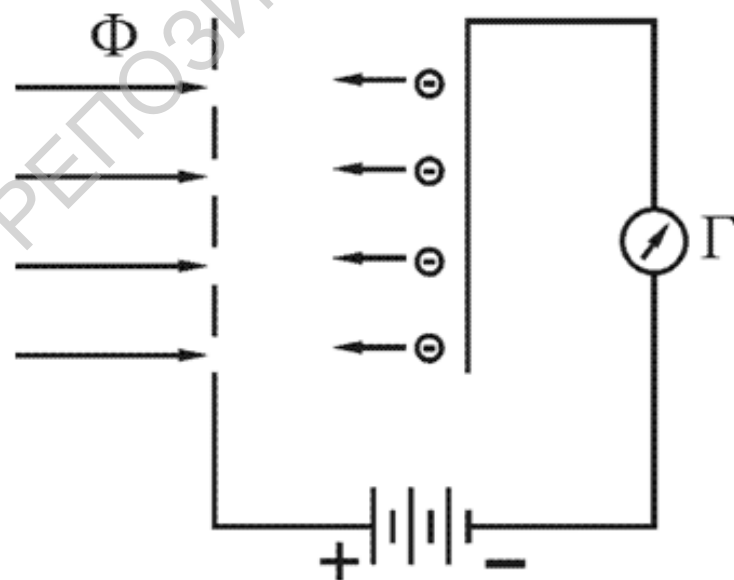
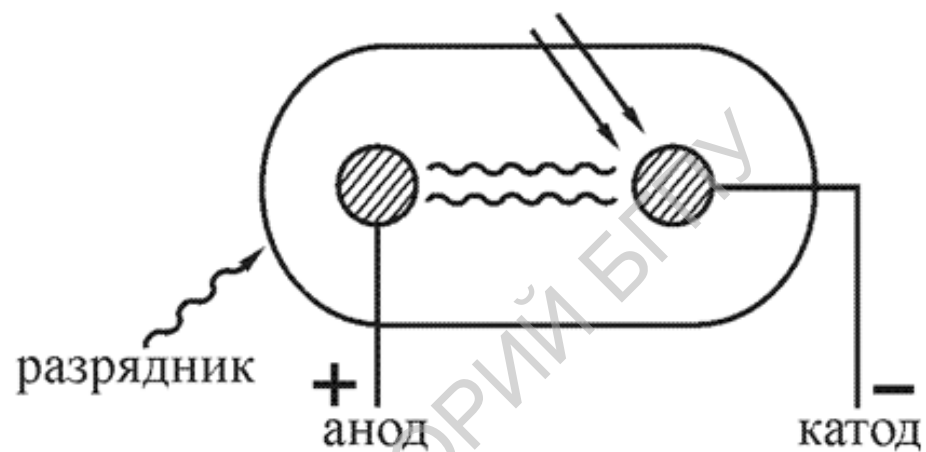


Тэма 2 Квантавыя уласцівасці выпраменьвання

Вопросы:

1. Фотаэлектрычны эфект. Основные характэрыстыкі фотаэфекта. Раўнанне Эйнштэйна.
2. Основные закономерности фотаэфекта. Применение фотаэфекта.
3. Ціск святла ў хвалевай і карпускулярнай тэорыі. Вопыты Лебедзева.
4. Эфект Комптана.
5. Дослед Вавілава.
6. Доследы Батэ

2.1 Фотозакрычны эффект. Основные характэрыстыкі фотозакрычнага. Раўнанне Эйнштэйна.

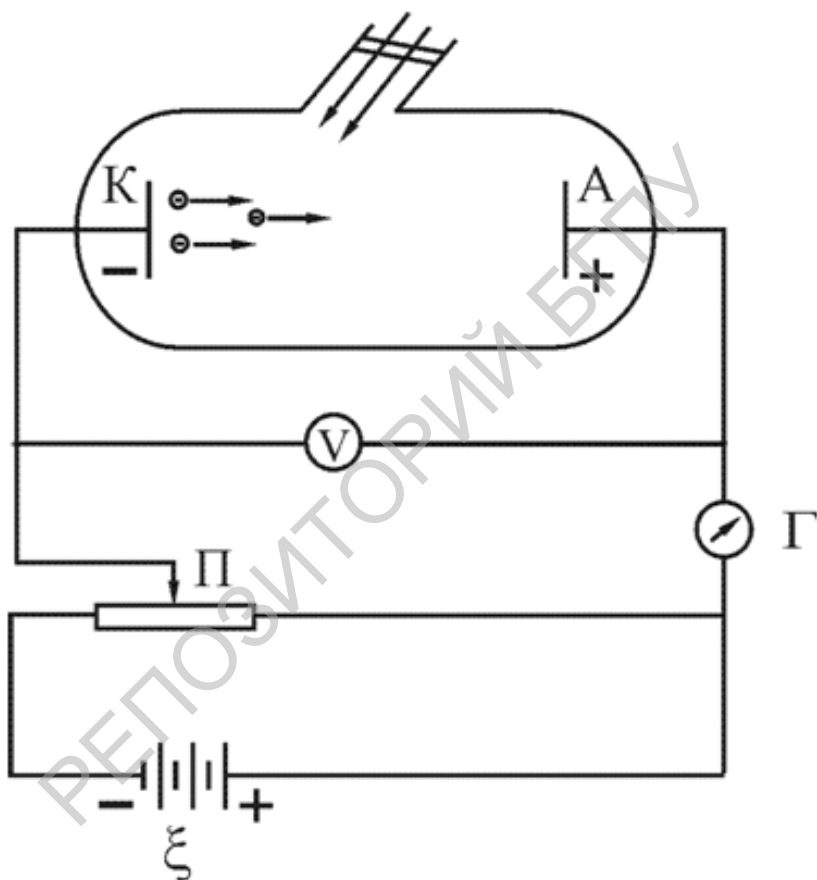


Вынікі Сталетава:

1. найбольшы эфект узнікнення фотатока вызывае выпраменьванне з меншай λ (вультрафіялетавай);
2. велічыня фотатоку (сіла фотатоку) $I \sim$ асвятлённасці паверхні цела (інтэнсіўнасці);
3. пад дзеяннем святла вызваляюцца адмоўна зараджаныя часціцы, г. зн. ток узнікае толькі ў тым выпадку, калі на суцэльнай пласцінцы “-“, а на іншай “+”.

Такім чынам, светавой патак праходзіць праз сетку, якая падае на суцэльную пласціну і вырывае з яе электроны, якія пад уздзеяннем поля ўтвараюць фотаток.

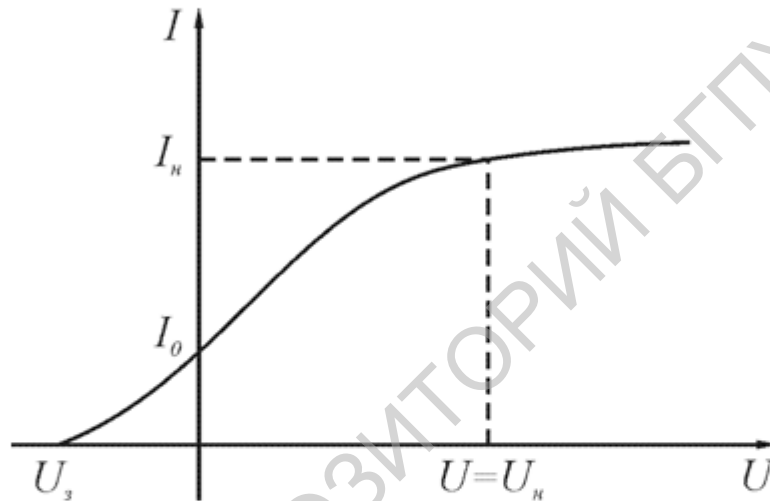
У 1898 годзе Ленард і Томсан правялі вывучэнне знешняга фотаэфекта на больш дасканалай ўстаноўцы.



$$\frac{e}{m} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{9,1 \cdot 10^{-31}} \text{ Кл/кг}; \quad \frac{e}{m} \approx 1,76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$$

Асноўныя характарыстыкі фотаз'яўлення:

Вольт-амперная характарыстыка – залежнасць фотаток ад напружання, прыкладзенага да элетродаў пры пастаянным светлавым патоку.

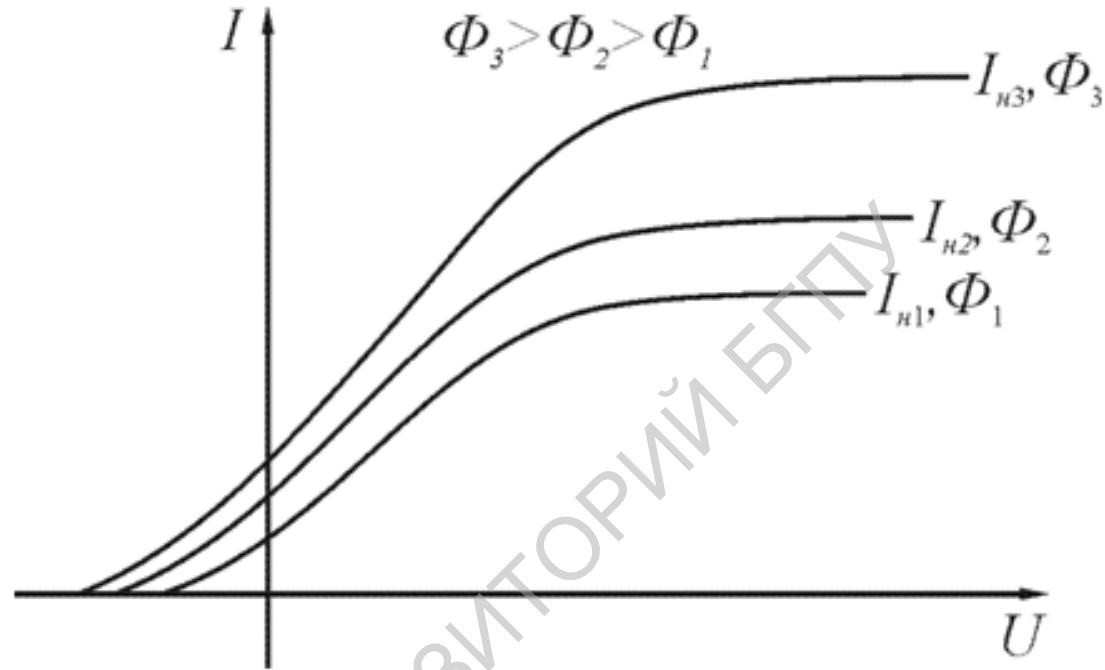


I_0 – ствараецца, калі няма крыніцы напружання. Калі павялічваецца напружанне, то фотаток павялічваецца і пры нейкім напружанні $U=U_n$ ток застаецца пастаянным. Настае насычэнне фотаток I_n .

$$I_n = en$$

e – зарад электрона, n – колькасць электронаў, якія вырываюцца з катода ў адзінку часу.

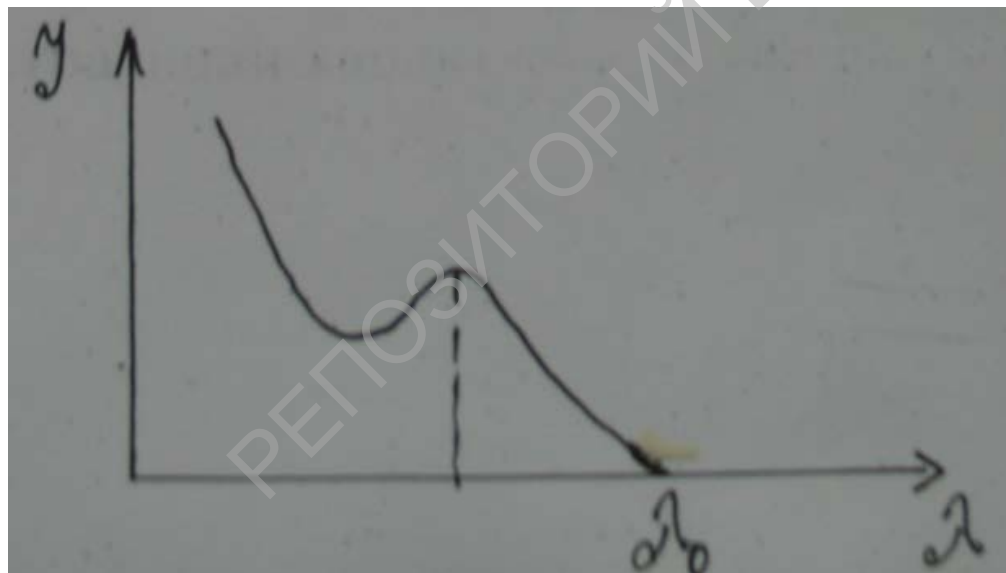
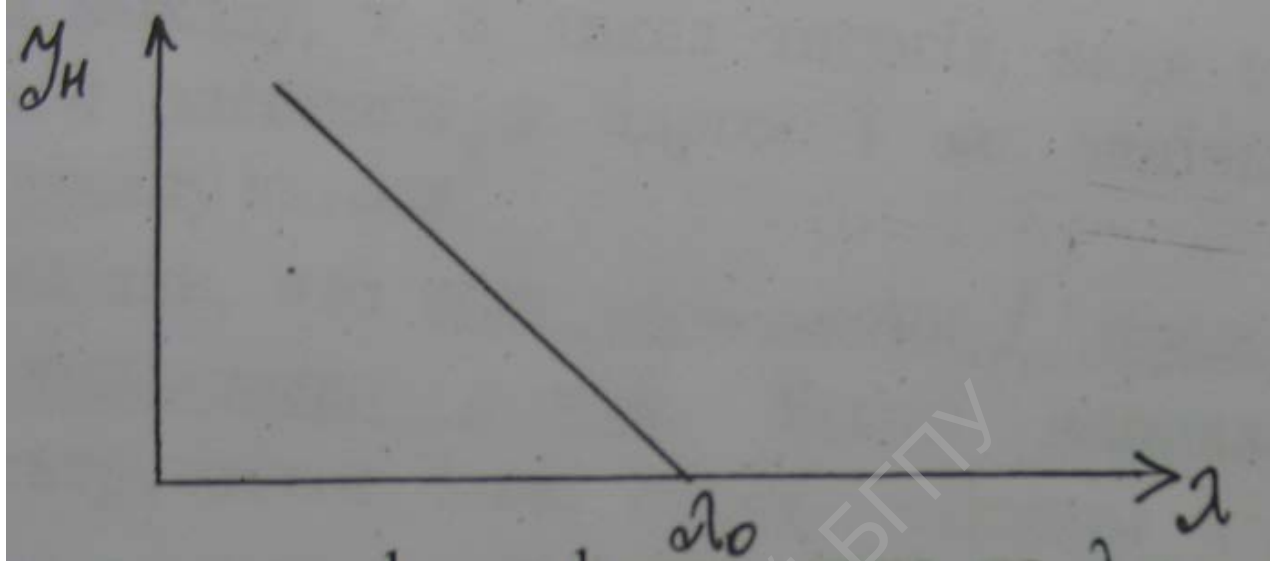
Калі павялічыць светлавы паток $\Phi \uparrow$, то $n \uparrow$ а значыць $I_n \uparrow$.



$U = U_3$ фотаток $I = 0$.

$$eU_3 = \frac{1}{2} m v_{\max}^2,$$

Калі $U \geq U_{\text{н}}$, то пры ($\Phi - \text{const}$) $I_{\text{н}}(\lambda)$ – спектральная характарыстыка фотаэфекту.



λ_0 – чырвоная мяжа фотаэфекта, гэта та λ_{max} , з якой пачынаецца фотаэфект пры заданым $U \geq U_H$. Аднак, ход залежнасці, паказаны на рысунке не заўсёды мае месца.

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{1}{2}mv_{\text{max}}^2 \quad \text{формула Эйнштейна}$$

Энергія фатона $h\nu$ траіцца на работу выхаду электрона з рэчыва $A_{\text{вых}}$ і на наданне яму кінетычнай энергіі $E_k = (1/2)mv_{\text{max}}^2$.

Закон паказвае, як энергія выпраменьвання пераўтвараецца ў механічную і кінетычную энергію.

З улікам даследванняў Ленарда і Томсана, дзе вынікае, што $eU_3 = (1/2)mv_{\text{max}}^2$, раўнанне Эйнштейна можа быць запісана так:

$$h\nu = A_{\text{вых}} + eU_3, \quad \text{дзе } A = W_e = e\phi;$$

ϕ – патэнцыял выхаду, які неабходна пераадолець электрону, каб пакінуць паверхню метала.

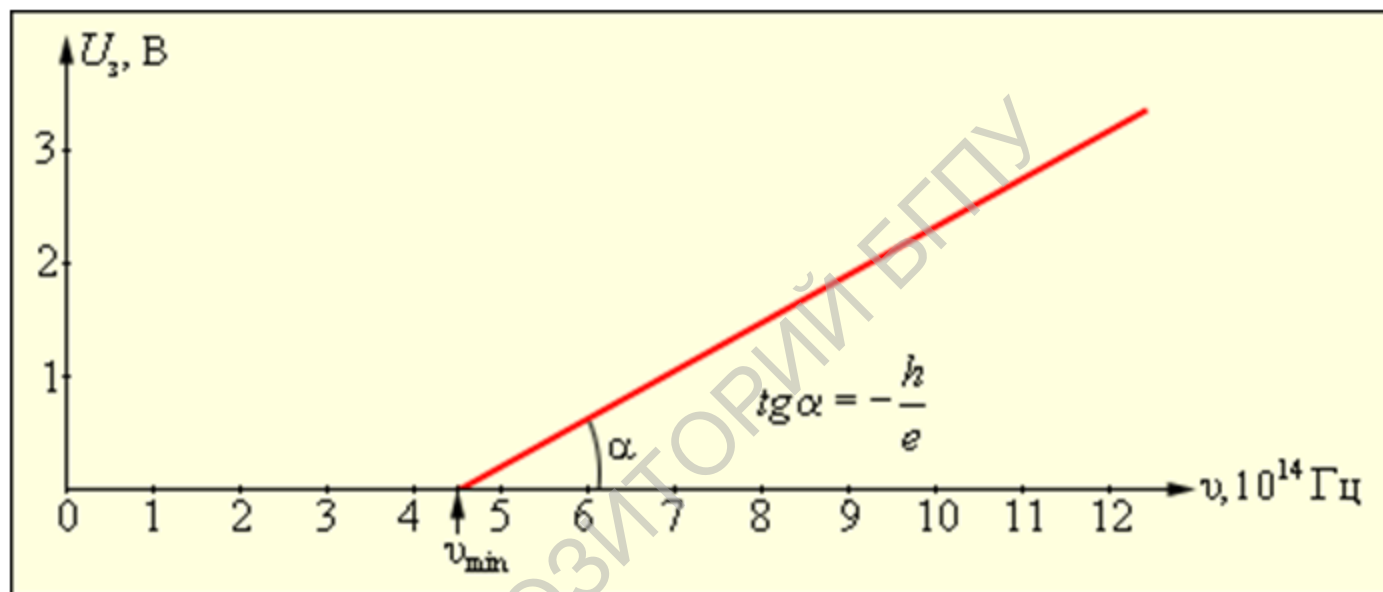
$A_{\text{вых}}$ – работа выхаду, т. е. такая энергія, якая траіцца на парыву ўнутраных сувязей электрона з ядром і яе велічыня залежыць ад уласцівасцей матэрыялу катода.

Измерения показали, что ток насыщения $I_{\text{н}}$ прямо пропорционален интенсивности падающего света. Когда напряжение на аноде отрицательно, электрическое поле между катодом и анодом тормозит электроны.

Анода могут достичь только те электроны, кинетическая энергия которых превышает величину (eU_3), где e — заряд электрона. Если напряжение на аноде меньше, чем $-U_3$, фототок прекращается. Измеряя U_3 , можно определить максимальную кинетическую энергию фотоэлектронов:

$$\left(\frac{mv^2}{2} \right)_{\text{max}} = eU_3.$$

К удивлению ученых, величина U_3 оказалась не зависящей от интенсивности падающего светового потока. Тщательные измерения показали, что запирающий потенциал линейно возрастает с увеличением частоты ν света.



$$\text{tg } \alpha = \frac{h}{e}$$

$$A = h\nu_{\min} = \frac{hc}{\lambda_{\text{red}}}$$

где c — скорость света; λ_{red} — длина волны, соответствующая красной границе фотоэффекта.

2.2 Основныя закономірныя фотоэфекта.

Прамяненне фотоэфекта.

1. $I_H = \gamma \Phi$, дзе γ – каэфіцыент прапарцыянальнасці, які называецца адчувальнасцю рэчыва.

Сіла току насычэння прапарцыянальна велічыне светлага патоку, які падае на паверхню рэчыва.

$\Phi \sim$ колькасці падаючых на паверхню рэчыва квантаў света ў адзінку часу. γ залежыць ад уласцівасцей рэчыва і якасці апрацоўкі паверхні.

2. $V_{\max} \sim \nu$

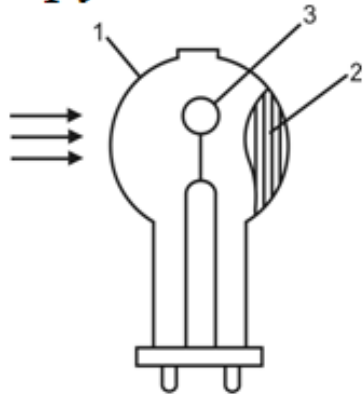
Максімальная хуткасць фотаэлектронаў прапарцыянальна частаце выпраменьвання, якое вызывае

3. Калі $E_K = 0$, $h\nu_{\text{кр}} = A \Rightarrow \nu_{\text{кр}} = A/h$

Для кожнага рэчыва існуе свая частата выпраменьвання, з якой пачынаецца ці спыняецца фотаэфект. Гэту частату называюць чырвонай мяжой знешняга фотаэфекта. Яна залежыць ад хімічнай прыроды рэчыва і стану яго паверхні.

Применение фотозффекту:

1. Будова прастейшага вакуумнага фотаэлемента паказана на малюнку. Гэта шкляны балон 1, які мае два электроды, адзін з іх катод (унутраная палова паверхні) 2, другі – анод (невялікае кальцо або сетка унутры) 3. Унутры балона вакуум, ці газ.



Асноўнай характарыстыкай фотаэлемента з'яўляецца яго адчувальнасць:

$$\gamma = I / \Phi$$

для вакуума – $\gamma \approx 20-100$ мкА/лм

для газа – $\gamma \approx 1000$ мкА/лм – тут характэрна яшчэ і з'ява іанізацыі.

Галоўны недахоп вакуумнага фотаэлемента – гэта яго малая адчувальнасць.

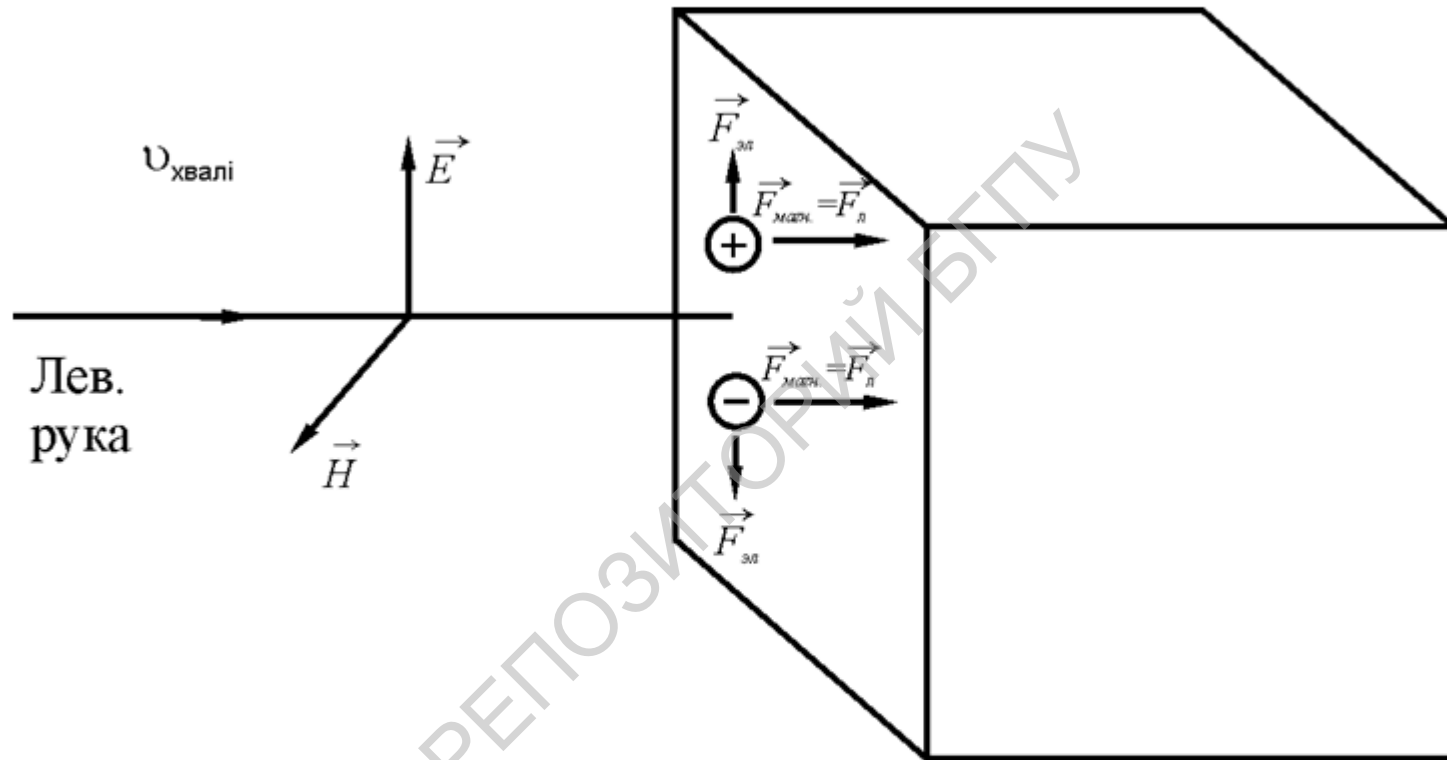
2. Для даследвання слабых светавых патокаў выкарыстоўваюцца фотаэлекрычныя памнажальнікі (ФЭП), у якіх нараўне з фотаэлементам выкарыстоўваецца другасная эмісія электронаў.

Напружанне на кожным дынодзе адносна катода на 50-100 В вышэй, чым на папярэднім. Такім чынам, дзякуючы другаснай эмісіі, на дынодах колькасць электронаў павялічваецца. Каэфіцыент узмацнення электроннага току:

$$K = \gamma^n,$$

дзе γ – каэфіцыент другаснай элекрычнай эмісіі, n – колькасць дынодаў. Каэфіцыент K можа дасягаць 10^9 — 10^{11} .

2.3 Ціск святла ў хвалевай і карпускулярнай тэорыі. Вопыты Лебедзева.



$$\vec{F}_{эл} = e\vec{E}$$

$$F_{л} = qvB \sin \alpha,$$

якая накіравана перпендыкулярна плоскасці, у якой ляжаць вектары \vec{V} і \vec{H} (\vec{V} – хуткасць движения зарада в рэчыве). \vec{F}_n як бы уціскае зарады унутр паверхні, а значыць выпраменьванне стварае ціск.

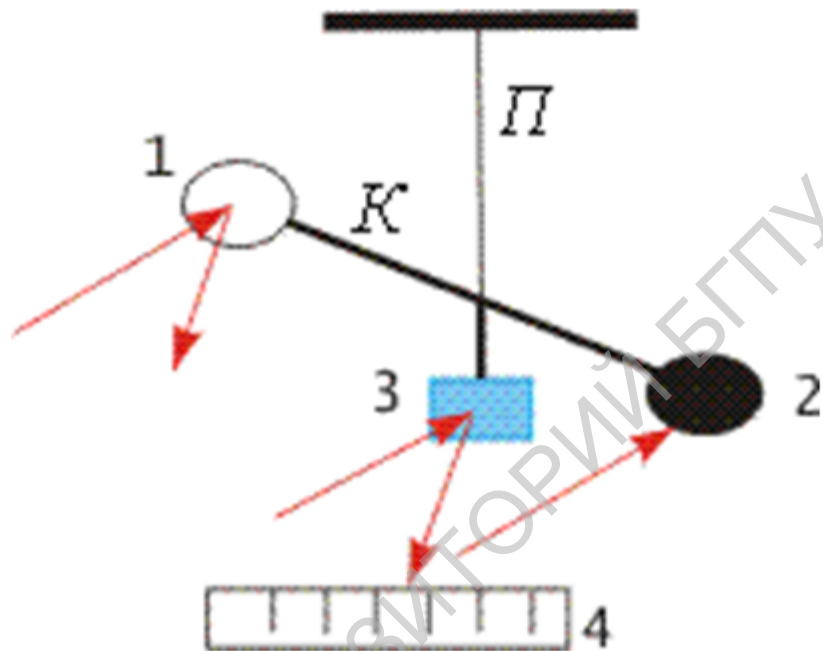
$$P = \frac{I}{c}(1 + \rho) \text{ - раўнанне Максвела}$$

дзе I — энергія, падаючая на адзінцу плошчы освешчаемай паверхнасці в адзінцу врэмени, т. е. освешченность:

$$I = \frac{W}{dSdt}; \frac{W}{dt} = \Phi \Rightarrow I = \frac{\Phi}{dS} = E,$$

дзе Φ — световой поток; E — освешченность; I/c — аб'ёмная плотность энергіі; c — скоростъ света; ρ — коэффициент отражения; W — энергія света, падаючая на плошадку dS за врэмя dt . Для абсолютно черных тел $\rho=0$, для идеального зеркала $\rho=1$.

У 1899 годзе Лебедзеў правёў даследванне па вымярэнню ціску святла.



Існавалі тры вельмі важныя прычыны, якія аказвалі ўплыў на дасканаласць гэтага даследвання:

1. У сувязі з тым, што ціск святла вельмі малая велічыня ($\sim 10^{-5} \text{ Н/см}^2$), то любыя часцінкі асяроддзя могуць аказваць куды большы уплыў на ціск, чым святло (таму патрэбен вакуум).

2. Радыеметрычны эфект

$T_1 > T_2$; для застаўшыхся малекул газа розныя скорасці атражэння ад сценак. $V_1 > V_2$; (розныя хуткасці), змяненне імпульса будзе розным і ўзнікае выніковая сіла, якая будзе паварачваць мацней, чым святло.

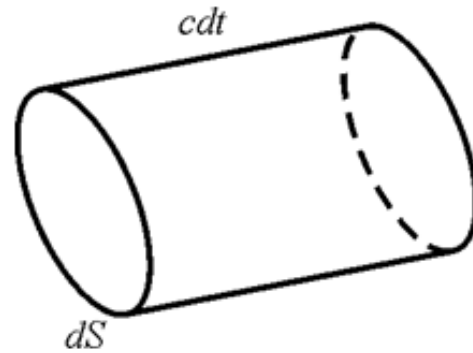
3. Наяўнасць канвенцыйных патокаў паблізу крыльцаў.

Згодна Планка святло выпраменьваецца ў выглядзе асобных порцый – фатонаў. Кожны фатон валодае масай m і рухаецца з v .

Імпульс фатона:

$$P = mv.$$

Змяненне імпульса $mdv = Fdt$ – імпульс сілы.



$$\underline{mdv = Fdt} ; \quad P = F/S \text{ – щіск святла}$$

За час dt на паверхню dS упадуць фатоны, які знаходзяцца ўнутры цыліндра даўжынёй cdt .

Іх колькасць $N = nV = ncdtdS$, дзе n – канцэнтрацыя фатонов в аб'ёме V . Калі каэфіцыент адбіцця ад пляцоўкі dS рэвен ρ , то колькасць адбітых фатонаў:

$$N_{\text{адб}} = \rho N = \rho ncdtdS.$$

Колькасць паглынутых – $N_{\text{пагл}} = (1 - \rho)N = (1 - \rho)ncdtdS.$

Калі імпульс фатона mc , то і змяненне імпульса пры адбіцці будзе $2mc$, пры паглыннанні mc .

Сумарнае змяненне імпульса будзе:

$2mc N_{\text{адб}} + mc N_{\text{пагл}}$, а змяненне імпульса = імпульсу сілы.

$$2mc\rho mc dt dS + mc(1-\rho)nc dt dS = F dt;$$

$$2mc^2\rho ndS + mc^2ndS - mc^2\rho ndS = PdS; \quad \rho = F/dS$$

$$mc^2\rho n + mc^2n = P \quad \text{ці}$$

$P = mc^2n(1 + \rho) = \omega(1 + \rho)$ – раўнанне Максвела,

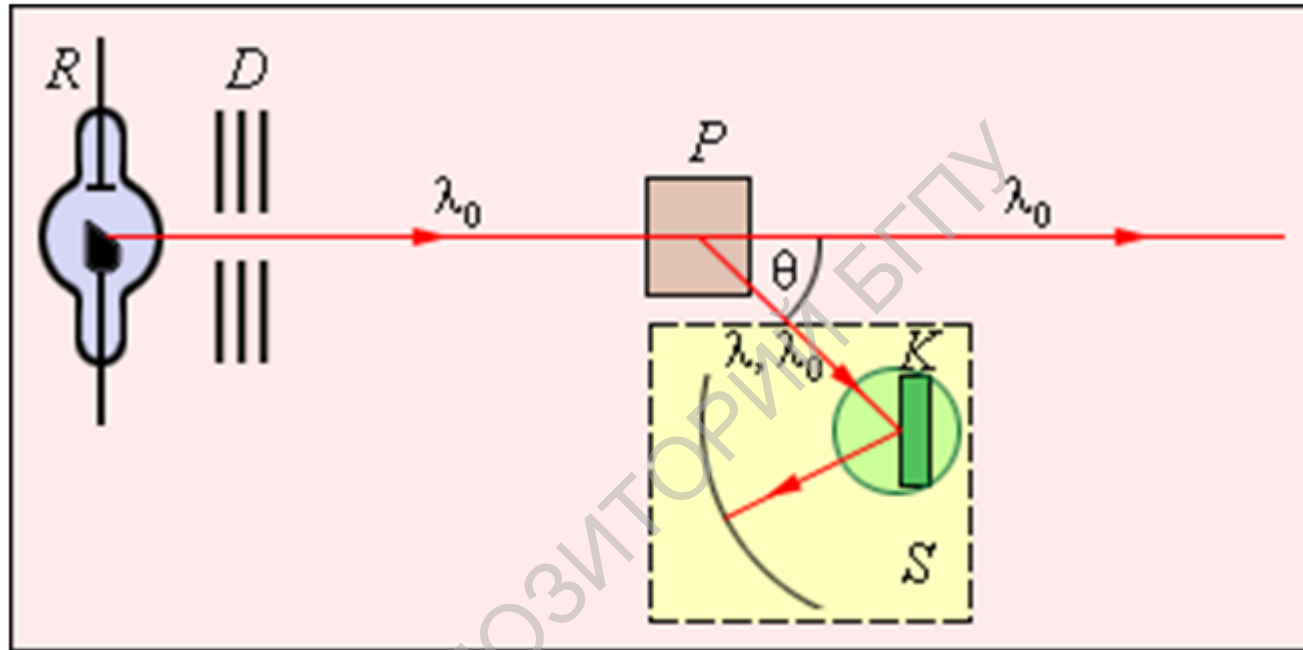
дзе $\omega = mc^2n$ – аб'ёмная шчыльнасць энергіі.

W — энергия света, падающая на площадку dS за время dt . Тогда число фотонов, падающих на единичную площадку в единицу времени:

$$n = \frac{W}{h\nu dS c dt} .$$

$$\begin{aligned} P = nh\nu(1 + \rho) &= \frac{W}{h\nu dS c dt} h\nu(1 + \rho) = \frac{W}{dS c dt} (1 + \rho) = \\ &= \frac{\Phi}{c dS} (1 + \rho) = \frac{I}{c} (1 + \rho). \end{aligned}$$

2.4 Эффект Комптона

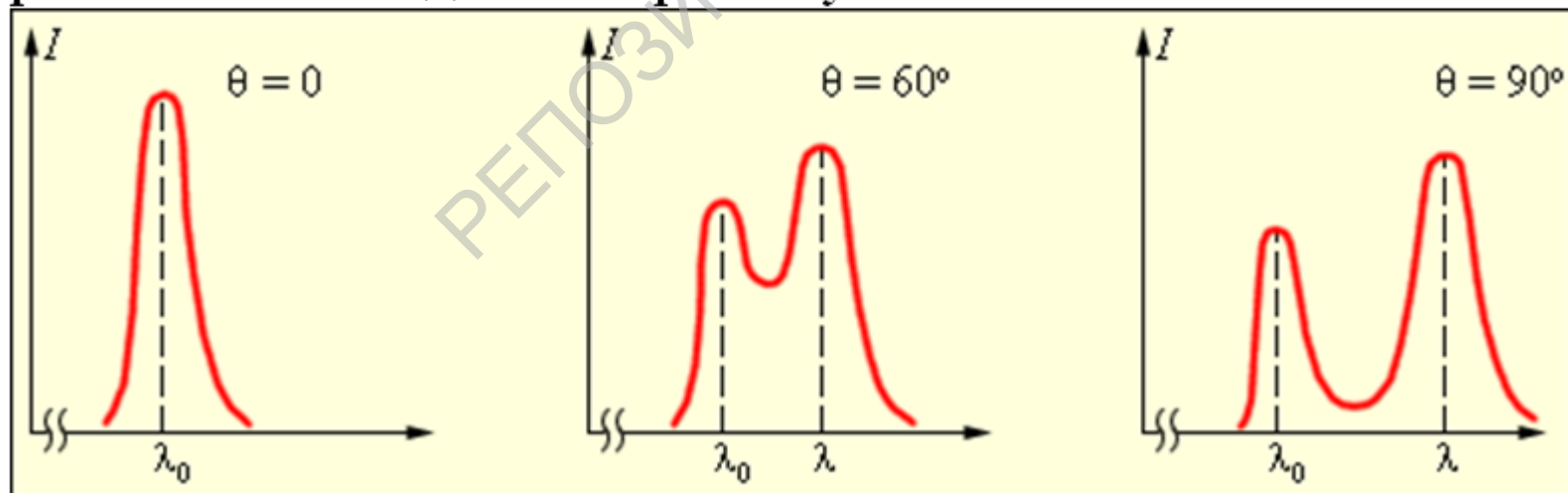


Опыт показал, что в рассеянном излучении наряду с λ_0 наблюдается и большая длина волны $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$. Наблюдаемое изменение длины волны $\Delta\lambda$ зависит только от угла рассеяния θ :

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2\lambda_k \sin^2(\theta/2), \quad (*)$$

где $\lambda_k = 2,43 \cdot 10^{-3}$ нм — так называемая *комптоновская длина волны*, не зависящая от свойств рассеивающего вещества. В рассеянном излучении наряду со спектральной линией с длиной волны λ наблюдается несмещенная линия с длиной волны λ_0 . Соотношение интенсивностей смещенной и несмещенной линий зависит от рода рассеивающего вещества.

На следующем рисунке представлены кривые распределения интенсивности в спектре излучения, рассеянного под некоторыми углами.



Рассмотрим упругое столкновение двух частиц — налетающего фотона, обладающего энергией $E_0 = h\nu_0$ и импульсом $p_0 = h\nu_0/c = h/\lambda_0$, с покоящимся электроном, энергия покоя которого равна $E_{e_0} = m_0c^2$ (m_0 — масса покоя электрона). Фотон, столкнувшись с электроном, изменяет направление движения (рассеивается). Импульс фотона после рассеяния становится равным $p = h\nu/c = h/\lambda$, а его энергия $E = h\nu < E_0$. Уменьшение энергии фотона означает увеличение длины волны.

Энергия электрона после столкновения в соответствии с релятивистской формулой становится равной:

$$E_e = \sqrt{m_0^2 c^4 + p_e^2 c^2} = c \sqrt{m_0^2 c^2 + p_e^2},$$

где p_e — импульс, приобретенный электроном (импульс электрона отдачи). Закон сохранения энергии записывается в виде:

$$E_0 + E_{e_0} = E + E_e,$$

или

$$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + c\sqrt{m_0^2c^2 + p_e^2}.$$

Переход от частот к длинам волн ($\nu = c/\lambda$, $\nu_0 = c/\lambda_0$) приводит к выражению:

$$\frac{hc}{\lambda_0} + m_0c^2 = \frac{hc}{\lambda} + c\sqrt{m_0^2c^2 + p_e^2},$$

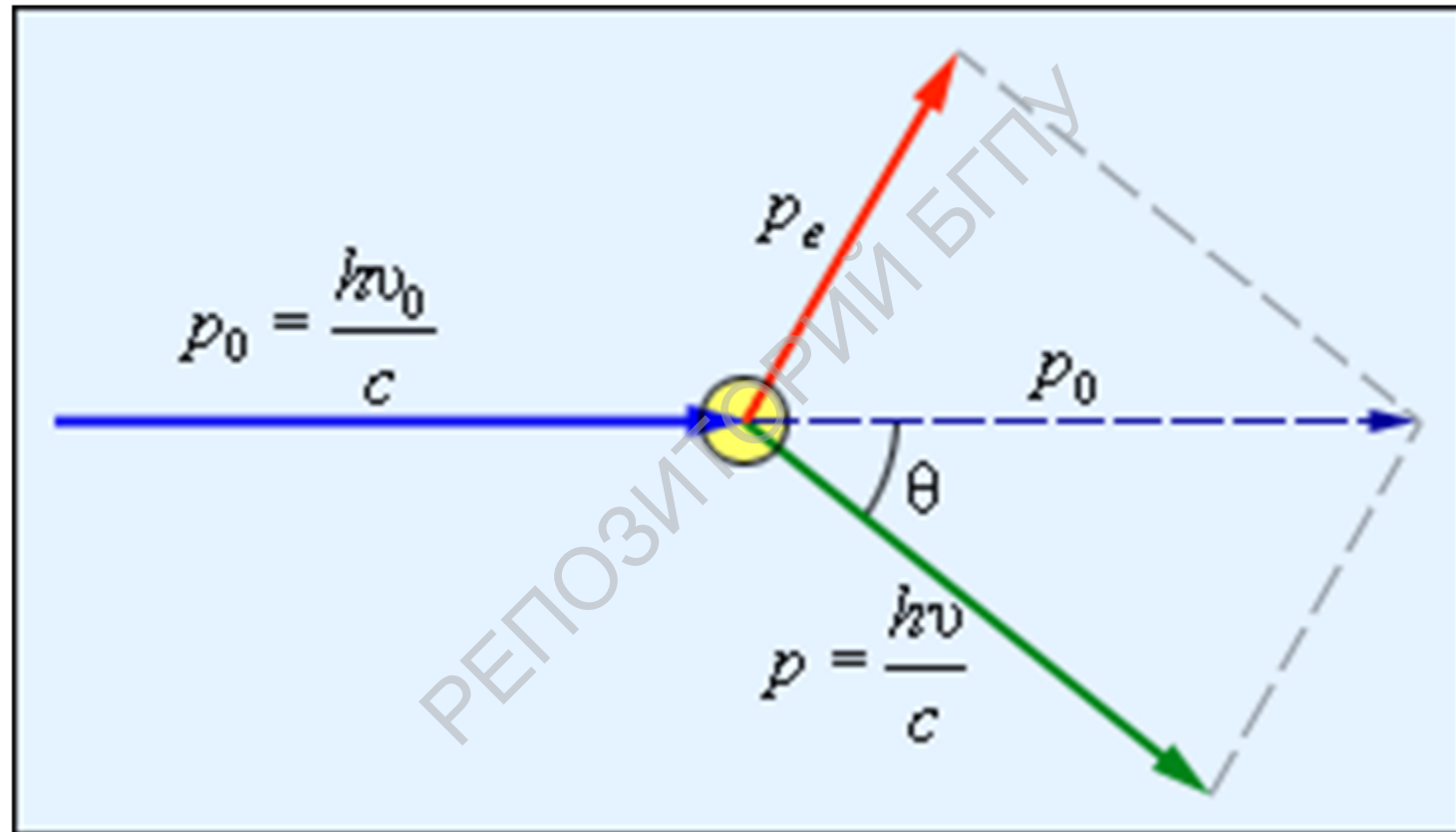
или

$$\frac{h}{\lambda_0} + m_0c = \frac{h}{\lambda} + \sqrt{m_0^2c^2 + p_e^2}. \quad (1)$$

Запишем закон сохранения импульса:

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

Закон сохранения импульса можно записать в скалярной форме, если воспользоваться теоремой косинусов:



$$p_e^2 = \frac{h^2}{\lambda^2} + \frac{h^2}{\lambda_0^2} - \frac{2h^2}{\lambda\lambda_0} \cos \theta = h^2 \left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{2}{\lambda\lambda_0} \cos \theta \right). \quad (2)$$

Перепишем (1) в виде:

$$\sqrt{p_e^2 + m_0^2 c^2} = h \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right) + m_0 c.$$

Возведем полученное выражение в квадрат:

$$p_e^2 + m_0^2 c^2 = h^2 \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right)^2 + 2hm_0 c \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right) + m_0^2 c^2,$$

или

$$p_e^2 = h^2 \left(\frac{1}{\lambda_0^2} + \frac{1}{\lambda^2} - \frac{2}{\lambda_0 \lambda} \right) + 2hm_0 c \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right) \quad (3)$$

Приравняем (3) и (2):

$$h^2 \left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{2}{\lambda \lambda_0} \cos \theta \right) = h^2 \left(\frac{1}{\lambda_0^2} + \frac{1}{\lambda^2} - \frac{2}{\lambda_0 \lambda} \right) + 2hm_0 c \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right)$$

Преобразуем полученное выражение:

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

ИЛИ

$$m_0 c \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0 \lambda} \right) = \frac{h}{\lambda_0 \lambda} (1 - \cos \theta).$$

Из последнего уравнения

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \Rightarrow \Delta \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta). \quad (4)$$

Воспользуемся соотношением

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{1 - \cos \theta}{2}.$$

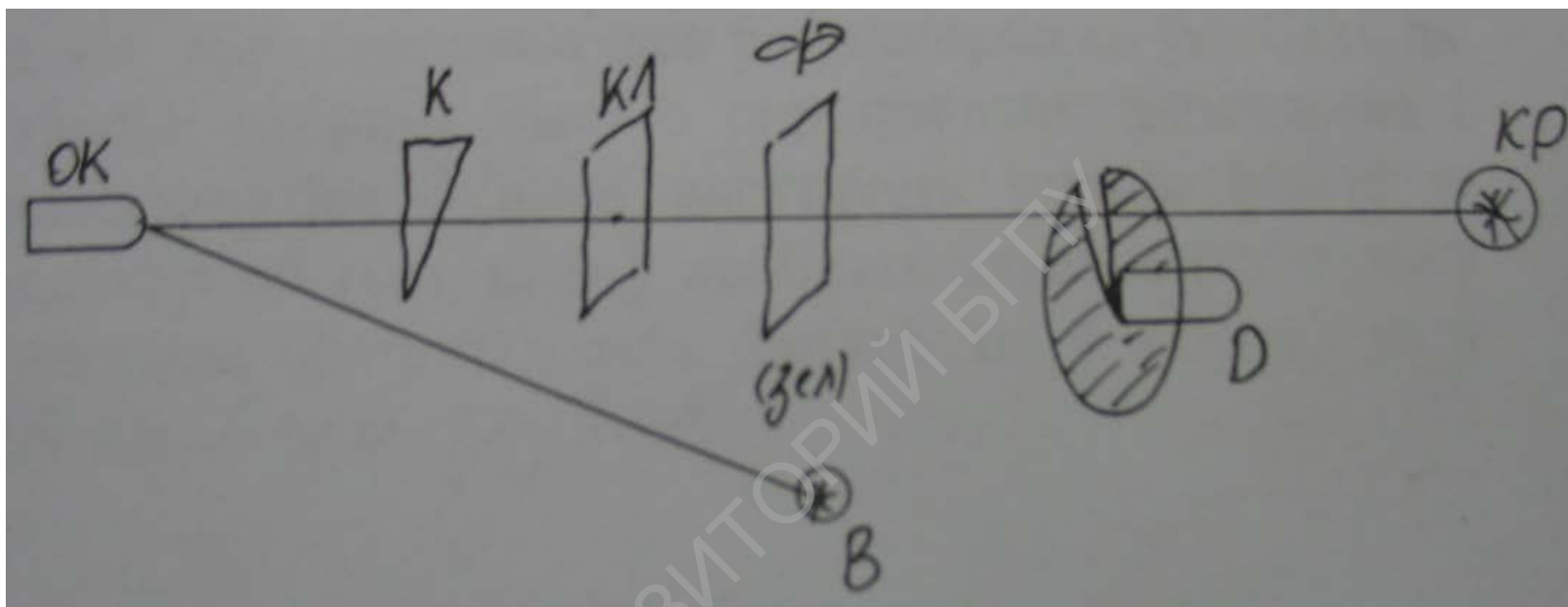
С учетом этого перепишем (4) в виде:

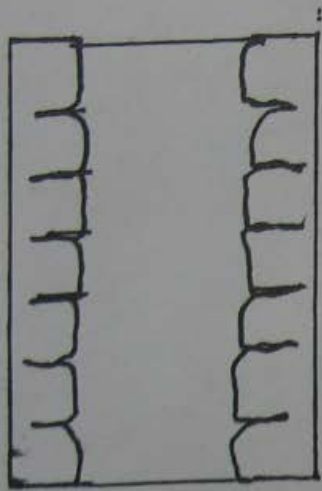
$$\Delta \lambda = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (5)$$

Сравнивая (5) и (*) получим комптоновскую длину волны:

$$\lambda_k = \frac{h}{m_0 c} = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ метра}$$

2.5 Дослід Вавілава

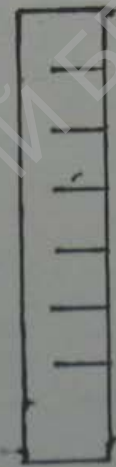




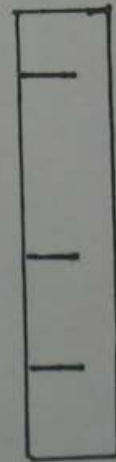
$\sigma_p > \sigma_{p0}$ (порозовий)

оборіт
диска

наблюдатель



обор. диска



набл-ль.

$\sigma_p \approx \sigma_{p0}$.

РЕПОЗИТОРИЙ БІГЛУ

2.6 Доследы Батэ

