R O Z D Z I A Ł 3. PRZECHODZENIE PROMIENI γ PRZEZ MATERIĘ

3.1. Oddziaływanie promieni γ z materią

Promieniowanie γ jest to promieniowanie elektromagnetyczne towarzyszące procesom jądrowym. W wyniku oddziaływania z materią kwant γ może ulec:

a) absorpcji,

b) rozproszeniu koherentnemu,

c) rozproszeniu niekoherentnemu.

Przez rozproszenie koherentne rozumiemy takie procesy, w których energia kwantu rozproszonego równa się energii kwantu pierwotnego. Rozproszenie niekoherentne zachodzi wtedy, jeżeli energia kwantu rozproszonego jest mniejsza niż energia kwantu pierwotnego.

Wszystkie trzy wymienione wyżej procesy mogą zachodzić z różnym prawdopodobieństwem w następujących oddziaływaniach:

1) z elektronami powłoki atomowej,

2) z nukleonami,

3) z polem elektrycznym jądra lub elektronów,

W tabeli 3.1.1 uporządkowano procesy zachodzące pod działaniem promieni γ w zależności od rodzaju oddziaływania.

T a b e l a 3.1.1

Lp.	Rodzaj oddziaływania	Wynik oddziaływania		
		Absorpcja	Rozproszenie koherentne	Rozproszenie niekoherentne
		a	b	c
1	Z elektronami powłoki atomowej	Zjawisko fotoelektryczne	Rozproszenie Rayleigh'a	Zjawisko Comptona, Rozproszenie Thomsona ($h\nu \ll mc^2$)

T a b e l a 3.1.1

Lp.	Rodzaj oddziaływania	Wynik oddziaływania		
		Absorpcja	Rozproszenie koherentne	Rozproszenie niekoherentne
		a	b	c
2	Z nukleonami	Fotoreakcje	(γ,γ), Rozproszenie Thomsona	(γ,γ')
3	Z polem elektrycznym jądra lub elektronu	Tworzenie się par	Rozproszenie Delbruka	

3.2. Absorpcja promieni γ

Zjawisko fotoelektryczne (patrz § 3.5) zachodzi na elektronach silnie związanych w atomie, czyli jest to oddziaływanie z całym atomem. W wyniku znika foton i pojawia się elektron tzw. fotoelektron o energii równej $T = h\nu - I$, gdzie I jest energią wiązania elektronu w atomie. Przy niskich energiach kwantów γ ($h\nu < 0{,}05$ MeV dla Al, $h\nu < 0{,}5$ MeV dla Pb) jest ono głównym procesem zachodzącym przy przechodzeniu promieni γ przez materię.

Tworzenie się par (patrz § 3.7) elektron-pozyton zachodzi w polu elektrycznym jądra lub elektronu, jeżeli energia kwantu γ jest większa od dwukrotnej energii spoczynkowej elektronu:

$$h\nu_{progowe} > 2m_0c^2.$$

gdzie m_0 jest masą spoczynkową elektronu.

W wyniku znika kwant γ i powstaje para elektron - pozyton. Zjawisko to jest procesem o zasadniczym znaczeniu przy przechodzeniu przez ośrodek kwantów γ o dużych energiach ($h\nu > 15$ MeV dla Al i $h\nu > 5$ MeV dla Pb).

Fotoreakcje są to procesy związane z wychwyceniem przez jądro kwantu γ i emisją neutronu lub cząstki naładowanej: (γ,n), (γ,p) itd. W przypadku ciężkich jąder pod działaniem kwantów γ może nastąpić rozszczepienie.

Reakcje typu (γ,n), (γ,p), (γ,α) itp. są endoenergetyczne i mogą zachodzić tylko wtedy, gdy energia kwantu γ przewyższa energię wiązania w jądrze cząstki emitowanej. Najniższa energia progowa (energia progowa jest to najniższa energia cząstki bombardującej, przy której jeszcze zachodzi reakcja) odpowiada reakcji $^{9}Be(\gamma,n)^{8}Be$ i równa się 1,66 MeV. Dla większości reakcji energia progowa mieści się w przedziale 8-15 MeV, aczkolwiek znane są reakcje wymagające wyższych energii (np. 32,0 MeV dla reakcji $^{12}C(\gamma,2n)^{10}C$). Przekrój czynny dla fotoreakcji i fotorozszczepienia jest dużo mniejszy niż dla zjawiska Comptona lub tworzenia się par.

3.3. Rozproszenie koherentne promieni γ

Rozproszenie Rayleigh'a zachodzi na elektronach powłoki atomowej. W wyniku następuje rozproszenie kwantu γ pod niewielkim kątem ($\leqslant 20^{\circ}$ dla Al, $\leqslant 4^{\circ}$ dla Pb) przy równoczesnym zachowaniu energii. Przekrój czynny dla tego zjawiska jest tym większy im mniejsza jest energia kwantu γ i im większa liczba atomowa Z ośrodka rozpraszającego. Powyżej energii 1 MeV i dla lekkich jąder rolę rozproszenia Rayleigh'a w osłabianiu wiązki można zaniedbać.

Rozproszenie rezonansowe (γ,γ). W wyniku wejścia do jądra kwantu γ może nastąpić wzbudzenie jądra. Energia wzbudzenia może być wyemitowana w postaci kwantu γ o tej samej energii. Przekrój czynny rozproszenia rezonansowego jest bardzo mały w porównaniu z przekrojami czynnymi dla innych rodzajów oddziaływania.

Rozproszenie Thomsona na jądrach. Na skutek zderzenia się z jądrem zachodzi zmiana kierunku rozchodzenia się kwantu γ bez zmiany energii kwantu. Podobnie jak dla rozproszenia Rayleigh'a kąt rozproszenia jest rzędu paru stopni. Wkład tego efektu w całość oddziaływania jest tak mały, że można go zaniedbać.

Rozproszenie Delbruka jest procesem bardzo mało prawdopodobnym. Polega ono na utworzeniu się w polu elektrycznym jądra pary elektron - pozyton a następnie anihilacji tej pary, w wyniku czego znika elektron i pozyton i powstaje kwant γ o energii równej energii kwantu pierwotnego.

3.4. Rozproszenie niekoherentne promieni γ

Zjawisko Comptona (patrz § 3.6) zachodzi na elektronach swobodnych lub słabo związanych. W wyniku powstaje kwant γ rozproszo-

ny o mniejszej energii oraz elektron tzw. elektron komptonowski. Rozproszenie komptonowskie daje główny wkład w osłabienie wiązki promieni γ w obszarze średnich energii (0,05 MeV < $h\nu$ < 15 MeV dla Al, 0,05 MeV < $h\nu$ < 5 MeV dla Pb).

Rozproszenie Thomsona na elektronach polega na przekazaniu elektronowi przez kwant γ energii równej różnicy między dwoma stanami wzbudzenia atomu. W wyniku powstaje wzbudzony atom i kwant γ o niższej energii. Przekrój czynny dla tego zjawiska jest bardzo mały w porównaniu z przekrojami czynnymi dla innych procesów oddziaływania kwantów γ z materią.

Rozproszenie niesprężyste (γ,γ'). Na skutek wychwycenia przez jądro kwantu γ powstaje jądro wzbudzone oraz wyemitowany kwant γ' o energii niższej. Proces ten może zachodzić tylko wtedy, jeżeli energia kwantu pierwotnego przewyższa energię pierwszego poziomu wzbudzonego jądra ośrodka rozpraszającego. W większości przypadków energia progowa dla tego zjawiska równa się 6 - 8 MeV. Przekroje czynne są dużo mniejsze niż dla innych procesów osłabiających wiązkę promieni γ.

3.5. Zjawisko fotoelektryczne

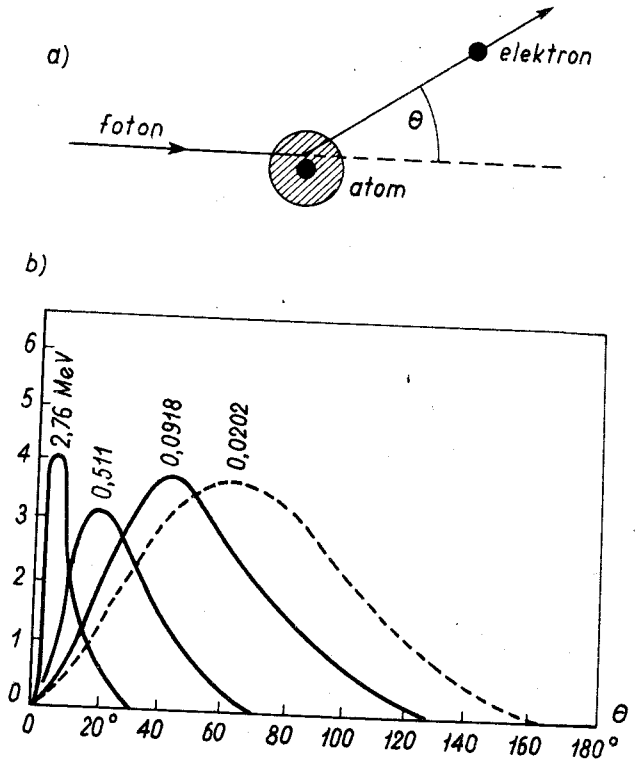
W wyniku oddziaływania z atomem kwant γ może zostać zaabsorbowany. Na skutek tego, jeżeli energia kwantu $h\nu$ jest dostatecznie duża, tzn. większa od energii wiązania w jądrze elektronu, jeden z elektronów atomu może ulec oderwaniu (rys. 3.5.1a). Energia takiego elektronu (fotoelektronu) T zależy od energii kwantu γ:

$$T = h\nu - I_i - T_A, \qquad (3.5.1)$$

gdzie: I_i - energia wiązania elektronu w atomie na orbicie "i",
T_A - energia odrzutu atomu, bardzo mała w porównaniu z T.

Wybiciu ulegają tylko elektrony silnie związane.

Efekt ten nie może zachodzić na elektronach swobodnych, kiedy cała energia i cały pęd kwantu γ byłby przekazany tylko elektronowi. W tym przypadku nie mogłyby być równocześnie spełnione zasady zachowania pędu i energii (patrz np. Muchin - Wwiedienie w jadiernuju fiziku str. 240). W przypadku elektronu silnie związanego kwant γ oddziałuje z całym atomem i przekazuje mu część pędu: wtedy zasady zachowania pędu i energii mogą być równocześnie spełnione.



Rys. 3.5.1. a) oddziaływanie fotonu z atomem, b) rozkład kątowy fotoelektronów obliczony dla różnych energii kwantów pierwotnych. Krzywe ciągłe obliczono uwzględniając efekty relatywistyczne, krzywa przerywana obliczona z nierelatywistycznym przybliżeniem

Jeżeli energia kwantu γ jest większa od energii wiązania elektronu na powłoce K ($h\nu > I_K$) wówczas prawdopodobieństwo zajścia zjawiska fotoelektrycznego dla pojedynczego atomu na elektronie z powłoki K jest wielokrotnie większe niż na elektronach z wyższych powłok. Wielkość tę nazywamy przekrojem czynnym na atom σ_f. Przekrój czynny σ_f równa się liczbowo części strumienia kwantów γ, która ulegnie absorpcji w zjawisku fotoelektrycznym przy przejściu przez tarczę o powierzchni 1 cm^2, zawierającej 1 atom:

$$\sigma_f = \frac{dI}{I\ n\ dx}, \qquad (3.5.2)$$

gdzie: I - strumień kwantów γ dochodzących do tarczy o powierzchni 1 cm^2,

dI - część strumienia kwantów γ, która uległa absorpcji,

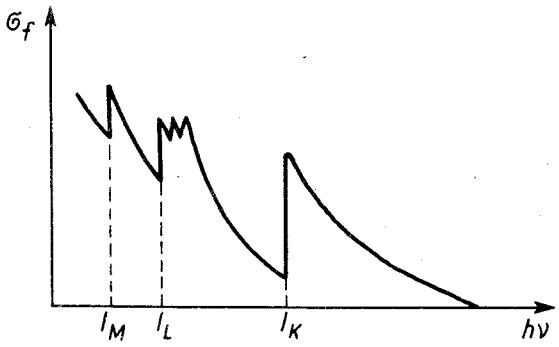
n - liczba atomów w 1 cm^3 tarczy,

dx - grubość tarczy.

Całkowity przekrój czynny σ dla zjawiska fotoelektrycznego równa się sumie przekrojów czynnych dla elektronów na powłokach K, L, M itd.

$$\sigma_f \ (h\nu > I_K) = \sigma_K + \sigma_L + \sigma_M + \ldots \qquad (3.5.3)$$

Praktycznie człony σ_L, σ_M, ... można zaniedbać przy $h\nu > I_K$ (rys. 3.5.2).



Rys. 3.5.2. Teoretyczna zależność przekroju czynnego na atom σ_f^A dla zjawiska fotoelektrycznego od energii kwantu γ

Jeżeli energia kwantu γ jest mniejsza od energii wiązania elektronu na powłoce K, a większa od energii wiązania na powłoce L ($I_L < h\nu < I_K$), to główną rolę odgrywa efekt zachodzący na elektronach z powłoki L, a całkowity przekrój czynny σ_f wyraża się wzorem:

$$\sigma_f \ (I_L < h\nu < I_K) = \sigma_L + \sigma_M + \ldots \qquad (3.5.4)$$

W praktyce zjawisko fotoelektryczne jest scharakteryzowane przez liniowy współczynnik pochłaniania $\mu_f \cdot [cm^{-1}]$ lub masowy współczynnik pochłaniania $\mu_f/\varrho \ [g^{-1} \cdot cm^{-2}]$ gdzie ϱ jest gęstością absorbentu.

Liniowy i masowy współczynnik pochłaniania dla zjawiska fotoelektrycznego określają odpowiednio jaka część strumienia promieni γ ulegnie absorpcji w zjawisku fotoelektrycznym przy przejściu przez warstwę o grubości 1 cm i 1 g/cm^2.

Odwrotność liniowego współczynnika pochłaniania μ_f nosi nazwę średniej drogi swobodnej na absorpcję:

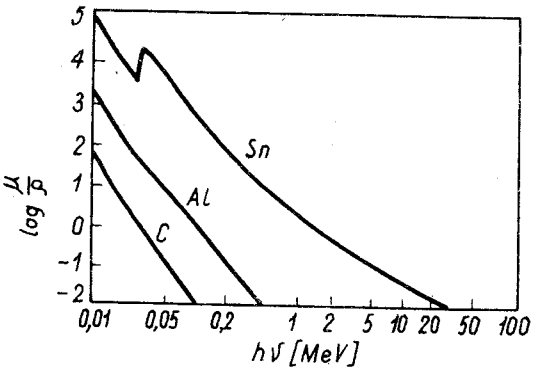
$$\lambda_A = \frac{1}{\mu_f} = \frac{1}{n\,\sigma_f}. \qquad (3.5.5)$$

Średnią drogą swobodną na absorpcję nazywamy średnią odległość, którą kwant γ przebywa zanim ulegnie pochłonięciu.

Jak widać liniowy i masowy współczynnik pochłaniania są powiązane z przekrojem czynnym odpowiednio:

$$\mu_f = \sigma_f \cdot n, \qquad \frac{\mu_f}{\rho} = \frac{\sigma_f \cdot n}{\rho}. \qquad (3.5.6)$$

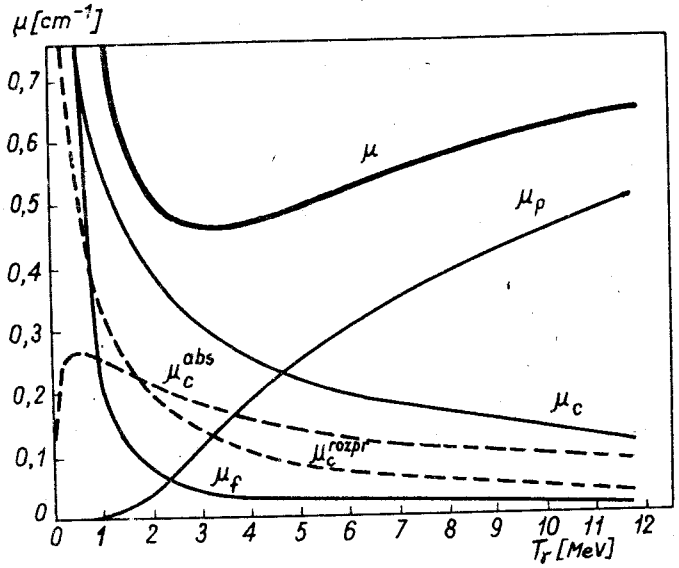
Na rys. 3.5.3 przedstawiono zależność masowego współczynnika pochłaniania (dla zjawiska fotoelektrycznego) dla C, Al, Sn. Skok na krzywej dla Sn przy $h\nu$ = 29,25 keV odpowiada granicznej wartości energii dla absorpcji w zjawisku fotoelektrycznym na powłoce K.



Rys. 3.5.3. Zależność masowego współczynnika pochłaniania dla zjawiska fotoelektrycznego od energii kwantu γ w C, Al i Sn

Przy niskich energiach ($h\nu$ < 50 keV dla Al, $h\nu$ < 0,5 MeV dla Pb) zjawisko fotoelektryczne odgrywa dominującą rolę w procesie osłabiania promieni γ przy przechodzeniu przez materię (rys. 3.5.4).

Od energii kwantów γ zależny jest również rozkład kątowy fotoelektronów. Im większa jest energia $h\nu$, tym mniejszy jest kąt odpowiadający maksimum emisji fotoelektronów (rys. 3.5.1b). Dla energii fotoelektronów $T \approx 0$ maksimum emisji obserwuje się pod kątem 90^0 względem kierunku padania fotonów.



Rys. 3.5.4. Udział różnych rodzajów oddziaływania promieni γ w ołowiu

$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_p$ - całkowity współczynnik osłabiania, μ_f - współczynnik osłabiania promieni γ w zjawisku fotoelektrycznym, μ_p - współczynnik osłabiania promieni γ w zjawisku tworzenia się par, $\mu_c = \mu_c^{abs} + \mu_c^{rozpr}$ - współczynnik osłabienia promieni γ w zjawisku Comptona, μ_c^{abs}, μ_c^{rozpr} - odpowiednio współczynnik osłabiania strumienia promieni γ przez absorpcję energii i przez rozproszenie w zjawisku Comptona

Dla danej energii kwantów γ przekrój czynny dla zjawiska fotoelektrycznego bardzo silnie zależy od liczby atomowej Z absorbentu:

$$\sigma_f \sim Z^5, \tag{3.5.7}$$

(niektórzy autorzy podają $\sigma_f \sim Z^4$).

Jak widać dla lekkich jąder zjawisko fotoelektryczne odgrywa dużo mniejszą rolę w osłabianiu promieni niż dla ciężkich.

3.6. Zjawisko Comptona

Zależności kinematyczne w zjawisku Comptona. Oddziaływanie kwantu γ z elektronem swobodnym lub słabo związanym ($h\nu_0 \gg I$, I - energia wiązania elektronu w atomie), w wyniku którego elektron

zabiera część pędu i energii fotonu oraz powstaje kwant γ o energii mniejszej ($h\nu < h\nu_0$) nazywamy zjawiskiem Comptona.

Niech $h\nu_0$ oznacza energię, $p_0 = h\nu_0/c$ - pęd, λ_0 - długość fali fotonu padającego. W wyniku zderzenia elektron uzyskuje energię kinetyczną T i pęd p. W przypadku relatywistycznym:

$$T = \frac{m_0c^2}{(1-\beta^2)^{1/2}} - m_0c^2 = m_0c^2\left[\frac{1}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}} - 1\right], \qquad (3.6.1)$$

$$p = \frac{m_0v}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}}, \qquad (3.6.2)$$

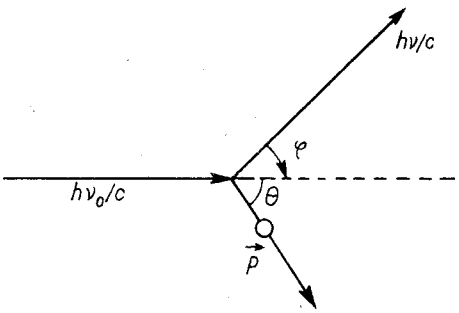
gdzie: m_0 - masa spoczynkowa elektronu,
v - prędkość elektronu,
$\beta = v/c$.

Energia rozproszonego fotonu równa się $h\nu$, pęd - $h\nu/c$ i długość fali λ.

Zależności między tymi wielkościami można wyznaczyć korzystając z zasady zachowania energii i pędu:

$$h\nu_0 = h\nu + T. \qquad (3.6.3)$$

Niechaj kąt odrzutu elektronu równa się θ, a kąt rozproszenia fotonu φ (rys. 3.6.1). Z zasady zachowania pędu otrzymujemy:



Rys. 3.6.1. Schemat ruchu cząstek w zjawisku Comptona

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c}\cos\varphi + p\cos\theta, \qquad (3.6.4)$$

$$0 = \frac{h\nu}{c}\sin\varphi - p\sin\theta. \qquad (3.6.5)$$

Po dokonaniu odpowiednich przekształceń z równań (3.6.3), (3.6.4) i (3.6.5) otrzymuje się szukane zależności.

a) Energia rozproszonego fotonu w zależności od kąta rozproszenia:

$$h\nu = h\nu_0\frac{m_0c^2}{m_0c^2 + h\nu_0(1-\cos\varphi)}. \qquad (3.6.6)$$

Dla $\varphi = 0^{o}$ $h\nu = h\nu_0$. Jeżeli $h\nu_0 \gg m_0c^2$ i $\varphi = 90^{o}$, $h\nu \approx m_0c^2 =$ $= 0{,}511$ MeV. Dla $\varphi = 180^{o}$ energia rozproszonego fotonu przyjmuje wartość minimalną:

$$h\nu_{min} = \frac{h\nu_0}{m_0c^2 + 2h\nu_0} \cdot m_0c^2. \qquad (3.6.7)$$

Dla $h\nu_0 \longrightarrow \infty$ wyrażenie to zdąża do granicy:

$$\lim_{h\nu_0 \to \infty} \left[\frac{h\nu_0}{m_0c^2 + 2h\nu_0} \cdot m_0c^2 \right] = \frac{1}{2} m_0c^2 \approx 0{,}255 \text{ MeV}. \qquad (3.6.8)$$

Oznacza to, że energia rozproszonych fotonów pod kątem $\varphi =$ $= 180^{o}$ nie może przekroczyć granicznej wartości:

$$h\nu_{gr} = \frac{1}{2} m_0c^2 \approx 0{,}255 \text{ MeV}. \qquad (3.6.9)$$

W zjawisku Comptona padający foton nie może przekazać całej energii elektronowi, tzn. $T < h\nu_0$ i $h\nu > 0$. Aby to udowodnić załóżmy, że $h\nu_0 = T$ oraz $h\nu_0/c = p$, tzn. foton przekazał elektronowi całą energię i cały pęd. W przypadku relatywistycznym powyższe zależności przyjmują postać:

$$h\nu_0 = m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right), \qquad (3.6.10)$$

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \qquad (3.6.11)$$

Rozwiązując ten układ równań otrzymujemy dwa rozwiązania $\beta = v/c =$ $= 0$, co odpowiada $h\nu_0 = T = 0$ oraz $\beta = v/c = 1$, które nie ma sensu fizycznego dla cząstek o masie $m \neq 0$. Zatem nasze założenie było nieprawdziwe $T \neq h\nu_0$ i $h\nu_0/c \neq p$.

b) Energia elektronu odrzutu w zależności od kąta rozproszenia fotonu φ:

$$T = h\nu_0 - h\nu = h\nu_0 \frac{1 - \cos\varphi}{\frac{m_0c^2}{h\nu_0} + (1 - \cos\varphi)}. \qquad (3.6.12)$$

Energia elektronu w zależności od kąta odrzutu θ:

$$T = h\nu_0 \frac{2\frac{h\nu_0}{m_0c^2}\cdot\cos^2\theta}{\left(1+\frac{h\nu_0}{m_0c^2}\right)^2 - \left(\frac{h\nu_0}{m_0c^2}\right)^2\cdot\cos^2\theta}. \qquad (3.6.13)$$

Dla zderzenia centralnego, kiedy kąt odrzutu elektronu $\theta = 0$, kąt $\varphi = 180^\circ$, energia kinetyczna elektronu osiąga wartość maksymalną:

$$T_{max} = \frac{2(h\nu_0)^2}{m_0c^2 + 2h\nu_0}. \qquad (3.6.14)$$

c) Związek między kątem rozproszenia φ i kątem odrzutu θ:

$$\operatorname{ctg}\theta = \left(1+\frac{h\nu_0}{m_0c^2}\right)\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}. \qquad (3.6.15)$$

d) Zmiana długości fali fotonu (po podstawieniu $\lambda = c/\nu$):

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c}(1-\cos\varphi) = \lambda_c(1-\cos\varphi), \qquad (3.6.14)$$

$h = 6{,}624\cdot10^{-34}$ J·s,
$m_0 = 0{,}9107\cdot10^{-30}$ kg,
$c = 2{,}998\cdot10^{8}$ m·s^{-1}.

$\lambda_c = h/m_0c = 2{,}42\cdot10^{-8}$ m = 0,242 nm nosi nazwę komptonowskiej długości fali i odpowiada długości fali fotonu o energii $h\nu_c = m_0c^2 =$ = 0,511 MeV.

Zmiana długości fali $\Delta\lambda$ jest niezależna od samej długości fali fotonu pierwotnego. Wobec tego względna strata energii jest duża dla fotonów o dużej energii (tab. 3.6.1). $\Delta\lambda$ jest niezależna od rodzaju absorbentu.

Tabela 3.6.1

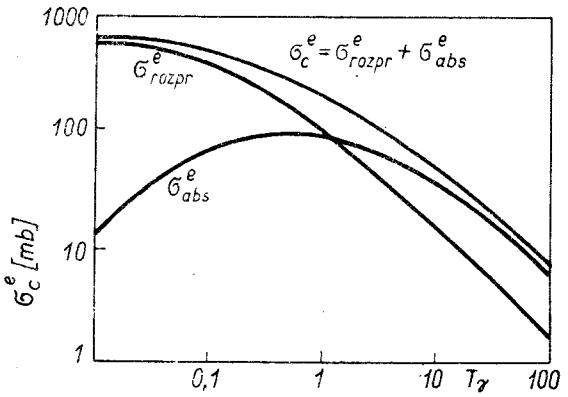
$h\nu_0$ [MeV]	λ_0 [10^{-12} m]	$\lambda(90^\circ)$ [10^{-12} m]	$h\nu(90^\circ)$ [MeV]	$(h\nu_0 - h\nu)/h\nu_0$ [%]
0,01	124	126	0,010	1
0,10	12,4	14,8	0,0837	16
1,00	1,24	3,67	0,337	66
10,00	0,124	2,55	0,486	95

Prawdopodobieństwo zajścia zjawiska Comptona. W wyniku zjawiska Comptona energia niesiona przez strumień promieni γ ulega częściowo zamianie na energię kinetyczną elektronów, a częściowo rozproszeniu (część uniesiona przez fotony). Wzajemny stosunek tych części zależy od energii kwantów pierwotnych. Zatem całkowita strata energii strumienia promieni γ przechodzącego przez absorbent równa się sumie energii zaabsorbowanej przez elektrony i rozproszonej.

Całkowity przekrój dla zjawiska Comptona na elektron σ_c równa się sumie przekroju czynnego dla absorpcji σ_{abs} i dla rozproszenia energii σ_{rozpr}:

$$\sigma_c = \sigma_{abs} + \sigma_{rozpr}. \qquad (3.6.16)$$

Przekrój czynny na elektron równa się liczbowo części strumienia cząstek, która spowodowała zajście danego zjawiska przy przejściu strumienia przez tarczę o powierzchni jednostkowej, w której znajduje się 1 elektron. Na rys. 3.6.2 przedstawiono zależność σ_c, σ_{abs} i σ_{rozpr} od energii kwantu pierwotnego.



Rys. 3.6.2. Zależność przekrojów czynnych na elektron dla zjawiska Comptona od energii pierwotnego kwantu γ
σ_c^e – całkowity przekrój czynny dla zjawiska Comptona, σ_{abs}^e – przekrój czynny na elektron dla absorpcji energii w zjawisku Comptona, σ_{rozpr}^e – przekrój czynny na elektron dla rozproszenia energii w zjawisku Comptona

Wygodniejszymi do stosowania wielkościami charakteryzującymi zjawisko Comptona są współczynniki osłabiania (definicja w § 3.5): liniowy μ_c $[cm^{-1}]$ lub masowy μ_c/ϱ $[g^{-1} \cdot cm^2]$.

Współczynnik osłabiania dla zjawiska Comptona wyraża się następująco w zależności od całkowitego przekroju czynnego na elektron σ, który jest wielkością stałą dla danej energii kwantów γ:

$$\mu_c = \sigma_c \cdot Z \cdot n, \qquad \frac{\mu_c}{\varrho} = \sigma_c \frac{Z \cdot N_A}{A}, \qquad (3.6.17)$$

gdzie: Z - liczba atomowa absorbentu,
N_A - liczba Avogadra,
$n = \frac{N_A \varrho}{A}$ - liczba atomów w 1 cm^3 absorbentu,
A - liczba masowa absorbentu.

Dla danej energii kwantów γ liniowy współczynnik osłabiania jest proporcjonalny do liczby atomowej Z absorbentu, natomiast masowy współczynnik osłabiania pozostaje prawie stały. Stosunek Z/A wzrasta o około 20% przy przejściu od jąder lekkich do ciężkich.

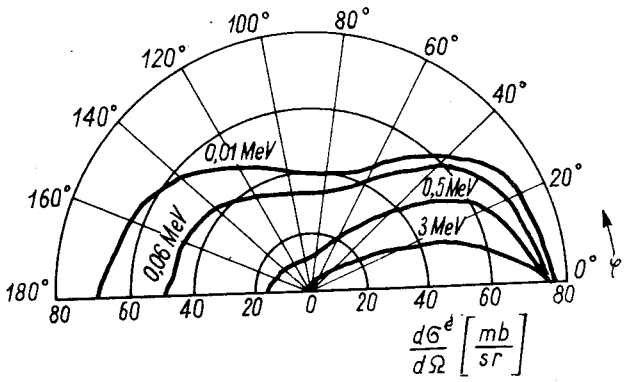
Zjawisko Comptona odgrywa zasadniczą rolę w procesie osłabiania promieni γ w zakresie energii od 0,5 MeV do 10 MeV (rys. 3.5.4).

Rozkłady kątowe fotonów rozproszonych i elektronów odrzutu w zjawisku Comptona. Różniczkowy przekrój czynny dla rozproszenia kwantów γ na elektronie został wyprowadzony zgodnie z mechaniką kwantową przez Kleina i Nishinę (1928):

$$d\sigma = \frac{r_o^2}{2} \left(\frac{\nu}{\nu_o}\right)^2 \left(\frac{\nu_o}{\nu} + \frac{\nu}{\nu_o} - \sin^2\varphi\right) d\Omega, \qquad (3.6.18)$$

gdzie: $r_o = 2{,}82 \cdot 10^{-13}$ cm - klasyczny promień elektronu,
ν_o - częstość pierwotnych promieni γ,
ν - częstość rozproszonych promieni γ, zależna od kąta rozproszenia φ (patrz wzór 3.6.6).
$d\sigma$ - różniczkowy przekrój czynny równa się liczbowo prawdopodobieństwu tego, że przy przejściu kwantu γ przez absorbent zawierający 1 elektron na 1 cm^2 nastąpi rozproszenie w element kąta bryłowego $d\Omega$ pod kątem φ względem kierunku pierwotnego. Na rys. 3.6.3 przedstawiono w układzie biegunowym różniczkowe przekroje czynne dla zjawiska Comptona. Widać, że ze wzrostem energii kwantów pierwotnych zwiększa się liczba kwantów rozproszonych pod małymi kątami.

Elektrony odrzutu w zjawisku Comptona mogą ulegać rozproszeniu pod kątami od 0° do 90°. Różniczkowy przekrój czynny dla elektronów obliczony na podstawie równania (3.6.18) ma bardzo skomplikowaną postać:



Rys. 3.6.3. Zależność różniczkowego przekroju czynnego dla rozproszenia kwantów γ w zjawisku Comptona od energii kwantu pierwotnego i kąta rozproszenia φ (w układzie biegunowym)

$$\frac{d\sigma}{d\Theta} = \frac{z}{z\,(1 + 2\alpha + z)\,\cos^2\theta} \cdot \left[1 - \frac{2}{\alpha} - \frac{2}{\alpha^2} + \right.$$

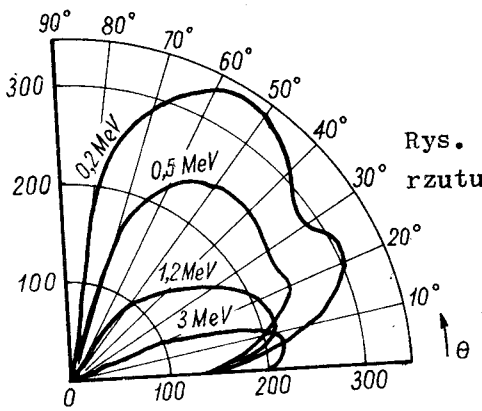
$$+ \left(\frac{2}{\alpha} + \frac{1}{\alpha^2}\right) \frac{1 + z}{1 + 2\alpha + z} + \frac{1}{\alpha^2}\,\frac{1 + 2\alpha + z}{1 + z} +$$

$$\left. + \frac{(1 + z)^2}{(1 + 2\alpha + z)^2}\right], \qquad (3.6.19)$$

gdzie: $\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0c^2}$,

$z = (1 + \alpha)^2\,\mathrm{tg}^2\,\theta$,

m_0c^2 – energia spoczynkowa elektronu.



Rys. 3.6.4. Rozkład kątowy elektronów odrzutu w zjawisku Comptona dla różnych energii kwantów pierwotnych

Na rys. 3.6.4 przedstawiono różniczkowe przekroje czynne dla elektronów komptonowskich dla różnych energii kwantów pierwotnych. Ze wzrostem energii kwantów pierwotnych maksimum w rozkładzie kątowym elektronów komptonowskich przesuwa się w kierunku małych kątów. Dla małych energii 0,2 - 0,5 MeV obserwuje się dwa maksima

3.7. Zjawisko tworzenia się par

Proces powstawania pary złożonej z negatonu i pozytonu jest możliwy, jeżeli energia kwantu γ jest dostatecznie duża. Ze względu na konieczność równoczesnego spełnienia praw zachowania pędu i energii utworzenia pary przez kwant γ w próżni jest niemożliwe. Para może powstać tylko w obecności trzeciej cząstki: jądra lub elektronu. W przypadku granicznym pozyton i negaton mogą posiadać energię kinetyczną w przybliżeniu równą zeru. Wtedy:

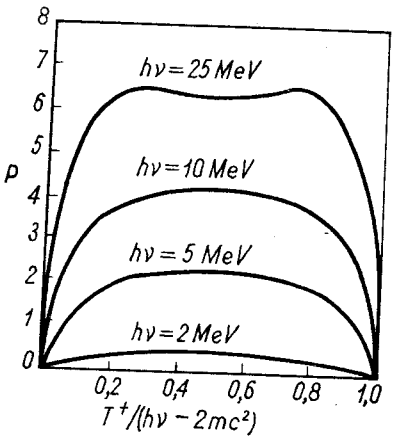
$$h\nu_{min} = 2m_0c^2 + T_1, \qquad (3.7.1)$$

gdzie: m_0c^2 - energia spoczynkowa elektronu,

T_1 - energia odrzutu jądra lub elektronu, w obecności którego powstaje para.

W przypadku jądra energia odrzutu jest tak mała, że można ją zaniedbać i $h\nu_{min} = 2\ m_0c^2$. Jednakże w przypadku powstania pary w polu kulombowskim elektronu energia odrzutu elektronu jest porównywalna z energią spoczynkową elektronu i wtedy $h\nu_{min} \approx 4\ m_0c^2$.

Różnica między energią kwantu a energią progową zostaje rozdzielona między negaton i pozyton w dowolnym stosunku (rys. 3.7.1).



Rys. 3.7.1. Podział energii między negaton i pozyton podczas tworzenia się par

P - prawdopodobieństwo powstawania pary elektron - pozyton o energiach T^- i T^+ jako funkcja energii T^+

$$h\nu = 2\, m_0c^2 + T_1 + T^+ + T^-, \qquad (3.7.2)$$

gdzie: T^+-energia kinetyczna pozytonu,

T^- - energia kinetyczna elektronu.

W przypadku utworzenia się pary w polu kulombowskim jądra wzór (3.7.2) przyjmuje postać:

$$h\nu = 2\, m_0c^2 + T^+ + T^-, \qquad (3.7.3)$$

Przekrój czynny dla tworzenia się pary w polu elektronu jest bardzo mały w porównaniu z przekrojem dla powstania pary w polu jądra. Dlatego dalej omawiać będziemy tylko ten drugi przypadek.

Przekrój czynny dla powstania pary elektron-pozyton w obecności jądra atomowego zależy od energii kwantu γ i w przypadku skrajnie relatywistycznym tzn. kiedy spełniony jest warunek $m_0c^2 \ll h\nu \ll 137\, m_0c^2\, Z^{-1/3}$ (np. dla ołowiu około 16 MeV) i bez uwzględnienia wpływu ekranowania powłoki elektronowej, przekrój wyraża się następująco:

$$\sigma_p = \sigma_0 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2\, h\nu}{m_0c^2} - \frac{218}{27} \right), \qquad (3.7.4)$$

lub przy uwzględnieniu pełnego ekranowania dla $h\nu \gg 137\, m_0c^2\, Z^{-1/3}$:

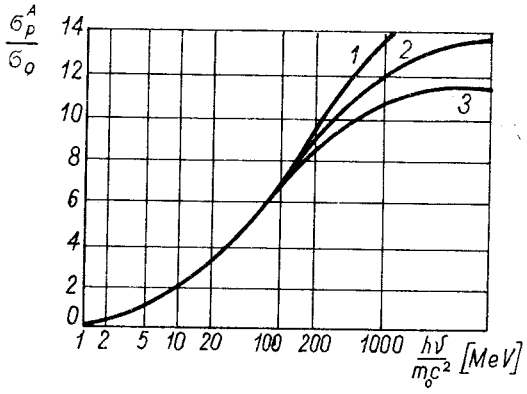
$$\sigma_p = \sigma_0 \left[\frac{28}{9} \ln (183\, Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right], \qquad (3.7.5)$$

i nie zależy od energii kwantu γ:

$$\sigma_0 = \frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{m_0c^2} \right)^2 = 5{,}80 \cdot 10^{-28} \cdot Z^2 \ \mathrm{cm}^2/\mathrm{atom}, \qquad (3.7.6)$$

$\frac{1}{137} = \frac{2\pi e^2}{hc}$ - stała subtelnej struktury atomowej.

Na rys. 3.7.2 przedstawiono zależność przekroju czynnego σ_p dla tworzenia się par od energii kwantów. Jak widać można dla niższych energii wpływ ekranowania zaniedbać. W tym obszarze dla danej energii kwantu przekrój czynny σ_p jest proporcjonalny do Z^2 Jednakże w przypadku niskich energii kwantu γ przy zaniedbaniu ekranowania otrzymuje się w ten sposób dla przekroju czynnego wielkości zaniżone.



Rys. 3.7.2. Zależność całkowitego przekroju czynnego dla tworzenia się par od energii kwantów γ

Przy opracowaniu problemów związanych z osłabianiem strumienia promieni γ używa się zwykle jako wielkości charakteryzujących efekt tworzenia się par liniowego współczynnika osłabiania μ_p [cm^{-1}] lub masowego współczynnika osłabiania μ_p/ϱ [$g^{-1} \cdot cm^{-2}$] (definicja § 3.5) dla tworzenia się par.

Współczynniki te związane są z przekrojem czynnym na atom dla tworzenia się par następującą zależnością:

$$\mu_p = \sigma_p \cdot n, \qquad \frac{\mu_p}{\varrho} = \sigma_p \frac{N_A}{A}, \tag{3.7.7}$$

gdzie: $n = \frac{N_A}{A}$ - liczba atomów w 1 cm^3 absorbentu,

N_A - liczba Avogadra,

A - liczba masowa absorbentu.

Wartości współczynników osłabiania w procesie tworzenia się par są dobrze znane dla ołowiu (rys. 3.5.4), dlatego też wygodnie jest wyrażać liniowy współczynnik osłabiania dla dowolnego absorbentu przez liniowy współczynnik osłabiania dla Pb:

$$\mu = \mu_{Pb} \frac{\varrho}{11,35} \frac{207,2}{A} \left(\frac{Z}{82}\right)^2, \tag{3.7.8}$$

gdzie: ϱ - gęstość

Z - liczba atomowa,

A - liczba masowa absorbentu.

Należy zauważyć, że w miarę wzrostu energii kwantów coraz większy jest udział par powstających w polu kulombowskim elektron

W ogólności przy wysokich energiach kwantów (rzędu 10 MeV i wyższych) tworzenie się par staje się procesem prawie w pełni odpowiedzialnym za osłabianie strumienia kwantów γ.

Przy dużych energiach kwantów γ rozkłady kątowe elektronów i pozytonów wykazują duże maksimum dla małych kątów. Przy energiach niższych, bliskich energii granicznej rozkłady stają się bardziej złożone i mniej wyraźne jest uprzywilejowanie małych kątów.

3.8. Osłabienie strumienia promieni γ przy przejściu przez materię

Jak wynika z poprzednich rozważań osłabianie strumienia promieni γ przy przejściu przez materię następuje praktycznie w trzech procesach: zjawisku fotoelektrycznym, zjawisku Comptona i zjawisku tworzenia się par. Wkład innych oddziaływań jest tak mały, że można go pominąć.

Całkowity liniowy współczynnik osłabienia μ jest sumą liniowych współczynników osłabiania: dla zjawiska fotoelektrycznego μ_f, zjawiska Comptona μ_c i tworzenia się par μ_p (rys. 3.5.4):

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_p . \qquad (3.8.1)$$

Analogiczna zależność występuje między masowymi współczynnikami osłabiania.

Wartość współczynników osłabiania zależy od rodzaju absorbentu i energii promieni γ. Na rys. 3.8.1 pokazano współczynniki osłabiania liniowe i masowe dla Al, Fe i Pb w zależności od energii kwantu γ.

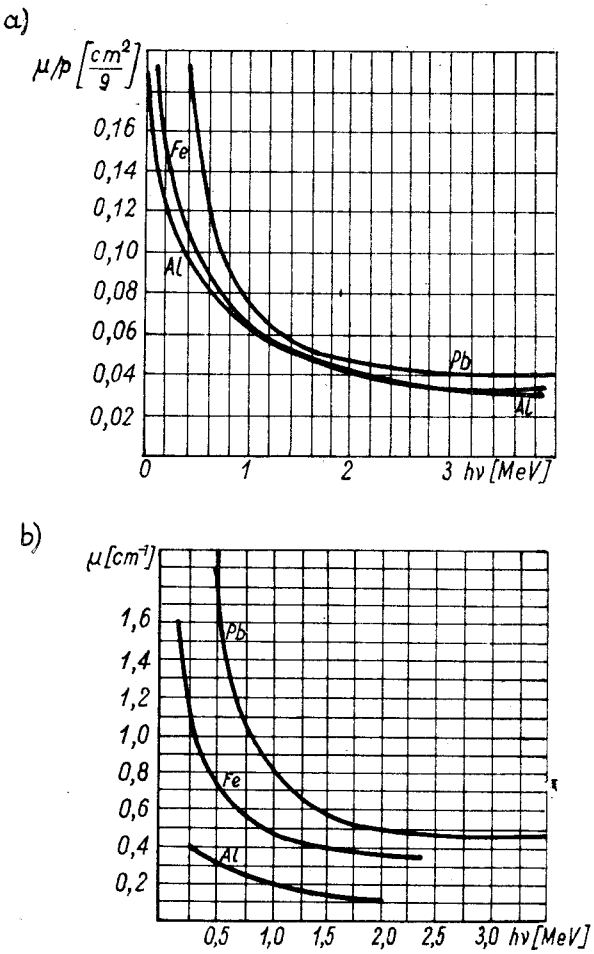
Przy przejściu cienkiej warstwy absorbentu strumień monoenergetyczny promieni γ ulega osłabieniu zgodnie z następującym równaniem:

$$-dI = \mu I \, dx, \qquad (3.8.2)$$

gdzie: I - strumień promieni γ padający na cienką warstwę absorbentu,

dI - część strumienia zaabsorbowana i rozproszona w warstwie o grubości dx.

Przy przejściu promieni γ przez warstwę absorbentu o grubości x przez scałkowanie (3.8.2) otrzymuje się następujące wyrażenie:



Rys. 3.8.1. Masowy (a) i liniowy (b) współczynnik osłabiania strumienia promieni γ w Al, Fe i Pb

$$I = I_o \, e^{-\mu x} \, , \qquad (3.8.3)$$

gdzie: I_o - strumień promieni γ dochodzących do absorbentu,
I - strumień promieni γ po przejściu warstwy absorbentu o grubości dx.

Należy dodać, że powyższe równanie jest słuszne w warunkach dobrej geometrii, tzn. gdy wiązka promieni γ jest równoległa i wąska.

LITERATURA

S. W. Starodubcew, A. M. Romanow - Wzajmodejstwie gamma - izłunienia s wieszcziestwom.