

Elemente de fizică cuantică

Cuprins

1	Efectul fotoelectric extern	1
1.1	Legile efectului fotoelectric extern	1
1.2	Interpretarea legilor efectului fotoelectric extern	4
1.3	Ipoteza lui Planck. Ipoteza lui Einstein. Ecuația lui Einstein	4
1.4	Aplicații ale dispozitivelor optoelectronice	6
2	Efectul Compton	7

Deoarece este o radiație electromagnetică, lumina posedă proprietăți ondulatorii și corpusculare. Aspectul ondulatoriu se manifestă prin fenomenele de interferență, difracție, și polarizare. Natura corpusculară a radiației electromagnetice este implicată în efectul fotoelectric și în efectul Compton.

Vom demonstra că aceste două proprietăți nu se exclud reciproc, ci trebuie considerate ca două caracteristici diferite ale radiației electromagnetice.

Optica fotonică studiază natura fenomenelor luminoase și interacția radiațiilor luminoase cu substanța, sub aspectul corpuscular (fotonic).

1 Efectul fotoelectric extern

1.1 Legile efectului fotoelectric extern

Efectul fotoelectric reprezintă emisia de electroni, numiți fotoelectroni, de către o substanță sub acțiunea radiației electromagnetice.

Heinrich Hertz a descoperit acest fenomen în 1887, după ce a constatat că o descărcare electrică se produce mai ușor atunci când electrozii sunt iluminați de un arc electric, decât atunci când descărcarea se producea în întuneric.

Fizicianul englez Wilhelm Hallwachs a observat apoi în 1888 că, atunci când focaliza radiația pe o placă de zinc încărcată electric negativ, folosind o lentilă de cuarț, radiațiile ultraviolete conținute în arcul electric ce cădeau pe placă cauzau pierderea sarcinii electrice a acesteia. În schimb, acest fenomen nu avea loc dacă înlocuia lentila de cuarț cu una de sticlă, care absorbea radiația ultravioletă. Repetând experiența pentru diferite stări de încărcare a plăcii de zinc, observând deviațiile foietelor de aur ale electrometrului, Hallwachs a concluzionat că, sub acțiunea radiațiilor ultraviolete, placa de zinc emite particule încărcate negativ, denumite ulterior electroni.

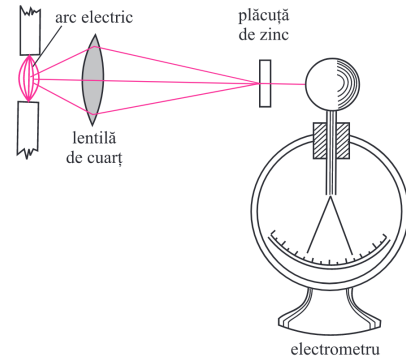


Fig. 1: Schema experienței lui Hallwachs

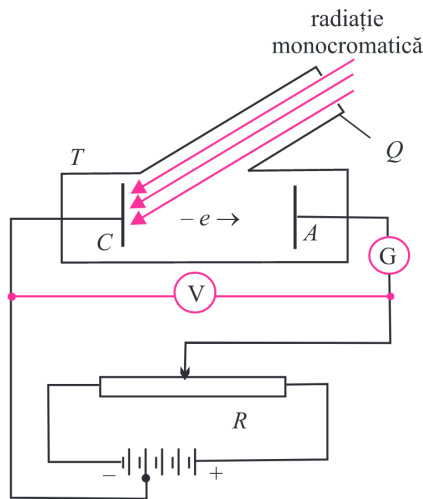


Fig. 2: Schema dispozitivului pentru studiul efectului fotoelectric extern

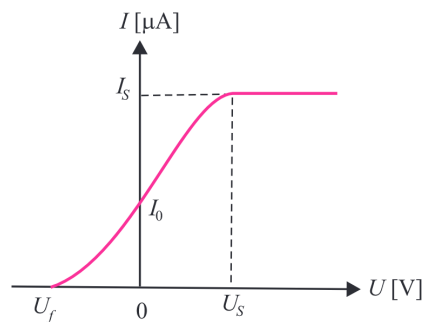


Fig. 3: Dependența $I = f(U)$ a efectului fotoelectric

Pentru a studia efectul fotoelectric extern se utilizează un dispozitiv format dintr-un tub de sticlă vidat (T), prevăzut cu o fereastră de cuarț (Q), și doi electrozi interiori, catodul (C) și anodul (A). Prin fereastra Q , transparentă pentru radiațiile ultraviolete, se realizează iluminarea catodului fotoelectron-emisiv.

Electrozii catod și anod sunt conectați la o sursă de curent continuu, prin intermediul unui montaj potențimetric, folosind reostatul R .

Pentru determinarea relației curent-tensiune $I = f(U)$ a dispozitivului, se folosesc voltmetrul V și microampermetrul (galvanometrul) G .

Menținând constante frecvența ν și fluxul radiației electromagnetice Φ care cade pe catod, din studiul caracteristicii curent-tensiune (fig. 3) putem observa următoarele proprietăți ale fenomenului:

- Pentru valori U mai mari decât o anumite tensiune U_s , intensitatea curentului atinge o anumită valoare maximă (de saturație) I_s .
- La anularea tensiunii, intensitatea curentului este nenulă (I_0).
- Pentru anularea intensității curentului, este necesară aplicarea unei tensiuni inverse U_f , numită *tensiune de frânare*.

Între tensiunea de frânare U_f și energia cinetică maximă a fotoelectronilor emiși E_{cM} există relația:

$$E_{cM} = eU_f$$

unde e este sarcina electronului.

Modificând fluxul și frecvența radiației electromagnetice, obținem legile efectului fotoelectric extern:

- I. Intensitatea curentului fotoelectric de saturație I_s este direct proporțională cu fluxul Φ al radiațiilor electromagnetice incidente, când frecvența ν este constantă (fig. 4).
- II. Energia cinetică maximă E_{cM} a fotoelectronilor este proporțională cu frecvența radiației incidente, și nu depinde de fluxul acesteia (fig 5).
- III. Efectul fotoelectric extern se produce doar pentru radiații incidente cu frecvența mai mare decât o anumită frecvență de prag ν_0 , care este caracteristică a fiecărui metal în parte (fig 6).
Metalele au frecvențe de prag în domeniul vizibil și în ultra-violet.
- IV. Efectul fotoelectric se produce practic instantaneu, intervalul de timp dintre căderea radiației incidente și emisia fotoelectronilor fiind de ordinul 10^{-10} s.

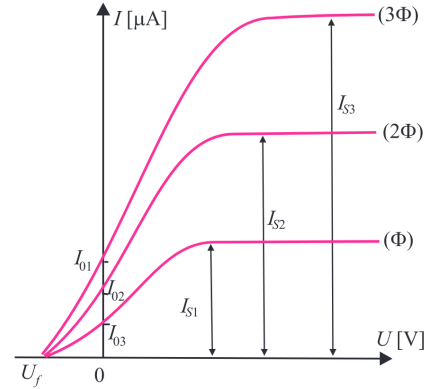


Fig. 4: Ilustrarea primei legi a efectului fotoelectric extern

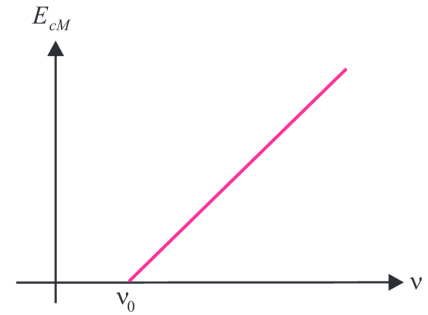


Fig. 5: Dependența liniară a energiei cinetice maxime a fotoelectronilor de frecvența radiației incidente

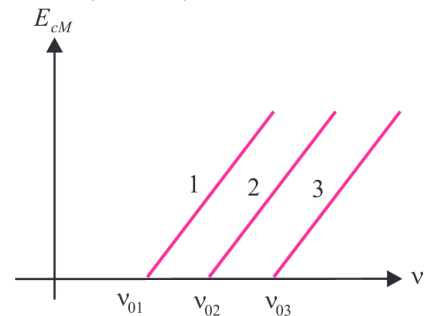


Fig. 6: Dependența liniară a energiei cinetice maxime a fotoelectronilor de frecvența radiațiilor incidente pentru fotocatodi diferiți

Lucrul de extracție L_e este o mărime caracteristică fiecărui metal, și reprezintă lucrul mecanic necesar pentru extragerea unui electron de pe suprafața aceluia metal. Valorile sale sunt cuprinse între 0,5 și 5 eV.

1.2 Interpretarea legilor efectului fotoelectric extern

Legile efectului fotoelectric extern, stabilite pe cale experimentală, nu pot fi explicate cu ajutorul teoriei undulatorii. Ajungem astfel la anumite neconcordanțe:

- Din figura 4, observăm că tensiunea de frânare are aceeași valoare, indiferent de valoarea fluxului de energie luminoasă Φ care cade pe catod. Înseamnă că energia cinetică a electronilor emiși nu crește, deci nu depinde de flux.

Conform teoriei undulatorii, unda electromagnetică ce interacționează cu substanța ar trebui să producă oscilații forțate ale electronilor din compunerea acesteia. Valoarea fluxului, energia undei, și pătratul amplitudinii sunt proporționale ($\Phi \sim E_t \sim A^2$), deci energia electronilor extrași ar trebui să fie proporțională cu amplitudinea undei incidente, și deci cu fluxul, ceea ce se află în neconcordanță cu legea a II-a.

- Legea a III-a afirmă că efectul fotoelectric se produce numai pentru o anumită frecvență de prag, însă conform teoriei undulatorii fenomenul ar trebui să aibă loc pentru orice frecvență a radiațiilor incidente, dacă intensitatea lor este suficient de mare.
- Legea a IV-a stabilește că efectul fotoelectric are loc practic instantaneu, însă conform teoriei undulatorii, între momentul punerii în oscilație forțată a electronilor și momentul emisiei (adică până când electronii preiau energia necesară), ar trebui să se scurgă un anumit interval de timp (aproximativ 4000 s).

1.3 Ipoteza lui Planck. Ipoteza lui Einstein. Ecuația lui Einstein

Teoria cuantelor, elaborată în 1900 de către Max Planck (Premiul Nobel în 1918), permite corecta interpretare a legilor efectului fotoelectric extern. Planck a emis ipoteza, confirmată ulterior, că *schimbul de energie între microsistemele fizice (atomi, molecule, ioni, nucleu) prin intermediul radiației electromagnetice nu se realizează continuu, ci discret, energia schimbată fiind cuantificată în porții $h\nu$* , unde ν este frecvența undei, iar $h = 6,626075 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ este constanta lui Planck, constantă fizică universală, ce apare în fenomenele fizice la scară microscopică.

În 1905, Einstein a presupus că radiația electromagnetică cu frecvența ν este alcătuită dintr-o mulțime de particule, denumite ulterior fotoni, fiecare având energia $E_f = h\nu$. Atunci când părăsește metalul, electronul va avea o anumită energie cinetică. Bilanțul energetic conduce la *ecuația lui Einstein*:

$$h\nu = L_e + E_{cM}$$

S-a considerat energia cinetică maximă deoarece L_e reprezintă lucrul mecanic de extracție a unui electron de pe suprafața metalului. Pentru electronii aflați pe straturi interioare din metal, lucrul de extracție este mai mare ($L > L_e$), deci energia cinetică a fotoelectronilor este mai mică decât E_{cM} . În acest caz, ecuația se scrie sub forma:

$$h\nu = L + \frac{m_e v^2}{2}$$

Cum $eU_f = E_{cM}$, ecuația lui Einstein se mai poate scrie și sub forma:

$$h\nu = L_e + eU_f$$

Lumina este formată dintr-un ansamblu de fotoni, care, ca orice particule, au energie și impuls.

Cunoscând relația dintre energie și masă în teoria relativității, $E = mc^2$, și $E = h\nu$, rezultă $h\nu = mc^2$, și obținem *masa de mișcare* a fotonului:

$$m = \frac{h\nu}{c^2}$$

Viteza fotonului este egală cu viteza luminii, $v = c$. Din formula relativistă $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ rezultă că masa de repaus a fotonului este egală cu zero:

$$m_0 = m\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 0$$

Impulsul este:

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

Așadar, mărimile fizice ale fotonului sunt:

- energia $h\nu$
- viteza $v = c$
- masa de mișcare $m = \frac{h\nu}{c^2}$
- masa de repaus $m_0 = 0$
- impulsul $p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$

Explicațiile legilor efectului fotoelectric extern în fizica cuantică sunt următoarele:

- I.** Legea I poate fi explicată atât prin teoria ondulatorie, cât și cu ajutorul fizicii cuantice.

Valoarea de saturație a curentului este atinsă atunci când toți electronii emiși de catod în unitatea de timp sunt captați de anod. Cu cât fluxul radiației incidente este mai mare, numărul fotonilor incidenți este mai mare. Deci numărul electronilor crește, ceea ce duce la creșterea valorii intensității de saturare.

- II.** Din relația $h\nu = L_e + E_{cM}$ rezultă că energia cinetică maximă a electronilor a fotoelectronilor emiși este:

$$E_{cM} = h\nu - L_e$$

Relația evidențiază variația liniară a energiei cinetice a electronilor emiși cu frecvența, după cum rezultă și din legea a II-a.

- III.** Pentru o anumită valoare a frecvenței, E_{cM} devine nulă, obținându-se:

$$L_e = h\nu_0$$

În acest caz energia absorbită de la foton este folosită doar pentru a extrage fotoelectronul, după cum afirmă legea a III-a. La frecvențele mai mici decât frecvența de prag ν_0 , efectul fotoelectric extern nu mai apare.

IV. Interacțiunea dintre un foton și electron se produce într-un interval de timp neglijabil, așadar efectul fotoelectric extern se produce aproape instantaneu, după cum afirmă legea a IV-a.

În concluzie, ipoteza privind caracterul corpuscular al radiației electromagnetice explică legile efectului fotoelectric extern. Pe de altă parte, teoria ondulatorie a undelor electromagnetice trebuie menținută, deoarece legile clasice sunt valabile în privința propagării câmpului electromagnetic (difracția, interferența). Aceste două caracteristici diferite pot fi corelate, după cum se va arăta ulterior.

1.4 Aplicații ale dispozitivelor optoelectronice

Efectul fotoelectric extern stă la baza funcționării celei fotoelectrice, care produce semnale electrice prin iluminare. Este folosită, de exemplu, la releul fotoelectric, la redarea sunetelor în cinematograful sonor, în televiziune, pentru transformarea semnalelor luminoase în semnale electrice.

Releul fotoelectric este un releu electromagnetic comandat de o celulă fotoelectrică (fig. 7). Lumina cade pe fotocatod, determinând apariția unui fotocurent de intensitate I_f care, după amplificare, trece prin circuitul unui electromagnet E_m , al cărui câmp magnetic provoacă închiderea circuitului comandat.

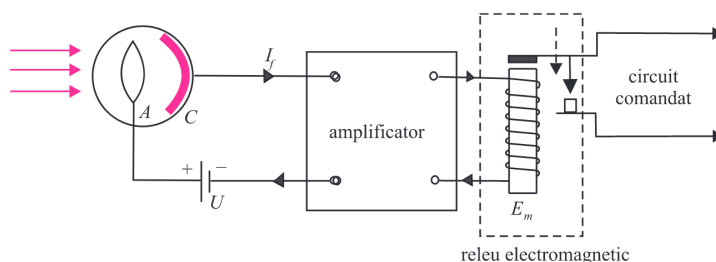


Fig. 7: Releul fotoelectric

Deoarece comanda este sigură, rapidă, practic fără inerție, releul fotoelectric este folosit pentru numărarea unor corpuri în mișcare, pentru semnalizarea prezenței umane, pentru conectarea automată a rețelei de iluminat când se întuneacă, pentru acționarea ușilor în locurile de afluență mare, etc.

Fotomultiplicatorul este un dispozitiv care transformă semnalul luminos în semnal electric, realizat din asocierea unui multiplicator cu o fotocelulă.

Radiațiile luminoase cad pe fotocatod, determinând emisia unui fascicul de fotoelectroni, care este accelerat în câmpul electrostatic creat de un anod de accelerare. Fasciculul cade succesiv pe o serie de dinode, fiecare din acestea amplificându-l prin efectul de emisie secundară (numărul de electroni secundari este mai mare decât numărul electronilor primari, incidenți pe diodă). Curentul obținut pe anodul final este proporțional cu fluxul luminos incident.

Caracteristicile fotomultiplicatorului sunt:

- sensibilitate – variația intensității curentului la ieșire în funcție de variația fluxul radiațiilor incidente
- curentul de întuneric – intensitatea curentului de ieșire în absența radiațiilor
- zgomot – fluctuația intensității curentului de ieșire, ce determină un anumit raport semnal/zgomot

- caracteristica spectrală – variația sensibilității în funcție de lungimea de undă a radiației incidente
- sensibilitatea limitată de raportul semnal/zgomot

Fotomultiplicatorul este folosit în televiziune la sistemele de captare a imaginilor, și la detecția radiațiilor nucleare.

2 Efectul Compton

Atunci când un fascicul de raze X, provenit de la o sursă S , trece printr-un bloc de grafit G , radiațiile incidente sunt împrăștiate în toate direcțiile.

Pentru diferite unghiuri de împrăștiere θ , detectorul D înregistrează, pe lângă radiația incidentă cu lungimea de undă λ_0 , și o altă radiație cu lungimea de undă $\lambda > \lambda_0$.

Din punct de vedere macroscopic, lumina, și în general radiația electromagnetică, este o undă. Din punct de vedere microscopic, lumina este un ansamblu de particule cuantice.

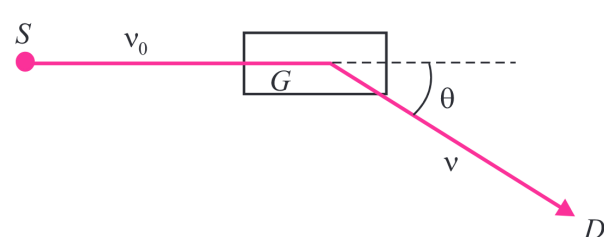


Fig. 8: Experimentul Compton, reprezentat schematic

Fenomenul, observabil pentru lungimi de undă mici, ca în cazul razelor X și γ , deci pentru frecvențe mari ($\lambda = \frac{c}{\nu}$), a fost explicat de către Compton pe baza naturii corpusculare a undelor electromagnetice, adică prin existența fotonilor.

Efectul Compton este fenomenul de împrăștiere elastică a fotonilor pe electronii liberi, în urma căreia, pe lângă radiația incidentă, apare și o radiație cu lungimea de undă mai mare (frecvența mai mică).

În cazul în care atomii substanței pe care se produce împrăștierea sunt ușori, ca în cazul atomilor de siliciu, bor sau bariu, atunci energia de legătură a electronilor de valență este mult mai mică decât energia fotonului incident $h\nu_0$, iar electronul poate fi considerat practic liber.

Indiferent de natura substanței pe care se produce împrăștierea, diferența $\lambda - \lambda_0$ este direct proporțională cu θ , relația dintre ele fiind:

$$\lambda - \lambda_0 = a(1 - \cos \theta)$$

unde $a = 2,423 \cdot 10^{-3}$ nm.

Dacă electronul substanței împrăștiătoare se afla în repaus înainte de interacțiunea cu fotonul (fig. 9), legea conservării energiei este:

$$h\nu_0 = h\nu + E_c + L$$

unde $h\nu_0$ și $h\nu$ sunt energiile fotonilor cu lungimea de undă λ , respectiv λ_0 , E_c este energia cinetică a electronului de recul, iar L este lucrul mecanic de ieșire a electronului din atomul substanței.

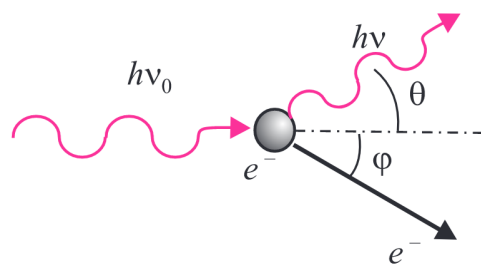


Fig. 9: Fotonul împrăștiat și electronul de recul în efectul Compton

Electronul fiind liber, putem neglija L .

Această interacțiune dintre foton și electronul liber poate fi tratată ca o ciocnire elastică, aplicându-se legile conservării energiei și impulsului.

Având o masă foarte mică, electronul atinge viteze mari. Prin urmare, legile conservării energiei și impulsului se scriu relativist:

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2 \quad (1)$$

$$\vec{p}_0 = \vec{p} + \vec{p}_e$$

Proiectând relația a doua pe Ox și Oy , și știind că $p_0 = \frac{h\nu_0}{c}$, $p = \frac{h\nu}{c}$, $p_e = mv$, obținem:

$$\begin{aligned} \text{pe } Ox: \quad p_0 &= p \cos \theta + p_e \cos \alpha & \Leftrightarrow & \quad \frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} \cos \theta + mv \cos \alpha \\ \text{pe } Oy: \quad 0 &= p \sin \theta - p_e \sin \alpha & \Leftrightarrow & \quad 0 = \frac{h\nu}{c} \sin \theta - mv \sin \alpha \end{aligned}$$

Rezultă că:

$$mv \cos \alpha = \frac{h\nu_0}{c} - \frac{h\nu}{c} \cos \theta \quad mv \sin \alpha = \frac{h\nu}{c} \sin \theta$$

Ridicăm la pătrat și adunăm, obținând:

$$m^2v^2c^2 = h^2(\nu_0^2 + \nu^2 - 2\nu_0\nu \cos \theta) \quad (2)$$

Scriem relația (1) sub forma $mc^2 = h(\nu_0 - \nu) + m_0c^2$ și o ridicăm la pătrat:

$$\begin{aligned} m^2c^4 &= [h(\nu_0 - \nu) + m_0c^2]^2 \\ &= h^2(\nu_0^2 - 2\nu_0\nu + \nu^2) + 2m_0c^2h(\nu_0 - \nu) + m_0^2c^4 \end{aligned}$$

Din această relație scădem (2), și rezultă:

$$m^4c^4 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) = -2\nu_0\nu h^2(1 - \cos \theta) + m_0^2c^4 + 2m_0c^2h(\nu_0 - \nu) \quad (3)$$

Cum $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, relația (3) devine:

$$\begin{aligned} \nu_0\nu h(1 - \cos \theta) &= m_0c^2(\nu_0 - \nu) \\ 1 - \cos \theta &= \frac{m_0c^2}{h} \left(\frac{1}{\nu} - \frac{1}{\nu_0}\right) = \frac{m_0c}{h}(\lambda - \lambda_0) \end{aligned}$$

Rezultă:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos \theta)$$

Mărimea $\Lambda = \frac{h}{m_0c}$ este lungimea de undă Compton, și are valoarea $\Lambda = 2,427$ pm atunci când particula cu care interacționează fotonul este un electron cu masa $9,1 \cdot 10^{-31}$ kg, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J · s, și $c = 3 \cdot 10^8$ m/s.

În concluzie, diferența lungimilor de undă a celor două radiații este:

$$\Delta\lambda = \Lambda(1 - \cos \theta) = 2\Lambda \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

În cazul particulelor ce au masa mai mare decât masa electronului, Λ ia valori foarte mici, de regulă neglijabile față de lungimea de undă a radiației incidente.

Bibliografie

- Manualul de fizică pentru clasa a XII-a, F1
Cleopatra Gherbanovski, Nicolae Gherbanovski
Editura NICULESCU ABC
2016