



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

Иондаушы сәулелердің затпен әсерлесуі

Электрондардың затпен әсерлесуі

Электрондар жеңіл зарядталған бөлшектер. Электрондардың көзі ретінде бета сәулелену – электрон және позитрон шығаратын β радионуклидтері және әр түрлі үдеткіштерді жатқызуға болады. Электрондар зат арқылы өте отырып, *бір ретті* немес *бірнеше ретті* және *серпімді* немесе *серпімсіз* шашырауға ұшырайды. Бір ретті шашырау заттың қалыңдығы $\delta \leq \frac{1}{\sigma n_A}$ кезде, ал үлкен қалыңдықтар үшін $\delta \approx \frac{1}{\sigma n_A}$ бірнеше ретті шашырау байқалады. σ - серпімді шашырау қимасы, $n_A - 1 \text{ см}^3$ шашыраған атомдар саны.

Серпімсіз соқтығысу кезінде электрондар энергиясын атомдардың қозуы мен ионизацияға жұмсайды. Алайда атомдарды қоздыру ионизация процесіне қарағанда көбірек байқалады, бірінші электрондардың энергиясы үлкен болғанына қарамастан атомдардың қозу процесінің ықтималдығы жоғары. Электрондардың затпен әсерлесу кезіндегі энергия шығыны тәжірибелерге сүйенсек газдар үшін жақсы нәтиже береді, яғни теориямен келіседі, ал қатты денелер үшін электрондардың көптеген шашырауының кесірінен энергия шығынын өлшеу қиын жағдайға әкеледі. Бірнеше ретті шашырау электрондар жолында көп байқалады, бұл жағдай энергия шығыны мен оның ауытқуының үлкеюіне алып келеді.

Электрондардың аз энергиясы үшін ($\frac{v}{c} < 0.5$) затпен әсерлесу процесін сипаттауға Бор және Бете теориясын қолдануға болады. Осы теория бойынша бірлік жолда ионизацияға кететін энергия шығынын келесі теңдеумен көрсетуге болады:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4 n_A Z}{m_e v^2} \ln \frac{1.16 m_e v^2}{2\omega}$$

n_A –заттағы атомдар саны, $n_A = \frac{N_A \rho}{A}$; ω -электрондар үшін орташа қозу энергиясы. Тұрақты шамаларды орнына қойсақ келесі түрде жазуға болады:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = 0,306 \rho \frac{Z}{A} \beta^{-2} \ln \frac{1.16 E}{\omega}$$



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

$\frac{Z}{A}$ – шамасы өте аз, сондықтан энергия шығыны электрондарды тежейтін материалға және электрондардың санына байланысты. Немесе басқа параметрлерді қолдана отырып ионизациялық шығын теңдеуін келесі түрде көрсетуге болады:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4}{m_e v^2} nZ \left[\ln \frac{m_e v^2}{2I_{\text{ион}}} - \frac{1}{2} \ln 2 + \frac{1}{2} \right]$$

v – бөлшектің жылдамдығы; Z, n – заряд және зат ядроларының массалық саны;

I – ионизация потенциалы.

Электрондар энергиясын ионизация және атомдарды қоздыруға жұмсайды, сонымен қатар электрондар ядро өрісінде үдетіліп, *электромагнитік немесе тежегіш* сәулелену шығару кезінде де жоғалтады. Бұл жағдайда болатын радиациялық шығын:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} &= n_A r_0^2 \frac{Z^2}{137} (E + m_a c^2) \left[4 \ln \frac{2(E + m_a c^2)}{m_a c^2} - \frac{4}{3} \right] \\ &= 3,44 \times 10^{-6} (E + m_a c^2) \frac{Z^2}{A} \rho \left[4 \ln \frac{2(E + m_a c^2)}{m_a c^2} - \frac{4}{3} \right] \end{aligned}$$

$r_0 = \frac{e^2}{m_a c^2}$ – электронның классикалық радиусы, $2,8 \times 10^{-13}$ см. Жоғарыдағы формулалардан радиациялық шығын Z^2 қа, ал ионизациялық шығын Z -ке пропорционал өседі. Аз энергия аумағында радиациялық шығын электрондардың кинетикалық энергиясына тәуелсіз, алайда жоғары энергия кезінде электрондардың энергиясына пропорционал өседі. Радиациялық және ионизациялық шығындардың қатынасы:

$$\frac{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}} = \frac{(E + m_a c^2)Z}{1600m_a c^2}$$

Критикалық энергия кезінде шығындар тең болады:

$$E_{\text{крит}} = 1600 \frac{m_a c^2}{Z}$$

Мысалы қорғасын үшін:

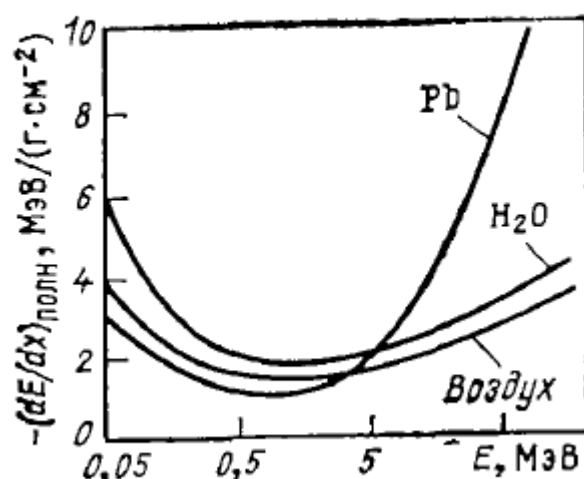
Аға оқытушы: Мархабаева Айымқұл Алихановна



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

$$E_{\text{крит}} = 1600 \frac{0,5}{82} \approx 10 \text{ МэВ}$$

Суретте су, ауа, қорғасын үшін толық энергия шығынының электрондар энергиясына тәуелділік графигі көрсетілген. Электрондармен шығарылатын тежегіш сәулелену үздіксіз спектрге ие.



Массасының аздығынан электрондар зат арқылы өте отырып бірнеше серпімді шашырайды, нәтижесінде қандай да бір бұрышқа ауытқиды. Ауытқу бұрышының орташа квадраттық мәні:

$$\theta^2 = \frac{4\pi n_A Z(Z+1)e^4 \delta}{p^2 v^2} \lg \left[4Z^{4/3} n_A \delta \left(\frac{\hbar}{m_a v} \right) \right]$$

δ - жұтқыш материалдың қалыңдығы; p - электрондардың қозғалысының моменті. Қорғасын үшін:

$$\theta_{Pb}^2 = \frac{6 \times 10^8 \delta'}{E^2}$$

δ – фольганың қалыңдығы; E – жұтқыш материалға түсетін электрондардың кинетикалық энергиясы. Электрондардың энергиясы үлкейген сайын шашырау азаяды және атомдық нөмірі кіші элементер үшін аз шамада болады. Электрондардың зат арқылы өтуін келесі түрде сипаттауға болады: бірінші электрон материал атомдарымен соқтығыспай тұрып біршама түзу



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

сызық жол жүреді, кейін шашырай бастап ауытқиды, энергиясы азая бастағанда шашыраудың рөлі ұлғаяды және бастапқы бағытына қатысты бұрыштық таралуы Гаусс таралу қисығымен сипатталады. Бірнеше шашыраудан кейін бұрыштық таралу бағытын жоғалтады, ары қарай электрондардың қозғалысын диффузия ретінде қарастыруға болады.

Электрондардың ену қабілетін максималды R_{\max} немесе $R_{\text{экс}}$ экстраполирлік жүру жолы арқылы сипаттайды. Суретте мооэнергетикалық электрондар(1) мен бета бөлшектерінің (2) заттағы жұтылу қисығы көрсетілген.



Электрондардың орташа жүру жолы:

$$R_e = \int_0^{E_0} \frac{-dE}{dE/dx}$$

Сәулеленуге кеткен энергия шығыны орташа жүру жолына әсер етпейді, сондықтан бірінші жуықтау үшін $\frac{dE}{dx} = \text{const}$:

$$R_e = E_0 / \frac{dE}{dx}$$

Әртүрлі заттағы электрондардың орташа жүру жолы орташа энергия шығынына және материалдың тежегіш қасиетіне кері пропорционал болады:



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

$$\frac{R_{e1}}{R_{e2}} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_2}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_1} = \frac{\rho_2 Z_2 A_2}{\rho_1 Z_1 A_1}$$

Электрондардың бір заттағы орташа жүру жолын біле отырып, екінші заттағы жүру жолын бағалауға болады, алайда екі жағдайда да электрон энергиясы бірдей болса.

$$R_{e2}\rho_2 = R_{e1}\rho_1 \frac{Z_1 A_1}{Z_2 A_2}$$

Ауа және жеңіл материалдар үшін орташа жүру жолы:

$$R_{\text{мак}} = 400 E_{\beta}$$

Электрондар ағыны тығыздығының әлсіреу заңы:

$$\varphi = \varphi_0 \exp(-\mu x)$$

φ - жұтылған электрондар тығыздығы, φ_0 - бастапқы тығыздығы; μ сызықтық әлсіреу коэффициенті; x – жұтқыш материал қалыңдығы. Алайда бұл формула моноэнергетикалық электрондар үшін жарамайды. Формуланы қолдана отырып материалдың қалыңдығын бағалауға болады. Мысалы электрондар ағынын екі есе азайту керек делік, $\varphi = \varphi_0/2$, онда

$$\frac{\varphi_0}{2} = \varphi_0 \exp(-\mu \Delta_{1/2})$$

$$\exp(-\mu \Delta_{1/2}) = 2 \text{ немесе } (-\mu \Delta_{1/2}) = \ln 2$$

$$\Delta_{1/2} = \frac{0,693}{\mu}$$

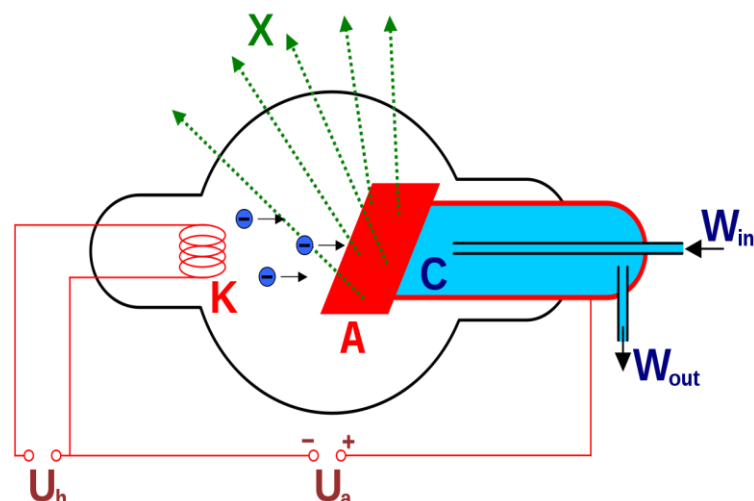
Бұл қалыңдық электрондар ағынын екі есе азайтатын немесе *жартылай әлсірету қабаты* деп аталады.

РЕНТГЕН СӘУЛЕЛЕНУІ



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

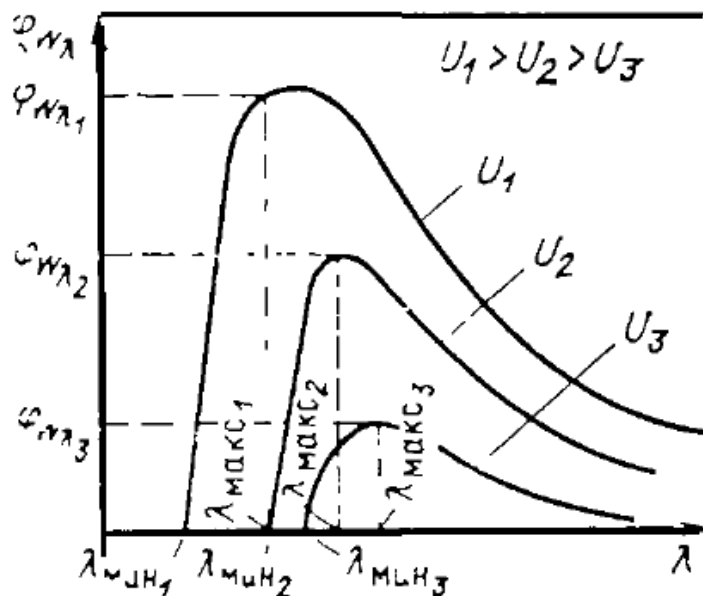
Рентген сәулеленуін алу үшін рентген трубкасын қолданады. Рентген трубкасы ішінде вакуум шыны балоннан жасалынған, балон ішіне кернеу берілген анод және катод орналасқан. Катодтан ұшып шыққан электрондар электр өрісімен үдетіліп, кинетикалық энергияға ие болады. Ары қарай анодта тежеледі. Нәтижесінде электрондардың кинетикалық энергиясы жылулық энергияға, ионизацияға, атомдардың козу энергиясына және рентгендік тежегіш сәулелену энергиясына айналады.



Жоғарыда электрондардың атом электрондарының өрісімен әсерлесу кезінде пайда болатын тежегіш сәулелену (1 бөлімді қараңыз) рентген трубкасында пайда болатын тежегіш сәулеленудің тағы бір мысалы деуге болады. Бұл сәулелену қысқа толқындар аумағында ерекшеленіп, үздіксіз спектрге ие. Төмендегі суретте рентген трубкасындағы кернеу мен тежегіш сәулеленудің толқын ұзындығымен байланыс графигі көрсетілген. Кернеу өскен сайын тежегіш сәулеленудің толық энергиясы өседі, спектрдің шекарасы қысқа толқындар аумағына ығысады. $\lambda_{\text{мак1}}, \lambda_{\text{мак2}}, \lambda_{\text{мак3}}$ толқын ұзындықтарына рентген спектрлерінің максимум интенсивтілігі φ_λ сәйкес келеді және келесі қатынаспен $\lambda_{\text{мак}} = \frac{3}{2} \lambda_{\text{мин}}$ байланысады.



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ»
РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ



Электронның энергиясын кернеудің функциясы ретінде келесі формуламен көрсетуге болады:

$$E_k = 3,3 \times 10^{-10} eU_0$$

Егер электронның кинетикалық энергиясы толығымен тежегіш сәулеленуіне жұмсалса, үздіксіз спектрдегі мүмкін болатын максималды энергия $h\nu_{\text{мак}}$ болады, яғни бұл энергияға $\lambda_{\text{мин}}$ толқын ұзындығы сәйкес келеді.

$$E_k = h\nu_{\text{мак}} = \frac{hc}{\lambda_{\text{мин}}} = 3,33 \times 10^{-10} eU_0$$

$$\lambda_{\text{мин}} = \frac{hc}{3,33 \times 10^{-10} eU_0}$$

Сандық мәндерін орнына қойсақ:

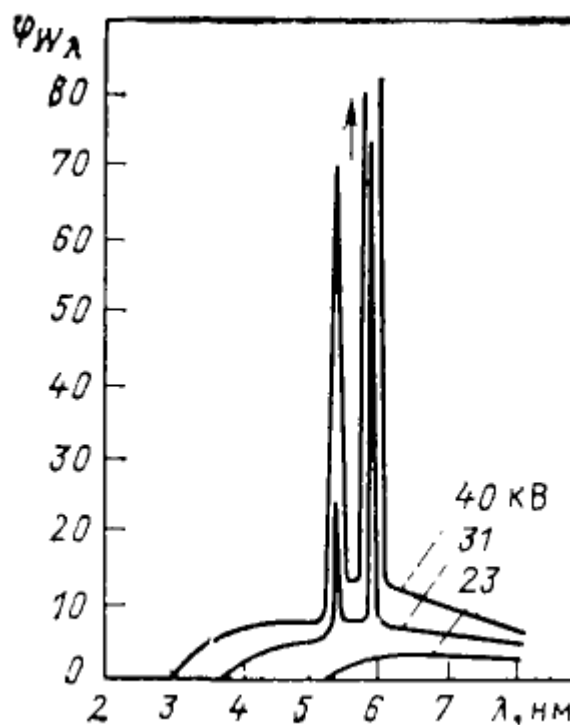
$$\lambda_{\text{мин}} = \frac{6,62 \times 10^{-34} \cdot 3 \times 10^8}{3,33 \times 10^{-10} \cdot 4,8 \times 10^{-10} U_0} = \frac{12,37 \times 10^{-10}}{U_0} = \frac{1,237}{U_0} \text{ нм}$$



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

Рентген трубкасында тежегіш сәулеленуден басқа *сипаттамалық сәулелену* де пайда болады, ол электрондардың энергиясына тәуелсіз тек анодтың материалына байланысты болады.

Суретте әртүрлі кернеудегі рентген трубкасындағы спектрдің интенсивтілігі көрсетілген. 23 кВ кернеуге дейін үздіксіз бір спектр пайда болады, 31 және 40 кВ кернеуде үздіксіз спектрмен бірге сипаттамалық спектр пайда болады. Суреттен кернеу өскен сайын сипаттамалық спектрдің толқын ұзындығы өзгермейді, тек интенсивтілік өсетінін байқауға болады.



ГАММА СӘУЛЕЛЕНУІНІҢ ЗАТПЕН ӘСЕРЛЕСУІ

Энергиясы 10Мэв аспайтын гамма сәулелерінің затпен әсерлесу кезінде болатын процестерді қарастырайық.

1. *Фотоэлектрлік жұтылу немесе фотоэффект* –гамма кванттың электронмен жұтылуы, гамма квант атоммен әсерлесе отырып, өзінің барлық энергиясын электронға береді. Атомда қозған күйде болып, қозудан арылу үшін флуоресценциялық сәулелену немесе Оже электрон шығарады. Төмендегі суретте (а) фотоэффекттің схемасы көрсетілген.

2. *Томсондық шашырау немесе когерентті шашырау* – фотон энергиясын жоғалтпай біршама бұрышқа ғана ауытқу процесі. Шашырау фотондар энергиясы төмен болғанда байқалады.

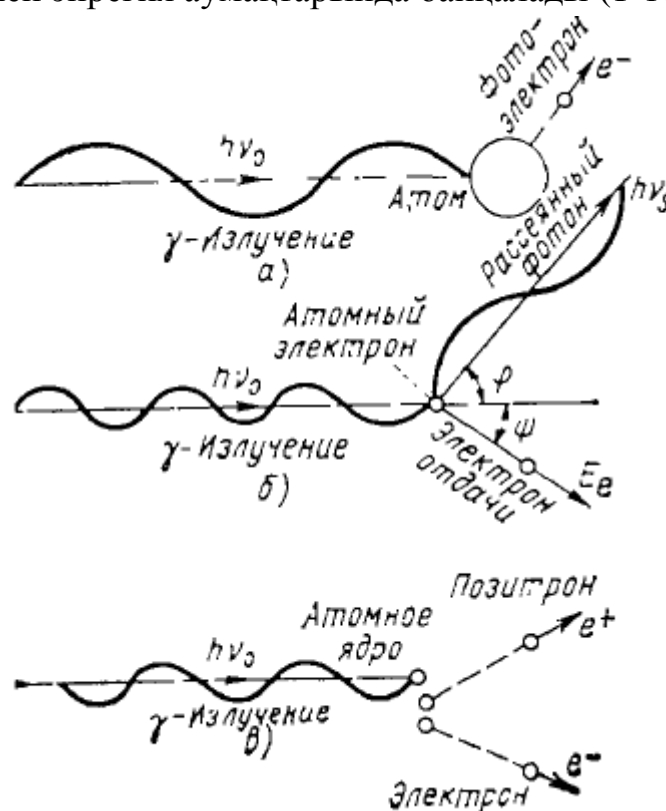
3. Еркін немесе тыныштық күйдегі электронда *когерентті емес шашырау немесе Комpton шашырауы* – фотондардың атом электрондарында энергиясын бере отырып, шашырауы (б). Гамма кванттың энергиясы электронның байланыс энергиясынан әлдеқайда көп болған кезде



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

байқалады. Гамма кванттың жарты энергиясы электронға жартысы шашырап шыққан фотонға кетеді.

4. *Жұптардың пайда болуы* – фотонның жұтылып, электрон және позитрон жұптарының пайда болу процесі (в). Пайда болған жұптар ионизация процесін немесе тежегіш сәулелену тудырады. Позитрон баяулап, электронмен аннигиляция процесіне ұшырап, гамма квантын шығаруы мүмкін. Процесс үлкен энергия аумақтарында байқалады (1-10Мэв).



Гамма сәулеленуінің интенсивтілігінің азаюы *сызықты әлсіреу коэффициенті* $\mu, \text{см}^{-1}$ немесе массалық әлсіреу коэффициентімен $\mu_m = \frac{\mu}{\rho}, \text{см}^2/\text{г}$ сипатталады.

Толық сызықтық әлсіреу коэффициенті:

$$\mu = \tau + \sigma_{\text{ког}} + \sigma_m + \chi$$

τ - фотоэффект әсерінен болатын сызықтық әлсіреу коэффициенті; $\sigma_{\text{ког}}, \sigma_m$ - когерентті немесе когерентті емес шашыраудан болатын әлсіреу коэффициенті; χ –жұптардың пайда болу процесінен болатын әлсіреу коэффициенті.

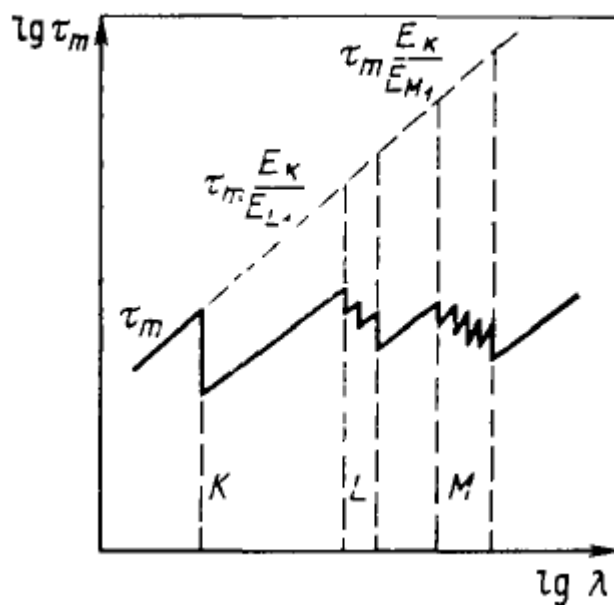
Гамма сәулеленуінің фотоэлектрлік жұтылуы



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

Егер гамма квантының энергиясы үлкен емес, алайда атомдағы байланыс энергиясынан көбірек болса, электрон сыртқы энергетикалық деңгейлерді тастап шығады. Электронның энергиясы түскен гамма квантының энергиясынан байланыс энергиясына кем энергиямен шығады. Мұндай электрондарды фотоэлектрондар деп атайды. Гамма квантының энергиясы өскен сайын байланыс ішкі қабаттағы К, L, M электрондарға көшеді. Нәтижесінде бұл қабаттарды вакансия пайда болады, алайда олар сыртқы қабаттағы электрондармен толады. Осындай ауысулар нәтижесінде сипаттамалық сәулелену пайда болады, бөлінетін энергия сыртқы шығатын электронға беріледі. Мұндай электронды Оже электроны деп атайды. Сипаттамалық сәулелену мен Оже электронының шығу вакансия толтырумен болатын екінші ретті процестер.

Фотоэлектрлік процеспен болатын массалық жұтылу коэффициентінің гамма сәулесінің толқын ұзындығына байланысын $\tau_m = f(\lambda)$ көрелік.



Ыңғайлық үшін байланысты логарифмдік координатада салады. Тәуелділік графигі сызықтық, алайда $lg \lambda$ кейбір мәндерінде жарықтар бар. Бұл жарықтар *жұтылу секірулері*, ал осы секірулер болатын толқын ұзындықтарын *жұтылу шекарасы* деп атайды. Әрбір секірулер энергетикалық деңгейлерге (бір секіріс – К деңгей, екі секіріс – L деңгей) сәйкес келеді. Егер гамма квантының толқын ұзындығы қандай да бір жұтылу шекарадан λ_K, λ_L аз болса, онда гамма квантының энергиясы электронның байланыс энергиясынан үлкен болады, ендеше сәйкесінше деңгейдегі электрон ұшырып алынады.



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

Гамма сәулеленуінің Томсондық шашырауы

Гамма сәулелерінің шашырауы процесі кезінде электромагниттік толқындардың екі жақты табиғаты анық көрінеді. Шашыраған фотондардың кейбір қасиеттері толқындық теориямен оңай түсіндіріледі, алайда шашырау кезіндегі фотондардың тоқын ұзындығының өзгеруін классикалық теориямен түсіндіру қиын. Оны корпускулалық теориямен түсіндіруге болады. Когерентті шашырау кезінде бастапқы фотондар жұтқыш материалдардың атомдарының еріксіз тербелуін туғызады. Тербеліс жасай отырып, бұл электрондар фотондар шығарады (екінші ретті шашыраған фотондар). Сонымен ұзын толықнды фотондар орта арқылы өткенде толқын ұзындығы өзгермеген тек бағыты өзгерген шашыраған фотон пайда болады.

Шашыраған фотонның интенсивтілігі:

$$\varphi_{\text{шаш}} = \frac{e^4}{r^2 m_a^2 c^4} \varphi_{\text{тус}} \frac{1 + \cos^2 \varphi}{2}$$

e – электрон заряды; r – шашыраған электроннан арақашықтық; $\varphi_{\text{тус}}$ – түскен сәуленің интенсивтілігі; m_a – тыныштықтағы электрон массасы. Бұл формула алғаш рет бір электрон үшін Томсонмен алынған болатын.

Массалық әлсіреу коэффициенті жоғарыдағы формула негізінде анықталады:

$$(\sigma_{\text{ког}})_m = \frac{\sigma_{\text{ког}}}{\rho} = \frac{8\pi e^4 n_A Z}{3m_a^2 c^4 \rho}$$

$$n_A = N_A \rho / A$$
$$(\sigma_{\text{ког}})_m = \frac{8\pi e^4 N_A}{3 m_a^2 c^4 A} Z = 0,402 \frac{Z}{A}$$

Сутегіден басқа көптеген элементтер үшін $\frac{Z}{A} \approx 0,5$

$$(\sigma_{\text{ког}})_m = \frac{\sigma_{\text{ког}}}{\rho} = 0,2$$

Массалық әлсіреу коэффициенті фотонның бастапқы энергиясына және жұтқыш материалға тәуелсіз.

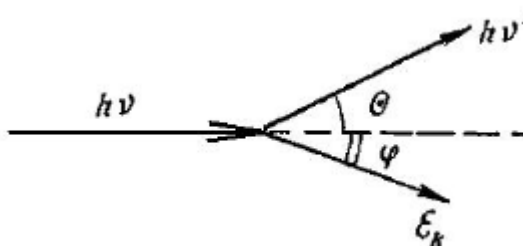
Гамма кванттарының когерентті емес (Комптон) шашырауы

Толқын ұзындығы 0,03 нмден қысқа гамма сәулелері орта арқылы өткенде шашырау коэффициентінің азаюы және шашыраған сәулеленудің толқын ұзындығының өсуі байқалады. Мұндай жағдайда фотонды $h\nu$ энергиясы және $h\nu/c$ импульсы бар бөлшек, ал фотонның электронмен әсерлесуін екі серпімді шар соқтығысуы ретінде қарастырады. Мұндай соқтығысу Аға оқытушы: Мархабаева Айымкүл Алихановна



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

нәтижесінде фотон бастапқы бағытынан θ бұрышқа ауытқиды және бастапқы энергиясынан аз $h\nu'$ энергияға ие болады. Фотон энергиясының жартысын электронға бере отырып, импульс беріп орнынан қозғалтады. Төмендегі суреттегідей электроның фотонның бастапқы бағытынан ауытқу бұрышын ψ десек және бастапқы фотон бағытын абсцисса ретінде қабылдасак, энергияның сақталу заңына сүйене отырып, қозғалысты сипаттауға болады:



$$h\nu_0 = h\nu + m_a c^2 \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1$$

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} + \frac{m_a c \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Гамма квантының толқын ұзыдығының өзгеруі:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 0,486 \cdot 10^{-2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}$$

Электронның кинетикалық энергиясының бастапқы фотон энергиясына қатынасы:

$$\frac{E_0}{h\nu_0} = \frac{h\nu_0(1 - \cos\varphi)}{m_a c^2 + h\nu_0(1 - \cos\varphi)}$$

Жоғарыда бастапқы фотон энергиясының жартысы электронға, жартысы шашыраған фотонға кететіні туралы айтылған болатын, соған байланысты когерентті емес шашыраудың коэффициентін екеуінің суммасы ретінде қарастыру керек.

$$\sigma_{\text{нк}} = \sigma_{\text{нке}} + \sigma_{\text{нкф}}$$

Жұптардың пайда болуы

Гамма квантының энергиясы позитрон мен электронның тыныштық энергиясының суммасынан артық болса $h\nu_0 > 2m_a c^2$ екі жұптардың пайда болу процесі байқалады. Электрон позитрон жұптары тек гамма квантының энергиясы 1 Мэв асқан да байқалады. Түскен гамма квантының энергиясы мен екі жұптардың тыныштық энергиясының айырымы олардың кинетикалық энергиясының қосындысына тең:

$$h\nu_0 - 2m_a c^2 = E_{e-} + E_{e+}$$



«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

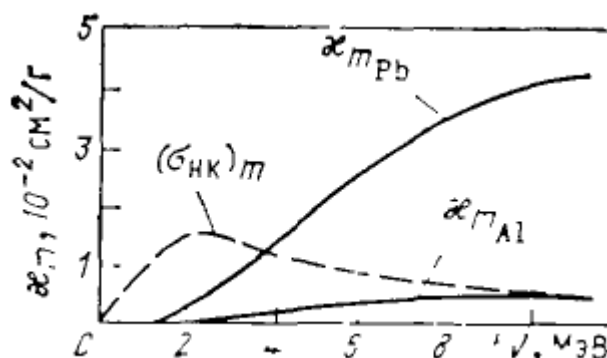
Бөлініп шыққан электрон мен позитрондар энергиясын ионизация процесіне жұмсайды. Позитрон мен электрон кездескенде олардың зарыды нейтралданады (бұл құбылысы аннигиляция деп аталады) және бөлшектер екі фотонға түрленеді.

Жұптардың пайда болу процесі кезінде сызықтық әлсіреу коэффициенті:

$$\chi = kn_A Z^2 (h\nu_0 - 1,022)$$

K –пропорционалдық коэффициенті.

Төменде суретте қорғасын және алюминий үшін массалық жұтылу коэффициенті көрсетілген (жұптардың пайда болу процесі кезіндегі). Сурттен ауыр элементтер үшін жұптардың пайда болуы жеңіл элементтерге қарағанда жоғарырақ. Себебі $\chi \sim \frac{Z^2}{A}$ тәуелділікке байланысты. Штрихпен берілген когерентті емес шашырау кездегі жұтылу коэффициенті. Фотон энергиясы өскен сайын массалық жұтылу коэффициенті белгілі бір аумақтардан бастап өседі (қорғасын үшін 3,5 МэВ, ал алюминий үшін 12 МэВ).



Иондаушы сәулелердің затпен әсерлесу коэффициенті

Жоғарыда айтылған процестерге байланысты гамма квантының толық сызықтық әлсіреу коэффициенті:

$$\mu_{\text{тол}} = \tau + \sigma_{\text{ког}} + \sigma_{\text{нк}} + \chi$$

Сонымен *сызықтық әлсіреу коэффициенті* дегеніміз бастапқы қандай да бір жолда әсерлесуге ұшыраған фотондардың бастапқы фотондардың санына қатынасы:

$$\mu = \frac{1}{N} \frac{dN}{dL}$$

Энергияны сызықтық тасымалдау коэффициенті μ_T дегеніміз бірлік жолда энергиясы электронның кинетикалық энергиясына айналатын гамма квантарының бастапқы гамма кванты санына қатынасы:

$$\mu_T = \frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dl}$$



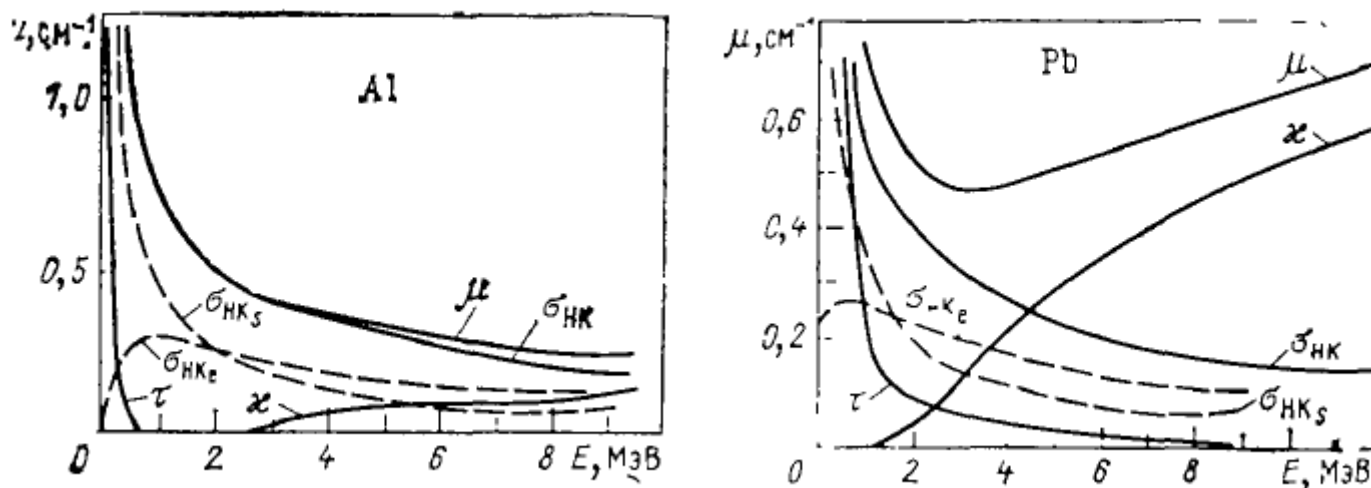
«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ» РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ

Энергияны сызықтық жұтылу коэффициенті $\mu_{ж}$ дегеніміз сызықтық тасымалдау коэффициенті мен оның екінші ретті электрондар санына g көбейтіндісімен айырымы:

$$\mu_{ж} = \mu_{т} - \mu_{т}g = \mu_{т}(1 - g)$$

Әсерлесудің массалық коэффициенті сәйкесінше барлық сызықтық коэффициенттердің тығыздыққа қатынасы.

Сызықтық коэффициентке кері шама $l = 1/\mu$ еркін жүру жолы деп аталады. Төменде суретте энергияға байланысты сызықтық коэффициентінің өзгеруін алюминий және қорғасын үшін көрсетілген.



Қорғасын үшін сызықтық коэффициенті бастапқы кезде фотон энергиясы өскенде азаяды, кейін жұптардың пайда болуынан өсе бастайды. Ауыр элементтер үшін сызықтық коэффициентке фотоэлектрлік жұтылу 0,5-2 МэВ дейін әсер етеді.

Алюминий және басқа жеңіл элементтер үшін сызықтық коэффициенті 10-15МэВ энергияға дейін азаяды, себебі жұптардың пайда болу тек 10 МэВ энергияда байқалады. Фотоэлектрлік эффект 100-150кэВ энергияға дейін болады, сондықтан жеңіл элементтер үшін когерентті емес жұтылуды ескеруге болады. Үлкен энергия аумақтарында 10 МэВ дейін:

$$\mu \cong \sigma_{НК}$$

Ауыр элементтер үшін сызықтық коэффициенті үш процеске байланысты болады:

$$\mu_{\text{тол}} = \tau + \sigma_{НК} + \chi$$

Рентген және гамма сәулесінің әлсіреу заңы

Орта арқылы өткенде рентген және гамма сәулесінің интенсивтілігі азаяды. Моноэнергетикалық гамма сәулелену үшін әлсіреу заңы:

Аға оқытушы: Мархабаева Айымкул Алихановна



Әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті
Факультет: физика-техникалық

Қатты дене және бейсызық физика кафедрасы
8 (727) 377-34-12
Сайт: <http://www.kaznu.kz>

**«МАТЕРИАЛТАНУ ЖӘНЕ ЖАҢА МАТЕРИАЛДАР ТЕХНОЛОГИЯСЫ»
РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ**

$$\varphi = \varphi_0 \exp(-\mu x)$$