

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ЛЪЧЕНИЕТО С ВЕЩЕСТВОТО

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ГАМА-КВАНТИ С ВЕЩЕСТВОТО

I. ОБЩА ХАРАКТЕРИСТИКА НА ГАМА-ИЗЛЪЧВАНЕТО

Гама-квантите са електромагнитно лъчение (като светлината) с много малка (къса) дължина на вълната $E_\gamma = h\omega$. Ядрените γ -кванти, които ще коментираме, се излъчват при **преходи между възбудените състояния на ядрото**:

$$\begin{array}{ccc} \text{———— } E_i & & \\ \downarrow \gamma & & \\ \text{———— } E_f & & E_\gamma = E_i - E_f \end{array}$$

В този смисъл те нямат нищо общо с излъчването на рентгенови и оптични кванти, което е чисто атомен процес, засягащ електронната обвивка на атома.

Енергии на γ -квантите: от 10 keV до 5 MeV

Дължини на вълните: $10^{-8} \geq \lambda_\gamma \geq 2 \cdot 10^{-11}$ cm

Размера на атома $\geq \lambda_\gamma \geq 100$ размера на ядрото (дълговълново приближение)

$$1 \text{ eV} = 12,4 \cdot 10^{-5} \text{ cm} ; 1 \text{ eV} = 2,4 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$$

Гама-квантите носят **импулс**

$$\vec{p} = \frac{E}{c}$$

и **момент на количество на движение I**

$I = 1$ - диполно излъчване

$I = 2$ - квадруполно излъчване

$I = 3$ - октуполно излъчване и т.н.

$I = 0$ - (монополно излъчване) - **абсолютно забранено**, поради напречния характер на електромагнитните вълни. Векторите **E** и **H** са перпендикулярни на посоката на разпространение.

Собствения момент на γ -кванта = 1 (бозони)

Фактически поради наличието на импулс у γ -кванта, енергията на ядрения преход ($E_i - E_f$) се разпределя между кванта и излъчващото ядро.

От $|P_\gamma| = |P_\gamma|$ следва

$$E_\gamma = \frac{E^2}{2Mc^2}$$

или

$$\frac{E_\gamma}{E} = \frac{E}{2Mc^2}$$

като $E_\gamma = E_i - E_f - E_\gamma$ (E_γ - енергия на откат); $E_\gamma/E_\gamma \sim 10^{-6}$.

Енергията на откат е нищожна в сравнение с енергията на прехода (и се пренебрегва в ядрената спектроскопия), но като правило е по-голяма от естествената ширина на γ -линията и за това при обикновени условия (свободни ядра) не се наблюдава резонансно поглъщане на γ -кванти. Това се избягва при ефекта на Мьосбауер, който е също взаимодействие на γ -кванти с веществото.

II. ФОТОЕФЕКТ

Гама-квантите не могат да бъдат регистрирани непосредствено, а само чрез заредени частици (вторични), които се получават при взаимодействието им с веществото (в случая детектора). **Фотоефекта** е процес, при който γ -кванта се поглъща (изчезва), като предава цялата енергия на някой от орбиталните електрони на атома.

A. Кинетична енергия на фотоелектрона

Тя е $T_e = E_\gamma - E_i$, където E_i е енергията на връзка на атомния електрон от i -тия слой - **K, L_I, L_{II}, L_{III}, M, N, ...**

Очевидни следствия:

При дадено E_γ (моноенергетични γ -кванти) в следствие на фотоефекта се получават моноенергетични електрони.

Фотоефекта е невъзможен, когато $E_\gamma < E_i$. Доколкото

$$E_K > E_{LI} > E_{LII} > E_{LIII} > E_M > E_N ,$$

то при намаляване на енергията на γ -кванта, първо се "изключва" К-слоя, после L-слоя и т.н.

Неочевиден факт:

Фотоефекта е възможен само за свързани електрони. Релятивистка енергия:

за γ -кванта - E_γ ;

за електрона $[(m_e c^2)/(\sqrt{1 - \beta^2})] - m_e c^2$

Релятивистки импулс:

за γ -кванта - E_γ/c ;

за електрона - $(m_e \beta c)/(\sqrt{1 - \beta^2})$

$$E = E_e ; E = m_e c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right]$$

$$P = P_e ; \frac{E}{c} = \frac{m_e c}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

съвместно полагаме:

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 = \frac{m_e c}{m_e c^2 \sqrt{1 - \beta^2}}$$

т.е. $1 - \beta^2 = (1 - \beta)^2$ което е изпълнено за:

$$\beta = V_e/c = 0 \text{ - тривиално - } E_\gamma = E_e = 0$$

$$\beta = V_e/c = 1 , \text{ т.е. } V_e = c \text{ - невъзможно}$$

т.е. необходим е атом за поемане част от импулса на γ -кванта. Процесът $\gamma + e \rightarrow e$ е **забранен** в празно пространство.

Б. Сечение за фотоефект

Сечението за фотоефект за **K**-слоя (като се пренебрегне енергията на връзка за **K**-слоя) е получено от Хайтлер (квантова електродинамика):

$$\phi_{(K)} = \frac{8}{3} r_e^2 Z^5 4 2^{5/2} \left(\frac{m_e c^2}{h} \right)^{7/2} [\text{cm}^2/\text{at}]$$

където:

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

- класически радиус на електрона ;

$$= \frac{2 e^2}{hc} = \frac{1}{137}$$

- константа на електромагнитното взаимодействие ;

$m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ - енергия на покой на електрона ; $h\nu$ - енергия на γ -кванта.

Да се запомни:

$$\phi_{(K)} \sim \frac{Z^5}{E} \text{ за } E \gg 511 \text{ keV}$$

$$\phi_{(K)} \sim \frac{Z^5}{E^{7/2}} \text{ за } E \text{ малко, но } E > E_K$$

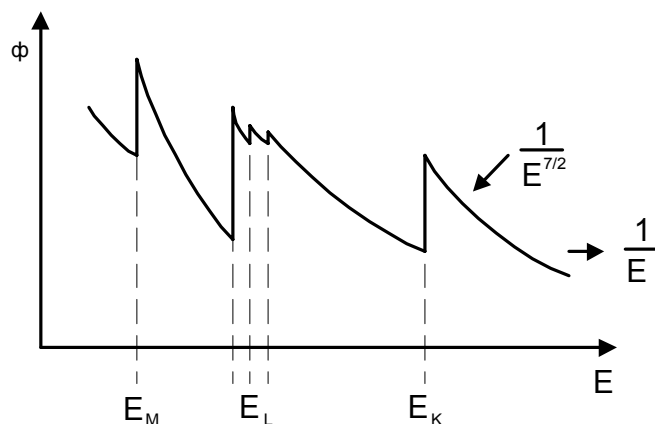
За малки енергии на γ -кванта - в областта на **енергии на връзка** - има особености на сечението.

Изводи:

Вероятността за фотоефект твърде силно зависи от атомния номер **Z** - като **Z⁵**.

Гама-спектрометрията се базира на регистрация на γ -кванти чрез фотоефект -

регистрира се енергията на фотоелектроните. Работното вещество на γ -детектора трябва да има голямо Z (и голяма вероятност за фотоефект).



Фиг.7. Поведение на сечението за фотоефект в зависимост от енергията на γ -квантите.

Ефективен атомен номер Z_{eff} (за фотоефект): За вещество с различни елементи:

$$Z_{\text{eff}} = \sqrt[5]{\sum_i a_i Z_i^5}$$

където a_i - относителното тегловно съдържание в молекулата на i -тия елемент.

За **NaI**: молекулно тегло - 150 ; **Na** - 23 ; **I** - 127 ; $Z(\text{Na}) = 11$; $Z(\text{I}) = 53$; $Z_{\text{eff}} = 51,3$.

В **NaI** йода (**I**) играе основна роля за фотоефекта и регистриране на γ -квантите.

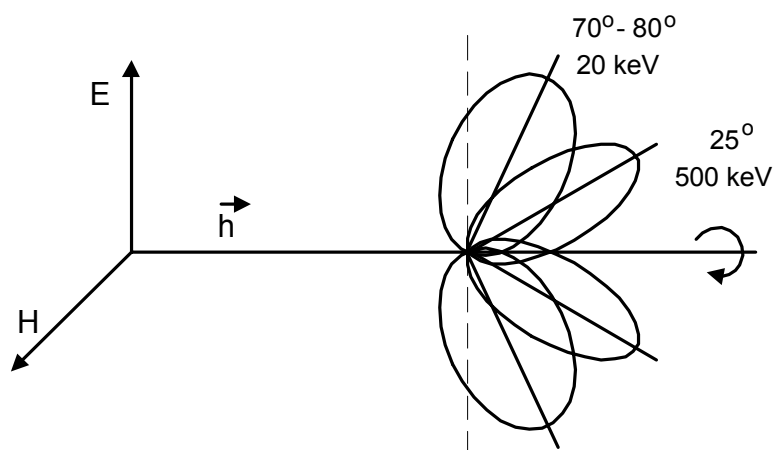
При $E_\gamma > E_K$ и нагоре **вероятността за фотоефект е най-голяма за най-силно свързаните електрони**. Показва се, че:

$$\sigma_{\text{ф(М)}} : \sigma_{\text{ф(L)}} : \sigma_{\text{ф(к)}} = 1 : 5 : 20$$

В. Ъглово разпределение на фотоелектроните

В Мухин е приведена точна формула за диференциалното сечение на фотоефекта (зависимост на интензитета на фотоелектроните от ъгъла спрямо първичния γ -квант).

За неполяризиран сноп γ -кванти картината е аксиално симетрична относно посоката на γ -кванта. При нарастване на енергията диаграмата на насоченост се изтегля напред - към малки ъгли между импулса на фотоелектрона и посоката на γ -кванта.



Фиг.8. Ъглово разпределение на фотоелектроните.

Г. Атомни ефекти, които следват след фотоефекта

а/. Характеристично рентгеново лъчение (рентгенова флуоресценция)

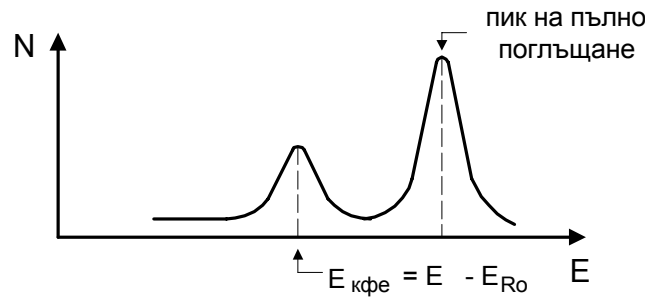
Атом с ваканция в **K**-слоя е високовъзбуден. Ваканцията се запълва с електрон от по-високи слоеве, като при атомните преходи се излъчват рентгенови кванти, чиято енергия зависи само от **разликата в енергиите на връзка на съответните слоеве** - характерна за дадения елемент: **KL_I, KL_{II}, KL_{III}, KM** и т.н. - набор.

Като правило рентгеновото лъчение (ниски енергии - десетки keV) се поглъща в работното вещество на детектора. Ако работното вещество на детектора е много тънко, има вероятност характеристичното рентгеново лъчение да напусне детектора и да се появят пикове на излитане (искейп пикове).

пик на пълно поглъщане: $E_{\gamma} = E_{\text{к.фе}} + E_{\text{Ro}}$

пик на излитане на **Ro**: $E_{\text{к.фе}} = E_{\gamma} - E_{\text{Ro}}$

Този ефект се забелязва при газовите пропорционални детектори и тънки кристали **NaI**, например с дебелина **d = 0,2 mm**.



Фиг.9. Поява на сателитен пик след фотоэффект.

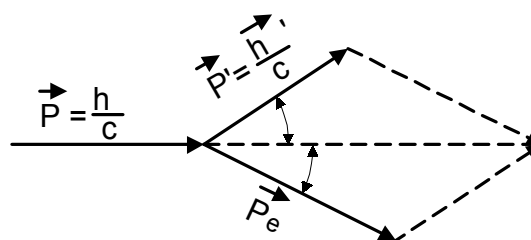
б/. Оже-ефект (конкурира рентгеновата флуоресценция)

При запълване на **K**-ваканция например от **L_{II}**-слоя, енергията се предава на електрон от **L_{III}**-слоя (в **L** слоя се появяват две ваканции) - **KL_{II}L_{III}**. **Основната група Оже-електрони - KLL**. Енергията им е характерна за елемента. Тъй като Оже-електроните са с твърде ниски енергии (поглъщат се много силно), те не могат да обуславят пикове на излитане в γ -спектроскопията. Но Оже-линиите се виждат добре при нискоенергетичната β -спектроскопия и трябва да се отличават от конверсионните линии.

III. РАЗСЕЙВАНЕ НА ГАМА-КВАНТИ. ЕФЕКТ НА КОМПТОН

Ефекта на Комптон е пъргаво разсейване на γ -кванти върху електрони. В този случай можем да разглеждаме електроните като свободни. Процеса $\gamma + e \rightarrow e + \gamma$ е разрешен във всички случаи.

А. Енергия на разсеянния γ -квант - зависи от ъгъла на разсейване.



Фиг.10. Към извода на енергетичните зависимости на комптоновия ефект.

От закона за запазване на енергията (свободен електрон):

$$h = h' + T_e = h' + m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$$

$$m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$$

- кинетична релативистка енергия на електрона

Съхранение на импулса:

$$\frac{\vec{h}}{c} = \frac{\vec{h}'}{c} + \frac{m_e \vec{c}}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$\frac{m_e \vec{c}}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

- релативистки импулс на електрона

В скаларна форма:

$$\frac{m_e^2 c^4}{1-\beta^2} = (h)^2 + (h')^2 - 2h h' \cos \theta$$

(правило на триъгълника)

Съвместното използване на двете уравнения позволява намирането на следната връзка:

$$\frac{1}{h'} - \frac{1}{h} = \frac{1}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)$$

след умножаване по c :

$$\begin{aligned} \frac{c}{h'} - \frac{c}{h} &= \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \\ &= \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \end{aligned}$$

$\Delta\lambda$ - разлика в дължините на вълните на падащия и разсеяния γ -квант (не зависи от λ);

$h/m_e c = 2,4 \cdot 10^{-10}$ cm - комптонова дължина на вълната на електрона

Енергия на разсеяния γ -квант:

$$E_{\gamma} = h \nu' = \frac{h}{1 + \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

$$E_{\text{к.е.}} = h \nu - h \nu' = \frac{h (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} ; \quad \frac{h \nu}{m_e c^2} = \frac{h}{m_e c^2}$$

За случая $\theta = 0$;

$$h\nu = h\nu' - \text{няма разсейване} - E_{\text{к.е.}} = 0$$

За случая $\theta = \pi$;

$$h \nu' = \frac{h}{1 + \frac{2h}{m_e c^2}} ; \quad E_{\text{к.е.}}^{\text{max}} = \frac{2h}{1 + 2}$$

От връзката

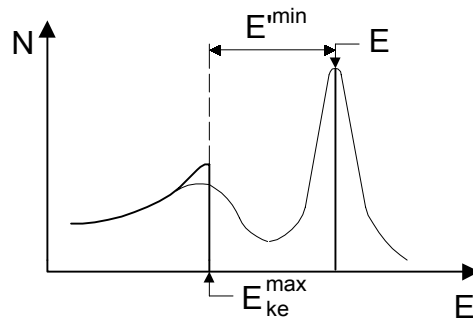
$$\cotg \theta = (1 + \frac{h}{m_e c^2}) \frac{E_{\gamma}}{E_{\text{к.е.}}}$$

$$0 \leq \theta \leq \pi ; \quad h \nu \geq E_{\gamma} \geq \frac{h}{1 + 2} = E_{\gamma}^{\text{min}}$$

$$0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} ; \quad 0 \leq E_{\text{к.е.}} \leq \frac{2h}{1 + 2} = E_{\text{к.е.}}^{\text{max}} < E$$

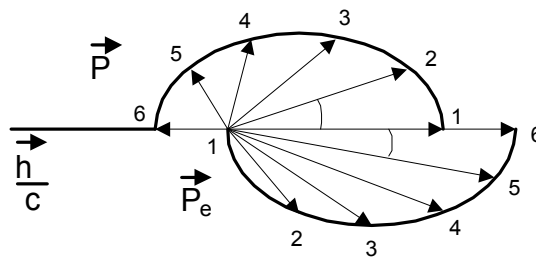
Във връзка с **детектирането** на γ -кванти нас живо ни интересува съдбата на комптоновите електрони, защото с голяма вероятност се осъществява Комптонов ефект на първичния γ -квант в работния обем на детектора, при което разсеяния γ -квант напуска детектора, а комптоновия електрон отдава цялата си енергия в детектора. За всяка линия имаме **пик на пълно поглъщане E_{γ}** (фотоефект) и **непрекъснато разпределение** на комптоновите електрони

$$0 \leq E_{\text{к.е.}} \leq E_{\text{к.е.}}^{\text{max}} = \frac{2h}{1 + 2}$$



Фиг.11. Непрекъснато комптоново разпределение в спектъра на единична γ -линия

Разпределението е непрекъснато, тъй като са възможни ъгли на разсейване $0 \leq \theta \leq \pi$. Комptonовия рѐб съответства на **обратно разсейване**, т.е. $\theta \approx \pi$ и на **максимална** възможна енергия (и импулс) на комптоновия електрон $E_{\text{к.е.}}^{\text{max}} = 2\epsilon h\nu/(1 + 2\epsilon)$ и **минимална** енергия (и импулс) на вторичния γ -квант. Въобще е в сила импулсната диаграма:



Фиг.12. Импулсна диаграма на комптоновия ефект при различни ъгли на разсейване.

$$1. E_{\gamma} = h\nu' = h\nu$$

$$6. E_{\gamma} = \frac{h\nu}{1 + 2\epsilon}$$

$$1. E_{\text{к.е.}} = 0$$

$$6. E_{\text{к.е.}}^{\text{max}} = \frac{2\epsilon h\nu}{1 + 2\epsilon}$$

Импулса \vec{P}_e е насочен в предната полусфера. При регистрация на разсеяния γ -квант γ' при точно определен ъгъл θ относно първичния γ -квант γ , се получава точна енергия на γ' . В това ще се убедите в практикума.

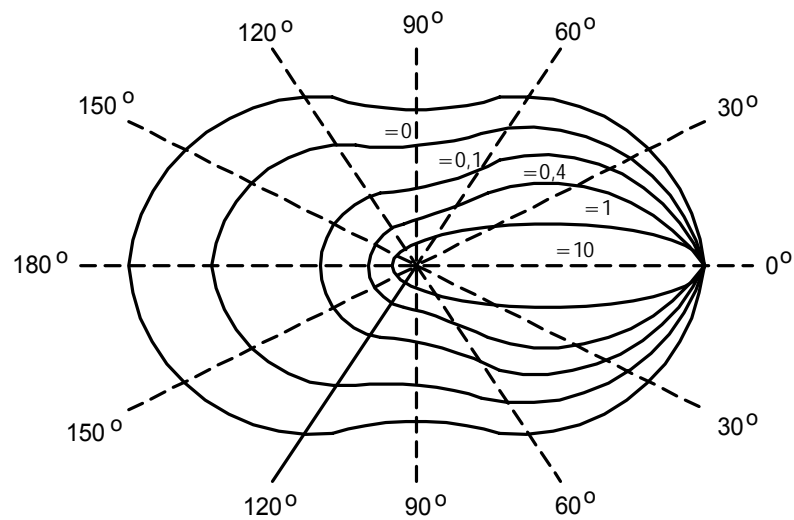
Б. Диференциално сечение за комптоново разсейване. Формула Клайн-Нишина-Там.

Интензитета на комптоново разсеянните гама-кванти на ъгъл θ в малък пространствен ъгъл $d\Omega$ се дава с:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \frac{1}{[1 + (\frac{h}{m_e c \lambda}) (1 - \cos \theta)]^2} \left\{ 1 + \frac{2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + (\frac{h}{m_e c \lambda}) (1 - \cos \theta)]} \right\}$$

където

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm} ; \quad \frac{h}{m_e c \lambda} = \frac{h}{m_e c^2} \frac{c}{\lambda}$$



Фиг.13. Поведение на диференциалното сечение за комптонов ефект в зависимост от ъгъла и енергията на първичия γ -квант (формула на Клайн-Нишина).

Качествено:

За ниски енергии

$$= \frac{h}{m_e c^2} \rightarrow 0$$

имаме чисто Томсоново разсейване, като

$$\frac{d \sigma}{d \Omega} = r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2}$$

Вероятностите за разсейване напред ($\theta = 0^\circ$) и назад ($\theta = 180^\circ$) са равни.

При по-големи енергии ($\epsilon \gg 1$) вероятността за обратно разсейване намалява - разпределението се изтегля по посока на падащия γ -квант. При **неполяризиран** първичен сноп имаме **осева симетрия** на диференциалното сечение.

В. Пълно сечение за комптоново разсейване

Получава се като се интегрира диференциалното сечение по пълния пространствен ъгъл. Изразът е много сложен. Разглеждат се пределните случаи:

$$\ll 1: \quad \sigma_K = \frac{8}{3} r_e^2 (1 - 2 \epsilon^{-1})$$

$$\frac{8}{3} r_e^2 = 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{електрон}$$

като сечението **линейно намалява с нарастване** на енергията $h\nu$.

$$\gg 1: \quad \sigma_K = r_e^2 \frac{1}{2} (\frac{1}{2} + \ln 2)$$

т.е., сечението е обратно пропорционално на енергията.

Въобще за атом със Z електрона $\sigma_K \sim Z/E_\gamma$ (сравнете с $\sigma_\Phi \sim Z^5/E_\gamma$). За леките елементи вероятността за Комптонов ефект е значително по-голяма, от тази за фотоефект.

IV. РАЖДАНЕ НА ДВОЙКА ЕЛЕКТРОН (e^-) ПОЗИТРОН (e^+)

A. Енергетика

а/. Двойка (e^-, e^+) може да се роди, само ако:

$$E_\gamma > 2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$$

б/. Процеса $\gamma \rightarrow e^- + e^+$ е **забранен** в празно пространство. Двойките се раждат при взаимодействие на γ -кванта с **кулоновото поле на ядрото** (или на електрона - в този случай праговата енергия е $4m_e c^2$ - процеса е малко вероятен). Действително, от запазването на енергията:

$$E = \frac{m_{e^+} c^2}{\sqrt{1 - \beta_{e^+}^2}} + \frac{m_{e^-} c^2}{\sqrt{1 - \beta_{e^-}^2}}$$

сумата от пълните енергии на e^- и e^+

$$P_\gamma = P_{e^-} + P_{e^+}$$

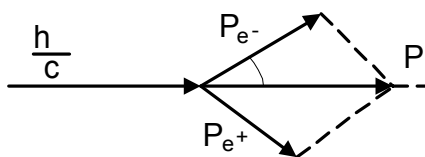
$$|P| = \frac{E}{c} = \frac{m_{e^+} c}{\sqrt{1 - \beta_{e^+}^2}} + \frac{m_{e^-} c}{\sqrt{1 - \beta_{e^-}^2}} > \frac{m_{e^+} c}{\sqrt{1 - \beta_{e^+}^2}} + \frac{m_{e^-} c}{\sqrt{1 - \beta_{e^-}^2}} = |P_{e^-}| + |P_{e^+}|$$

Тъй като $V_{e^-}/c = \beta_{e^-} < 1$ и $V_{e^+}/c = \beta_{e^+} < 1$

$$\text{т.е. } |P_\gamma| > |P_{e^-}| + |P_{e^+}|$$

Последното не е вярно, тъй като

$$||P_{e^-}| - |P_{e^+}|| \leq |P_\gamma| \leq |P_{e^-}| + |P_{e^+}| \quad \text{- триъгълник}$$



Фиг.14. Импулсна диаграма на раждане двойка електрон – позитрон.

Очевидно, ядрото е необходимо за поемане на част от импулса. Енергията на откат на ядрото е нищожна (сравни същия проблем при фотоэффекта) и спокойно може да бъде пренебрегната (ядрото е с твърде голяма маса).

$$h\nu = E_\gamma = T_{e^-} + T_{e^+} + 2m_e c^2$$

където T_{e^-} и T_{e^+} са съответно кинетичните енергии на електрона и позитрона.

Кинетиката на процеса е **3 частична** и енергията $E_\gamma - 2m_e c^2$ се разпределя непрекъснато между електрона и позитрона, т.е.

$$0 < T_{e^+} < E_\gamma - 2m_e c^2$$

За енергии, които ни интересуват в ядрената физика, обикновено $h\nu/m_e c^2 < 6$

С увеличаването на енергията $h\nu$ средния ъгъл θ между P_{e^-} , P_{e^+} и P_γ намалява. Разпределението по ъгли се изтегля по посока на падащия γ -квант, като $\langle \theta \rangle \approx m_e c^2 / E_\pm$, където E_\pm е енергията на електрона (позитрона).

Б. Пълно сечение за раждане на двойки в полето на ядрото

Въпроса не е решен окончателно - няма аналитични изрази за всички енергии. Приближен израз за тесен енергетичен интервал е:

$$\sigma_{дв} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right) [\text{cm}^2/\text{at}]$$

$$\text{за } m_e c^2 \ll E_\gamma \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$$

$$511 \text{ keV}$$

$$30 \text{ MeV за Al ; } 10 \text{ MeV за Pb}$$

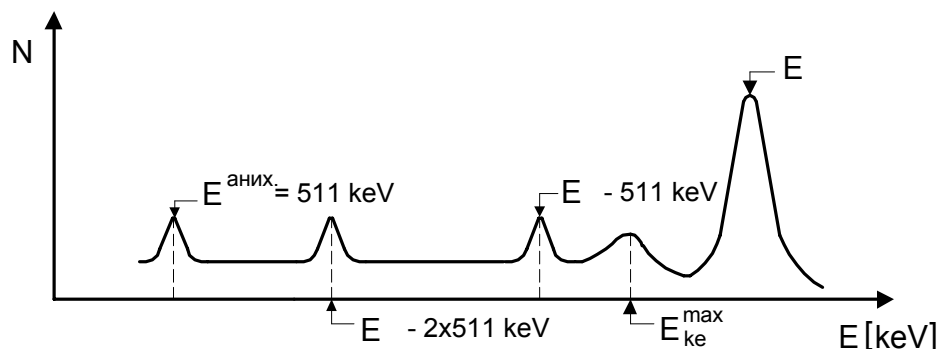
В. Явления след раждане на двойка (в детектора)

Електронът и позитронът губят кинетичната си енергия (йонизационни загуби) по един и същ начин. Но за позитронът в покой няма място в нашия свят. Позитронът анихилира с електрон: $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ (възможна е и 3-фотонна аниhilация). $E_\gamma^{\text{аних}} = 0,511 \text{ MeV}$, така че $E_\gamma = T_{e^+} + T_{e^-} + 2 \times 0,511 \text{ MeV}$. Съществуват поне три възможности:

а/. И двата анihilationни γ -кванта се **поглъщат** (чрез фотоэффект) в работното вещество на детектора - това води до пълно поглъщане на E_γ - регистрация на събитие в пика на пълно поглъщане.

б/. Единия анihilationен γ -квант **напуска** кристала, а другия се **поглъща**. Регистрира се събитие $E_\gamma - 0,511 \text{ MeV}$ - пик на **единично излитане**.

в/. И двата γ -кванта (анihilationни) **напускат** работното вещество на детектора. Регистрира се събитие $E_\gamma - 2 \times 0,511 \text{ MeV}$ - пик на **двойно излитане**. Освен това е възможно (когато $E_\gamma > 2m_e c^2$) раждане на двойки в окръжаващото детектора вещество (защитата). Анihilationята дава анihilationни γ -кванти, които попадат в детектора, поради това е възможна появата на пик с енергия 0,511 MeV. Между анihilationните γ -кванти съществува **абсолютна ъглова корелация**.

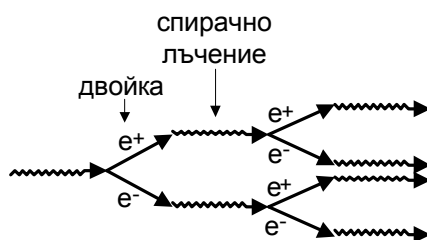


Фиг.15. Сателитни пикове в спектъра на единична γ -линия с енергия на γ -кванта по-голяма от 1022 keV.

Г. Порои от двойки. Детектори на порои.

Раждането на порой от електронно-позитронни двойки е възможно при γ -кванти със свръхвисоки енергии (физика на елементарните частици).

Гама-кванта ражда двойка (e^+, e^-) с твърде висока енергия, които при забавянето си дават спиращо лъчение, което също може да роди двойки. Процеса на развитие на пороя затихва, когато енергията на спиращните фотони спада до $2m_e c^2$.



Фиг.16. Развитие на електромагнитен порой.

При достатъчно голям обем на детектора енергията на първичния γ -квант или електрон се поглъща в работното вещество на детектора.

V. ПЪЛЕН КОЕФИЦИЕНТ НА ПОГЛЪЩАНЕ НА ГАМА-КВАНТИ ВЪВ ВЕЩЕСТВОТО.

A. Пълно сечение за поглъщане на γ -кванти

$$\sigma_{\text{пълн}} = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{дв}}$$

(Процесите са независими и вероятностите се сумират.)

Законът за поглъщане на γ -квантите в зависимост от дебелината на слоя вещество е експоненциален:

$$I(d) = I_0 e^{-\mu d}$$

където: $I(d)$ - интензитет на преминалото лъчение ; I_0 - интензитет на падащото лъчение ; d - дебелина на слоя ; μ - коефициент на поглъщане. μ и d могат да се мерят в различни единици, но степения показател трябва да е безразмерна величина - ефективна дебелина.

μ	cm^{-1}	cm^2/g	cm^2/at
d	cm	g/cm^2	at/cm^2

В последния случай μ е микросечението σ [cm^2/at], като

$$\sigma_{\text{пълн}} = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{дв}}$$

Тогава: $d \text{ [at/cm}^2\text{]} = (N_a/M_{\text{мол}}) \text{ [at/g]} \cdot \rho \text{ [g/cm}^3\text{]} \cdot d \text{ [cm]} = (N_a/M_{\text{мол}}) \cdot \rho \cdot d \text{ [at/cm}^2\text{]}$

В 1 g вещество: $(N_a/M_{\text{мол}}) \text{ [at/g]}$; $N_a = 6,0 \cdot 10^{23} \text{ [at/1g mol]}$, $M_{\text{мол}}$ - молекулно тегло,
 N_a - число на Авогадро.

Ефективна дебелина:

$$T_{\text{eff}} = \sigma_{\text{микро}} \text{ [cm}^2\text{/at]} (N_a/M_{\text{мол}}) \text{ [at/g]} \cdot \rho \text{ [g/cm}^3\text{]} \cdot d \text{ [cm]} = \sigma_{\text{макро}} \text{ [cm}^2\text{/g]} \cdot d \text{ [g/cm}^2\text{]} =$$

$$= \text{линеен коефициент на отслабване } \mu \text{ [cm}^{-1}\text{]} \cdot d \text{ [cm]}$$

В таблиците се срещат всички единици.

Ако веществото е сложна смес от елементи (сложна молекула), тогава:

$$T_{\text{eff}} = \sum_i T_{\text{eff}i}$$

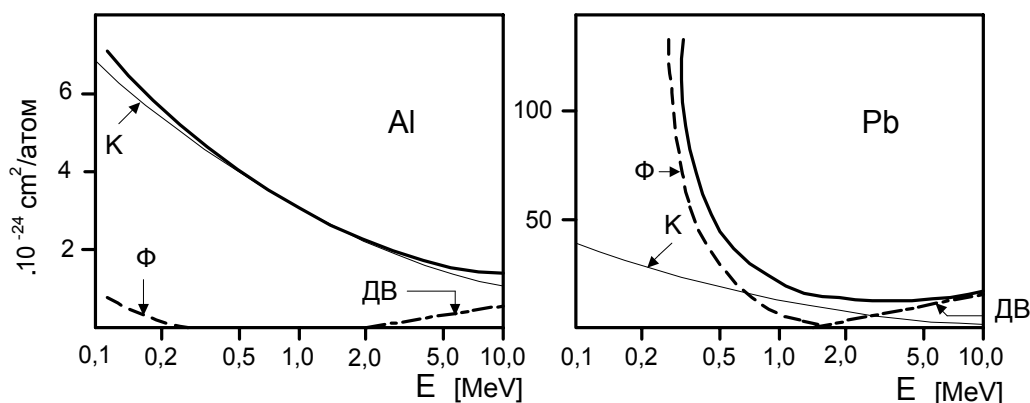
- сумата от ефективните дебелини за всеки елемент.

Б. Ход на пълното сечение с енергията на γ -кванта

Напомняме: $\sigma_{\text{ф}} \sim Z^5/E_{\gamma}^{7/2}$ - намалява

$\sigma_{\text{к}} \sim Z/E_{\gamma}$ - намалява

$\sigma_{\text{дв}} \sim Z^2 \ln 2 E_{\gamma}$ - след 1 MeV нараства



Фиг.17. Поведение на пълното сечение да взаимодействие на γ -кванти за **Al** и **Pb**.

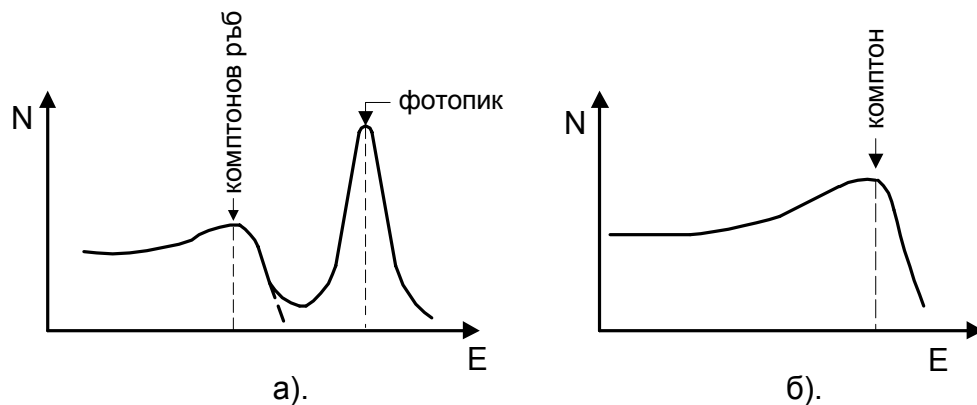
а/. Пълното сечение за взаимодействие с **нарастването** на E_γ до 2 - 5 MeV **намалява**, поради σ_ϕ и σ_k , след това **нараства**, поради нарастването на $\sigma_{дв}$.

б/. За интересуващия ни диапазон ($0,10 < E_\gamma < 2$ MeV) от енергии **съотношението** между сеченията σ_ϕ и σ_k се различават драстично за леките и тежките елементи (виж **Al** и **Pb**).

за **леките** : $\sigma_\phi/\sigma_k \ll 1$ $0,1 < E_\gamma < 5$ MeV

за **тежките**: $\sigma_\phi/\sigma_k > 1$ $E_\gamma < 0,5$ MeV

Това се отразява на картината, когато спектрометрираме γ -кванти - например ^{137}Cs - $E_\gamma = 662$ keV



Фиг.18. Отклик на единична γ -линия на сцинтилационен детектор със сцинтилатор: а). NaI(Tl) ($Z_{\text{eff}} \geq 50$) и б). стилбен (антрацен) ($Z_{\text{eff}} \leq 6$).

При органичните сцинтилатори фотопика отсъства практически напълно.

VI. КОХЕРЕНТНО РАЗСЕЙВАНЕ НА ГАМА-КВАНТИ

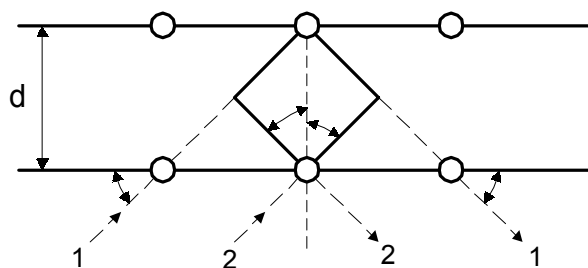
А. Пределен случай на малки енергии $\epsilon = h\nu/m_e c^2 \ll 1$

Формулата на Клайн-Нишина-Там за диференциалното сечение за разсейване преминава във формулата на Томсон (Томсоново разсейване върху свободни електрони):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1 + \cos^2\theta}{2}$$

[cm²/at] на 1 пространствен ъгъл

Ако се ограничим с разсейване напред (при много малки ъгли θ), **предадения импулс** на електрона (напречен) може да стане по-малък от импулса на свързания електрон. В такъв случай атома разсейва като цяло (пъргаво тяло), а ако е здраво свързан в кристалната решетка (безоткатно разсейване), то тя поема като цяло напречния импулс. Разсейването (Релеевско) се извършва без загуба на енергия на първичния γ -квант, като се запазва и фазата. Такова разсейване наричаме **кохерентно** и при него могат да се наблюдават интерференционни явления.



Фиг.19. Към извода на условието на Бряг-Вулф при кохерентно разсейване на γ -кванти. Разликата в хода на лъчите **1** и **2** е **$2d\sin\phi$**

Интерференционен максимум се наблюдава (условие Бряг-Вулф):

$$n\lambda = 2d\sin\phi$$

За **$n = 1$** - интерференционен максимум от първи порядък. Явлението е аналогично с дифракцията на рентгеновите лъчи.

Спираме се върху това разсейване, тъй като върху него се базира кристал-дифракционната γ -спектметрия, с която (при много висока разделителна способност) се определят по **абсолютен начин** енергиите E_γ (по-точно λ).

$$1 \text{ eV} = 12,3977 \cdot 10^{-5} \text{ cm} ; \text{ константата } \lambda E = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ keV.cm}$$

Измерва се точно ъгъла φ (на първия интерференъчен максимум) и е известно точно d - междуплоскостните разстояния в кристалната решетка. Оптимално условие е, когато $\lambda_\gamma \approx d$. При:

$$d \approx R_{\text{ат}} \approx 10^{-8} \text{ cm} \text{ и } \lambda \approx d \approx 10^{-8} \text{ cm} ; E_\gamma \approx 10 \text{ keV}$$

т.е. метода на кохерентното разсейване (кристал-дифракционния) работи добре при ниски енергии. При $\lambda \ll d$ трябва да се работи при много малки ъгли.

Б. Диференциално сечение за кохерентно разсейване

$$\frac{d \sigma}{d \Omega} = r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} |F(q, Z)|^2$$

където $F(\mathbf{q}, \mathbf{Z})$ - атомен формфактор, който дава вероятността за разсейване при предаване на импулс \mathbf{q} на \mathbf{Z} електрони на атома без поглъщане на енергията. Този формфактор $F \ll 1$ за големи ъгли на разсейване (освен при разсейване напред) и намалява с увеличаване на енергията E_γ на падащия γ -квант.

Релеевски разсеяните γ -кванти (безоткатно) интерферират с ядреното резонансно поглъщане и разсейване на γ -квантите.