczas gdy gęstość energii zawsze pozostaje skończona. Ten sprzeczny z rzeczywistością wynik rozważań klasycznych nazywany jest „*katastrofą w nadfiolecie*”.

### TEORIA PLANCKA PROMIENIOWANIE CIAŁA DOSKONAŁE CZARNEGO

W 1900 roku Max Planck przedstawił Berlińskiemu Towarzystwu Fizycznemu wzór opisujący widmową zdolność emisyjną dający wyniki zgodne z doświadczeniem:

$$R_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (13)$$

gdzie stała  $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$  zwana obecnie stałą Plancka.

Z porównania wzorów (13) i (11) wynika, że

$$\bar{E}_\nu = \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (14)$$

Wyprowadzając wzór (13) Planck założył, że atomy ścian zachowują się jak oscylatory elektromagnetyczne, które emitują (i absorbują) energię do wnęki, z których każdy ma charakterystyczną częstotliwość drgań. Rozumowanie Plancka doprowadziło do przyjęcia dwóch radykalnych założeń dotyczących tych oscylatorów atomowych:

- Oscylator nie może mieć dowolnej energii, lecz tylko energie dane wzorem

$$E_n = n \cdot h\nu \quad (15)$$

gdzie  $\nu$  oznacza częstotliwość oscylatora,  $n = 0,1,2,3,\dots$  - liczba całkowita (zwana obecnie liczbą kwantową).

Z powyższego wzoru wynika, że *energia jest skwantowana* i może przyjmować tylko ściśle określone wartości. Tu jest zasadnicza różnica bo teoria klasyczna zakładała dowolną wartość energii od zera do nieskończoności.

- Oscylatory nie wypromieniowują energii w sposób ciągły, lecz porcjami czyli *kwantami*. Kwanty są emitowane gdy oscylator przechodzi ze stanu o energii  $E_n$  do stanu o energii  $E_{n-1}$ :

$$\Delta E = h\nu \cdot \Delta n = h\nu \quad . \quad (16)$$

- Przy przejściu oscylatora ze stanu o energii  $E_{n-1}$  do stanu o energii  $E_n$  oscylator pochłania energię  $h\nu$ . Dopóki oscylator pozostaje w jednym ze swoich stanów kwantowych (stany stacjonarne) dopóty ani *nie emituje* ani *nie absorbuje energii*.

Dla małych częstości ( $h\nu \ll kT$ ) możemy zapisać  $\exp(h\nu / kT) - 1 \approx h\nu / kT$  i wtedy wzór Plancka przechodzi we wzór Rayleigha-Jeansa:

$$R_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \approx \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot kT \quad . \quad (17)$$

Ze wzoru (13) wynika natychmiast prawo Stefana-Boltzmann'a:

$$R_C = \frac{2\pi h}{c^2} \int_0^\infty \frac{\nu^3 d\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} = \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \cdot \frac{\pi^4}{15} = \left( \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \right) \cdot T^4 \quad . \quad (18)$$

Tu skorzystaliśmy ze wzoru

$$\int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15} \quad . \quad (19)$$

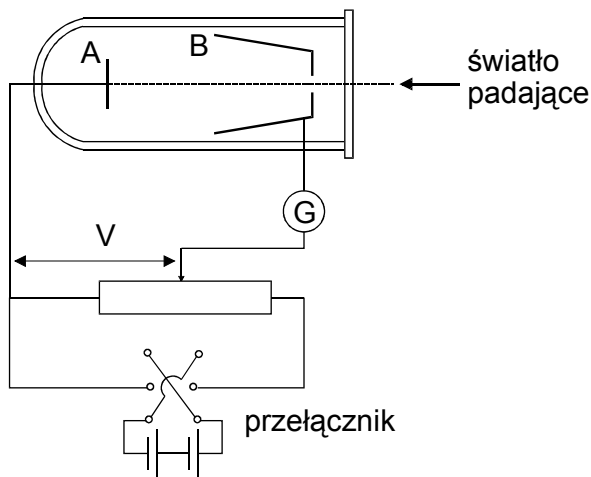
Porównując wzory (18) i (9) dla stałej Stefana-Boltzmann'a otrzymujemy

$$\sigma = \left( \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} \right) \quad . \quad (20)$$

## ZJAWISKO FOTOELEKTRYCZNE

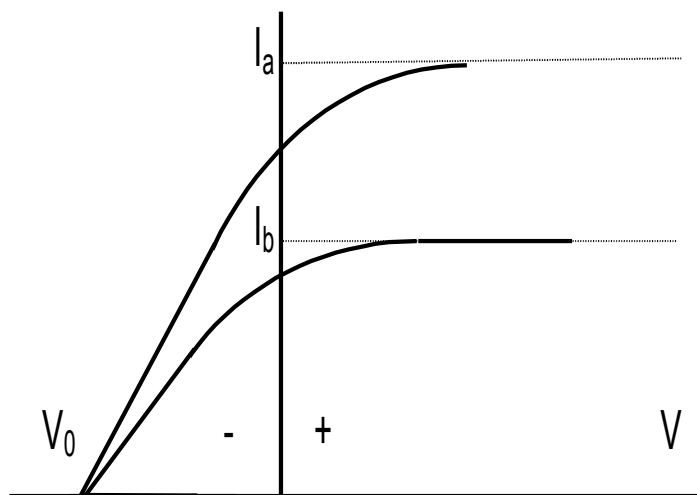
Zjawisko fotoelektryczne odkrył w 1887 roku H.G.Hertz, który zauważył, że z powierzchni niektórych metali oświetlanych światłem są wybijane elektrony. Na rysunku przedstawiono aparaturę do badania zjawiska fotoelektrycznego. W szklanej bańce, w której panuje wysoka próżnia, znajdują się dwie metalowe elektrody A i B. Światło pada na metalową płytkę A i uwalnia z niej elektrony, które nazywamy *fotolektronami*.





Fotoelektry można zarejestrować jako prąd elektryczny płynący między płytką A oraz elektrodą zbierającą B przy wytworzeniu między nimi odpowiedniej różnicy potencjałów  $V$  (tak aby elektrony były przyciągane do B). Do pomiaru prądu stosujemy czułe galwanometry.

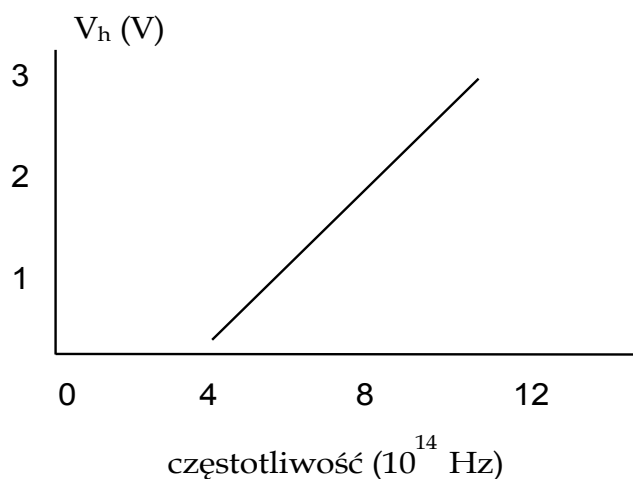
Poniżej pokazana jest zależność prądu fotoelektrycznego od przyłożonego napięcia (różnicy potencjałów  $V$ ). Gdy  $V$  jest dostatecznie duże, wtedy prąd fotoelektryczny osiąga maksymalną wartość (*prąd nasycenia*). Wtedy wszystkie elektrony wybijane z płytki A docierają do elektrody B. Jeżeli zmienimy znak napięcia  $V$ , to prąd nie spada do zera natychmiast (przy  $V = 0$  mamy niezerowy prąd). Oznacza to, że fotoelektry emitowane z płytki A mają pewną *energię kinetyczną*. Nie wszystkie elektrony mają jednakowo dużą energię kinetyczną bo tylko część z nich dolatuje do elektrody B (prąd mniejszy od maksymalnego). Przy dostatecznie dużym napięciu ( $V_0$ ) zwanym *napięciem hamowania* prąd zanika. Różnica potencjałów  $V_0$  pomnożona przez ładunek elektronu  $e$  jest miarą energii najszybszych elektronów (przy  $V_0$  nawet najszybsze elektrony są zahamowane, nie dochodzą do B):



$$T_{\max} = eV_0 . \quad (21)$$

Krzywe a i b na rysunku różnią się natężeniem padającego światła ( $I_b > I_a$ ). Widać więc, że  $T_{\max}$  nie zależy od natężenia światła. Zmienia się tylko prąd nasycenia, a to oznacza, że wiązka o światła większym natężeniu wybija więcej elektronów (ale nie szybszych).

Wynik innego doświadczenia pokazuje kolejny rysunek.



Pokazano tu zależność napięcia hamowania od częstotliwości światła padającego dla sodu. (Millikan, Nobel w 1923). Zauważmy, że istnieje pewna wartość progowa częstotliwości, poniżej której zjawisko fotoelektryczne nie występuje.

Opisane zjawisko fotoelektryczne ma trzy cechy, których nie można wyjaśnić na gruncie klasycznej falowej teorii światła:

- Z teorii klasycznej wynika, że większe natężenia światła oznacza większe pole elektryczne  $E$  ( $I \sim E^2$ ). Ponieważ siła działająca na elektron wynosi  $eE$  więc gdy rośnie natężenie światła to powinna rosnać ta siła, a w konsekwencji energia kinetyczna elektronów. Tymczasem z doświadczeń wynika, że  $T_{\max}$  nie zależy od natężenia światła.
- Zgodnie z teorią falową zjawisko fotoelektryczne powinno występować dla każdej częstotliwości światła pod warunkiem dostatecznego natężenia. Jednak dla każdego materiału istnieje progowa częstotliwość  $\nu_0$ , poniżej której nie obserwujemy zjawiska fotoelektrycznego bez względu na jak silne jest oświetlenie.
- Ponieważ energia w fali jest „rozłożona” w całej przestrzeni to elektron absorbuje tylko niewielką część energii z wiązki (bo jest bardzo mały). Można więc spodziewać się opóźnienia pomiędzy początkiem oświetlania, a chwilą uwolnienia elektronu (elektron musi mieć czas na zgromadzenie dostatecznej energii). Jednak nigdy nie stwierdzono żadnego mierzalnego opóźnienia czasowego.

Einsteinowi udało się wyjaśnić efekt fotoelektryczny dzięki nowemu założeniu, że energia wiązki świetlnej rozchodzi się w przestrzeni w postaci skończonych porcji (kwantów) energii zwanych *fotonami*. Energia pojedynczego fotonu jest dana wzorem

$$E = h\nu \quad . \quad (22)$$

Przypomnijmy sobie, że Max Planck utrzymywał, że *źródło emituje światło w sposób nieciągły ale w przestrzeni rozchodzi się ono jako fala elektromagnetyczna*. Hipoteza Einsteina sugeruje, że foton padając na warstewkę metalu zderza się z jednym z elektronów tej warstewki i przekazuje mu całą swoją energię (22), która zamienia się na pracę potrzebną do

wybicia elektronu z metalu (praca ta nazywa się *pracą wyjścia*)  $\Phi$  oraz energię kinetyczną elektronu  $T_{\max}$  :

$$h\nu = \Phi + T_{\max} . \quad (23)$$

Wzór ten nazywa się *wzorem Einsteina*. Hipoteza i wzór Einsteina tłumaczą wszystkie cechy efektu fotoelektrycznego, które nie daje się wyjaśnić za pomocą klasycznej teorii falowej światła.

- Podwajając natężenie światła podwajamy liczbę fotonów a nie zmieniamy ich energii. Ulega więc podwojeniu fotoprąd a nie  $T_{\max}$ , która nie zależy tym samym od natężenia.
- Jeżeli mamy taką częstotliwość światła, że  $h\nu_0 = \Phi$  to wtedy  $T_{\max} = 0$  i nie ma nadmiaru energii. Jeżeli  $\nu < \nu_0$  to fotony niezależnie od ich liczby (natężenia światła) nie mają dosyć energii do wywołania fotoemisji.
- Korzystając ze wzoru (21) możemy przepisać równanie fotoefektu w postaci

$$V_0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{\Phi}{e} . \quad (24)$$

Z tego równania widać, że teoria przewiduje liniową zależność pomiędzy napięciem hamowania, a częstotliwością światła, co jest całkowicie zgodne z doświadczeniem.

Teoria fotonowa całkowicie potwierdza więc fakty związane ze zjawiskiem fotoelektrycznym, wydaje się jednak być sprzeczna z teorią falową, która też potwierdzona została doświadczalnie (np. zjawiska interferencji i dyfrakcji światła). Nasz obecny punkt widzenia na naturę światła jest taki, że ma ono dwoisty charakter, tzn. w pewnych warunkach zachowuje się jak fala, a w innych jak cząstka, czyli foton.

Zwróćmy uwagę, że absorpcja fotonu przez elektron swobodny jest niemożliwa i sprzeczna z zasadami zachowania energii i pędu. Najłatwiej udowodnić to na przykładzie absorpcji fotonu przez nieruchomy elektron swobodny. Z zasady zachowania energii

$$h\nu + m_0c^2 = \sqrt{p_e^2c^2 + m_0^2c^4}$$

i pędu

$$\frac{h\nu}{c} = p_e ,$$

wynika, że

$$(p_e c + m_0 c^2)^2 = p_e^2 c^2 + 2 p_e m_0 c^3 + m_0^2 c^4 = p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4 .$$

Skąd otrzymujemy

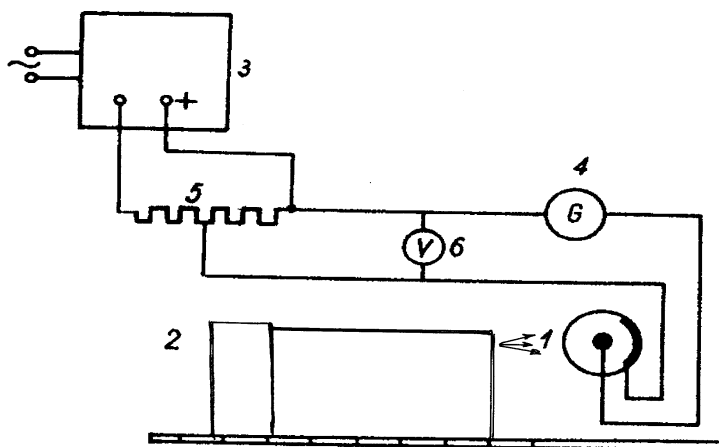
$$\frac{h\nu}{c} = p_e = 0 .$$

## PRZEBIEG ĆWICZENIA

Podstawowym wzorem, z którego korzystamy w tym ćwiczeniu jest wzór Einsteina (24).

Dla wyznaczenia stałej Plancka  $h$  i pracy wyjścia  $\Phi$  należy:

1. Umieścić na wejściu "Spekola" lampę rtęciową i za pomocą pokrętki, określającego długość padającej na próbkę fali, znaleźć linie emisyjne rtęci (360 nm, X, Y, Z, 570 nm). Wybrać jedną z tych linii i wyjustować źródło światła w szczelinie tak, aby natężenie światła w szczelinie było maksymalne.
2. Przy zamkniętej szczelinie wyjściowej monochromatora założyć przystawkę z fotokomórką i połączyć układ pomiarowy zgodnie ze schematem.



Zestaw pomiarowy: 1 – fotokomórka podłączona do Spekolu (2); 3 – zasilacz, 4 mikro amperomierz ; 5 – potencjometr; 6 - woltomierz napięcia stałego.

3. Przy zamkniętej szczelinie wyjściowej monochromatora włączyć zasilanie całego układu pomiarowego i odczekać 1 do 2 minut na rozgrzanie się zasilacza.
4. Przy otwartej szczelinie zwiększamy potencjał hamujący aż do momentu, gdy prąd fotoelektryczny obserwowany na mikroamperomierzu przestanie płynąć. Powtórzyć tę procedurę kilku razy i znaleźć średnią wartość i błąd pomiaru  $U_{stop}$  (V).

5. Dla każdej z linii promieniowania rtęci zmierzyć napięcie  $U_{stop}(v)$ .
6. Wyniki pomiarów wpisać do tabeli

$\lambda$	$v$	$\bar{U}_{stop}(\lambda)$	$\mp \Delta U(v)$

7. Zależność  $\bar{U}_{stop}(\lambda)$  przedstawić w postaci wykresu.
8. Korzystając z równania (1) znaleźć  $\frac{h}{e}$  i  $\Phi$ .
9. Zakładając, że  $e = 1,60217733 \cdot 10^{-19} C$  wyliczyć stałą Plancka.
10. Korzystając z doświadczalnej wartości pracy wyjścia  $\Phi$  określić z jakiego materiału jest zbudowana świetłoczuła tarcza katody fotokomórki.

### SPRAWOZDANIE Z ĆWICZENIA MUSI ZAWIERAĆ:

1. Krótki teoretyczny opis podstawowych pojęć.
2. Cel prowadzonego badania.
3. Opis doświadczalnej aparatury oraz metody pomiarowej;
4. Wykresy i tabeli wyników pomiarowych;
5. Wnioski – przeprowadzić dyskusję otrzymanych wyników.
6. Spis wykorzystanej literatury

### WYMAGANIA DO KOŁOKWIUM

1. Natura światła. Światło jako fale elektromagnetyczne. Promieniowanie ciała doskonale czarnego: równania Kirchoffa, Stefana, Wiena, Reyley'a-Jeansa i wzór Plancka. Dualizm korpuskularno - falowy światła. Pojęcie fotonu.
2. Adsorbcja gazów na powierzchni metalu i jej wpływ na pracę wyjścia elektronów.
3. Efekt fotoelektryczny zewnętrzny; równanie Einsteina; fotoefekt - doświadczenie Millikana. Adsorbcja gazów na powierzchni metalu i jej wpływ na pracę wyjścia elektronów.
4. Zasada działania i budowa fotokomórki.

## LITERATURA

1. Sz.Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, cz.IV i V.
2. F.Kohlrausch, *Fizyka laboratoryjna*, t.II.
3. J.Wojas, O metodach pomiaru rozkładu prędkości i energii fotoelektronów, *Postępy Fizyki*, tom XX, Zeszyt 4, 1969.
4. Ch.Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*.
5. G.J.Jepifanow, *Fizyczne podstawy mikroelektroniki*.
6. E.Helbig, *Podstawy fotometrii*.
7. R.M.Eisberg, *Podstawy fizyki współczesnej*.
8. R.I.Sołouchin, *Optyka i fizyka atomowa*.
9. Encyklopedia Fizyki Współczesnej.