

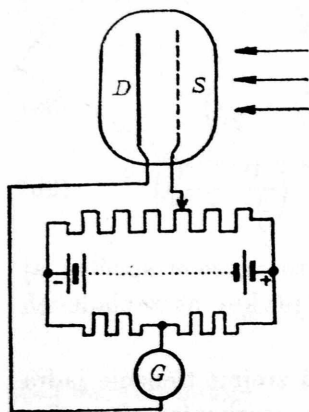
Z rovnice $M/s = 2Nd^3$ vyplýva, že $d^3 = M/2Ns$. Pretože merná hmotnosť NaCl za normálnych podmienok je $s = 2,165 \text{ g cm}^{-3}$, je

$$d^3 = \frac{58,448}{2 \cdot 2,165 \cdot 6,025 \cdot 10^{23}} = 2,23 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3$$

takže $d = 2,814 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$.

17.8. Fotoelektrický a Comptonov jav. Hallwachs objavil r. 1888, že elektricky izolovaná zinková doska s dobre očisteným povrchom pri osvetlení priamym slnečným svetlom stráca svoj záporný elektrický náboj. Keď však

jej náboj je kladný, nemá osvetlenie takýto účinok. Neskôr Elster a Geitel poznali, že podobný jav možno pozorovať aj na iných kovoch, najmä na kovoch alkalických, ktoré strácajú svoj záporný náboj aj účinkom obyčajného viditeľného svetla. J. J. Thomson r. 1898 a nezávisle od neho aj P. Lenard dokázali, že pri tomto jave, ktorý nazvali javom *fotoelektrickým*, pôsobením svetla sa z povrchu kovov uvoľňujú elektróny, tzv. *fotoelektróny*, ktoré povrch kovu opúšťajú rôznymi rýchlosťami, závislými od kvality kovu aj od vlnovej dĺžky použitého svetla.



Obr. 17.12.

Najlepšie sa fotoelektrický jav študuje pomocou zariadenia uloženého vo vákuu, znázorneného na obr. 17.12. Skladá sa z kovovej dosky zhotovenej

zo skúmaného kovu a z kovovej sieťky, ktorá je s doskou rovnobežná. Na elektródy sa vkladá premenlivé napätie, pričom v okruhu je zapojený aj citlivý galvanometer. Keď doska je osvetlená svetlom o vhodnej vlnovej dĺžke (banka obsahujúca elektródy musí byť zhotovená z vhodného materiálu, najlepšie z kremeňa, ktorý prepúšťa aj svetlo ultrafialové), už pri malom kladnom napätí sieťky voči doske prechádza medzi obidvoma elektródami nasýtený prúd, pri ktorom sú všetky svetlom z plnej elektródy uvoľnené elektróny sieťkou zachytené. Intenzita tohoto prúdu určuje teda počet elektrónov uvoľnených z povrchu dosky za jednotku času.

Najväčšiu výstupnú rýchlosť v elektrónov v tomto usporiadaní možno určiť tak, že sa sieťke udelí záporné napätie V , ktoré sa zväčšuje tak dlho, až prúd v okruhu práve úplne prestane. V tom prípade kinetická energia najrýchlejších elektrónov je $mv^2/2 = eV$.

Starostlivo vykonanými meraniami sa zistilo:

1. Keď svetlo zvolenej frekvencie je schopné z povrchu skúmaného kovu

uvoľňovať elektróny, počet elektrónov uvoľnených za jednotku času je úmerný intenzite použitého svetla.

2. Pre každý kov možno udať hraničnú frekvenciu ν_0 , vyznačujúcu sa tým, že svetlo o frekvencii $\nu < \nu_0$ už elektróny z povrchu kovu neuvoľňuje.

3. Maximálna kinetická energia fotoelektrónov je lineárnou stúpajúcou funkciou frekvencie použitého monochromatického svetla a je nezávislá od jeho intenzity.

Pre zákonitosti uvedené na druhom a treťom mieste svetlo ultrafialové a najmä röntgenové je oveľa účinnejšie ako svetlo obyčajné.

Všetky tieto experimentálne výsledky, nepochopiteľné v zmysle klasickej elektromagnetickej teórie svetla, veľmi jednoducho vysvetlil r. 1905 A. Einstein s použitím Planckovej kvantovej domnienky.

Podľa Einsteina energia svetelného vlnenia nie je rovnomerne rozložená po celej vlnoploche, ale sa skladá z jednotlivých svetelných kvánt, ktoré nazval Einstein fotónmi. Každý fotón nesie energiu $\varepsilon = h\nu$, kde h je Planckova kvantová konštanta, a táto energia ostáva koncentrovaná trvale v určitom fotóne. Keď sa fotón zrazí s voľným elektrónom v atómovej mriežke kovu, môže mu odovzdať aj celú svoju energiu, ktorej časť A sa použije na uvoľnenie elektrónu z povrchu kovu a zvyšok sa premení na kinetickú energiu $mv^2/2$ uvoľneného elektrónu. Je teda splnená tzv. *Einsteinova rovnica* $h\nu = A + mv^2/2$, alebo

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV = h\nu - A = h(\nu - \nu_0) \quad (1)$$

ktorá je v úplnom súlade so všetkými pozorovaniami vzťahujúcimi sa na fotoelektrické javy a v ktorej $\nu_0 = A/h$ je už vyššie spomenutá, jednotlivé kovy charakterizujúca hraničná frekvencia.

Keď na povrch kovu dopadá monochromatické svetlo o frekvencii ν , pre ktorú je $h\nu < A = h\nu_0$, teda $\nu < \nu_0$, energia fotónu nestačí na uvoľnenie elektrónu a fotoelektrický jav nenastáva. Hraničná frekvencia napríklad pre sodík je $\nu_0 = 5,15 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$, ktorej odpovedá vlnová dĺžka $\lambda_0 = 5825 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$ (žlté svetlo). To značí, že napríklad obyčajné biele svetlo vyvoláva na čistom povrchu sodíka fotoelektrický jav, avšak svetlo červené už nie.

V tomto paragrafe doteraz opisovaný fotoelektrický jav sa nazýva niekedy aj *vonkajším*, na rozdiel od *vnútorného*, ktorý spočíva v uvoľňovaní elektrónov z atómovej väzby napríklad v polovodičoch pod ich povrchom. Na vonkajšom fotoelektrickom jave sú založené známe *vákuové fotobunky*, slúžiace podobne ako polovodičové fotoelektrické články na meranie intenzity osvetlenia. Vákuová fotobunka (obr. 17.13) je sklenená alebo lepšie kremenná banka,

ktorá je na vnútornej strane — okrem okienka O pre vstup svetla — postriebrená. Na striebornej vrstve je povlak alkalického kovu, ktorý tvorí katódu K . Anóda A má obyčajne tvar drôtu stočeného do kruhu. Elektrody fotobunky sa pripojujú cez citlivý galvanometer ku svorkám batérie o vhodnej elektromotorickej sile.

Pri štúdiu rozptylu röntgenových lúčov pri ich prechode cez tenké vrstvy pevných látok zistil A. H. Compton r. 1923, že vlnová dĺžka rozptýlených röntgenových lúčov, meraná pomocou spektrometra s otáčavým kryštálom, je väčšia, než ako bola vlnová dĺžka primárnych lúčov, a je závislá od uhla zovretého smerom na hmotnú prekážku dopadajúcich a rozptýlených lúčov. Keď tento uhol je 90° , zmena vlnovej dĺžky je $\Delta\lambda = 0,0236 \cdot 10^{-8}$ cm a nezávisí ani od vlnovej dĺžky dopadajúcich lúčov ani od kvality rozptyľujúcej hmotnej prekážky.

Vysvetliť svoj jav podarilo sa Comptonovi len s použitím Einsteinovej predstavy o jestvovaní fotónov a niektorých výsledkov jeho špeciálnej teórie relativity, najmä ekvivalencie hmoty a energie, vyjadrenej vzorcom $E = mc^2$. Pretože Comptonov jav možno dobre pozorovať len pri rozptyle röntgenových lúčov v hmotných prekážkach tvorených prvkami o malej atómovej váhe, napríklad v grafitovej doštičke, vyslovil Compton domnienku, že v prípade ním objaveného javu ide o interakciu medzi fotónmi a prakticky voľnými elektrónmi ($A = 0$), na ktorú sa Compton pozeral ako na zrážku dvoch dokonale pružných gúľ.

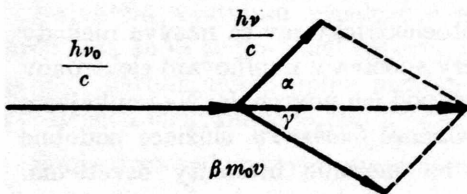
Podľa Einsteinovej kvantovej teórie fotoelektrického javu energia fotónu je $\varepsilon = h\nu$. V zmysle ekvivalencie hmoty a energie hmotnosť fotónu je preto

$$m_f = \frac{h\nu}{c^2} \text{ a keďže vo vákuu sa fotón pohybuje rýchlosťou } c, \text{ jeho hybnosť}$$

$$\text{je } p_f = \frac{h\nu}{c}.$$

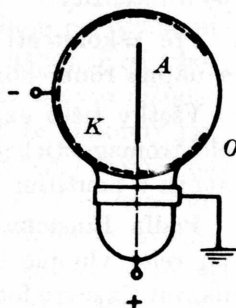
Nech je frekvencia na voľný, prakticky nehybný elektrón dopadajúceho fotónu ν_0 a frekvencia rozptýleného fotónu ν . Okrem toho pokojová hmotnosť elektrónu nech je m_0 a jeho hmotnosť pri pohybe rýchlosťou v nech je $m =$

$$= \beta m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \text{ Pri zrážke dvoch}$$



Obr. 17.14.

pružných gúľ platí zákon o zachovaní energie a hybnosti. Podľa obr. 17.14 pri



Obr. 17.13.

zrážke fotónu $h\nu_0$ s elektrónom, ktorého pokojová hmotnosť je m_0 , je preto splnená rovnica

$$h\nu_0 = h\nu + (m - m_0)c^2 = h\nu + m_0c^2(\beta - 1) \quad (2)$$

vyjadrujúca zákon o zachovaní energie, a rovnice

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} \cos \alpha + \beta m_0 v \cos \gamma \quad (3)$$

$$0 = \frac{h\nu}{c} \sin \alpha - \beta m_0 v \sin \gamma \quad (4)$$

vyjadrujúce zákon o zachovaní hybnosti.

Pre zvolený uhol rozptylu α možno z odvodených troch rovníc vypočítať tri neznáme veličiny ν , γ a v . Pri porovnávaní výsledku teórie s experimentom je však výhodnejšie počítat zmenu vlnovej dĺžky λ . Za tým účelom napíšeme:

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}, \quad \lambda = \frac{c}{\nu}, \quad \text{čo dosadené do posledných dvoch rovníc dáva}$$

$$\frac{h}{\lambda_0} - \frac{h}{\lambda} \cos \alpha = \beta m_0 v \cos \gamma$$

$$\frac{h}{\lambda} \sin \alpha = \beta m_0 v \sin \gamma$$

Umocnením týchto rovníc dvoma a sčítaním vychádza:

$$\frac{h^2}{\lambda_0^2} + \frac{h^2}{\lambda^2} - \frac{2h^2 \cos \alpha}{\lambda_0 \lambda} = \beta^2 m_0^2 v^2 \quad (a)$$

Rovnicu (2) možno podobným spôsobom prepísať na tvar

$$\frac{h}{\lambda_0} - \frac{h}{\lambda} + m_0 c = \beta m_0 c$$

z čoho umocnením vychádza

$$\frac{h^2}{\lambda_0^2} + \frac{h^2}{\lambda^2} - \frac{2h^2}{\lambda_0 \lambda} + 2m_0 c h \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right) + m_0^2 c^2 = \beta^2 m_0^2 c^2 \quad (b)$$

Odpočítaním rovnice (a) od rovnice (b) dostávame

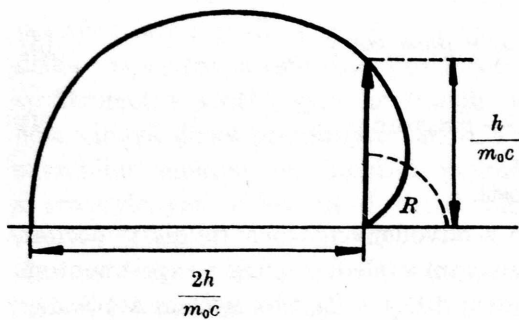
$$\frac{2h^2}{\lambda_0 \lambda} (\cos \alpha - 1) + 2m_0 c h \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right) = 0$$

lebo je $m_0^2 [\beta^2 (c^2 - v^2) - c^2] = 0$.

Z poslednej rovnice vychádza

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \alpha) = 0,024\,2(1 - \cos \alpha) \cdot 10^{-8} \text{ cm} \quad (5)$$

Podľa vzorca (5) a v úplnej zhode s experimentom vlnová dĺžka rozptýlených



Obr. 17.15.

röntgenových lúčov je väčšia ako primárnych. Okrem toho vzorec (5) správne vyjadruje aj charakter závislosti zväčšenia vlnovej dĺžky $\Delta\lambda$ od uhla rozptylu α , znázornenej na obr. 17.15, a aj číselná hodnota $\Delta\lambda = h/m_0c = 0,024\,2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$, vzťahujúca sa na uhol rozptylu $\alpha = 90^\circ$, sa dobre zhoduje s pozorovanou $\Delta\lambda = 0,023\,6 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$.

17.9. Vznik a niektoré výsledky vlnovej mechaniky. V zmysle klasickej fyziky niektoré svetelné javy, napríklad interferencia a ohyb svetla, sú pochopiteľné len tak, ak svetlo považujeme za vlnenie šíriace sa z bodového zdroja svetla spojitým spôsobom na všetky strany. Iné, napríklad vznik svetla z iných foriem energie a absorpciu svetla, fotoelektrický a Comptonov jav, uspokojivým spôsobom možno vysvetliť len s použitím Einsteinovej predstavy o existencii *fotónov*, t. j. kvánt svetelnej energie koncentrovanej na pomerne veľmi malý priestor.

Podobne a napriek tomu, že zákony klasickej mechaniky, vychádzajúce z predstavy *hmotného bodu*, sa vynikajúcim spôsobom osvedčujú pri riešení pohybu makroskopických sústav telies, pri podrobnom štúdiu prechodu elektrónov cez veľmi malé otvory, najmä však pri prechode katódových lúčov cez tenké kovové fólie, možno pozorovať javy veľmi podobné interferencii a ohybu svetla, ktoré ťažko možno dať do súladu s predstavou, podľa ktorej elektrón je prakticky hmotný bod s pokojovou hmotnosťou m_0 , nesúci elektrický náboj $-e$. Z toho vyplýva, že práve tak ako v optike bolo treba vybudovať fotónovú teóriu svetla, ktorá má poslanie akejsi *mikrooptiky*, bolo treba aj makromechaniku doplniť vhodne vybudovanou *mikromechanikou*. Jej zakladateľom sa stal francúzsky fyzik L. de Broglie, ktorý r. 1924 vyslovil predpoklad, že vlnenie a mechanický pohyb sú len dva rôzne prejavy toho istého fyzikálneho deja.

Podľa L. de Broglie-ho pohyb hmotného bodu, teda aj každej elementárnej častice hmoty (protónu, neutrónu, elektrónu a pod.), je nerozlučne spojený