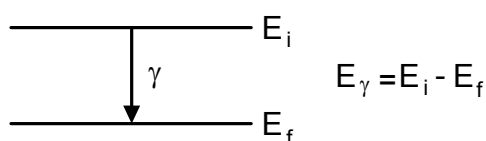


## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ЛЪЧЕНИЕТО С ВЕЩЕСТВОТО

### 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  $\gamma$ -кванти, които ще коментираме, се излъчват при **преходи между възбудените състояния на ядрото**:



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  $\gamma$ -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**  $\vec{p} = \frac{\vec{E}_\gamma}{c}$  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  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  са перпендикулярни на посоката на разпространение.

**Собствения момент на  $\gamma$ -кванта = 1 (бозони)**

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

От  $|\mathbf{p}_\gamma| = |\mathbf{p}_\text{я}|$  следва:  $E_\text{я} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}$  или  $\frac{E_\text{я}}{E_\gamma} = \frac{E_\gamma}{2Mc^2}$ , като  $E_\gamma = E_i - E_f - E_\text{я}$   
 ( $E_\text{я}$  - енергия на откат);  $E_\text{я}/E_\gamma \sim 10^{-6}$ .

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  $\gamma$ -линията и за това при обикновени условия (свободни ядра) не се наблюдава резонансно поглъщане на  $\gamma$ -кванти. Това се избягва при ефекта на Мьосбауер, който е също взаимодействие на  $\gamma$ -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  $\gamma$ -кванта се поглъща (изчезва), като предава цялата енергия на някой от орбиталните електрони на атома.

### А. 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<sub>I</sub>, L<sub>II</sub>, L<sub>III</sub>, M, N, ...**

#### Очевидни следствия:

При дадено  $E_\gamma$  (**моноенергетични  $\gamma$ -кванти**) в следствие на фотоефекта се получават **моноенергетични електрони**.

Фотоефекта е **невъзможен**, когато  $E_\gamma < E_i$ . Доколкото  $E_K > E_{L_I} > E_{L_{II}} > E_{L_{III}} > E_M > E_N$  то при намаляване на енергията на  $\gamma$ -кванта, първо се "изключва" **K-слоя**, после **L-слоя** и т.н.

#### Неочевиден факт:

Фотоефекта е възможен само за свързани електрони. Релативистка енергия:

за  $\gamma$ -кванта -  $E_\gamma$  ; за електрона -  $\frac{m_e c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_e c^2$

Релативистки импулс: за  $\gamma$ -кванта -  $\frac{E_\gamma}{c}$  ; за електрона -  $\frac{m_e \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$

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

$$P_\gamma = P_e \quad ; \quad \frac{E_\gamma}{c} = \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

съвместно полагаме:  $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$

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

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

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

т.е. необходим е атом за поемане част от импулса на  $\gamma$ -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):

$$\sigma_{\text{ф(к)}} = \frac{8}{3} \pi r_e^2 Z^5 \alpha^4 2^{5/2} \left( \frac{m_e c^2}{h\nu} \right)^{7/2} [\text{cm}^2/\text{at}]$$

където:  $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  - класически радиус на електрона ;

$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{1}{137}$  - константа на електромагнитното взаимодействие ;  $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$

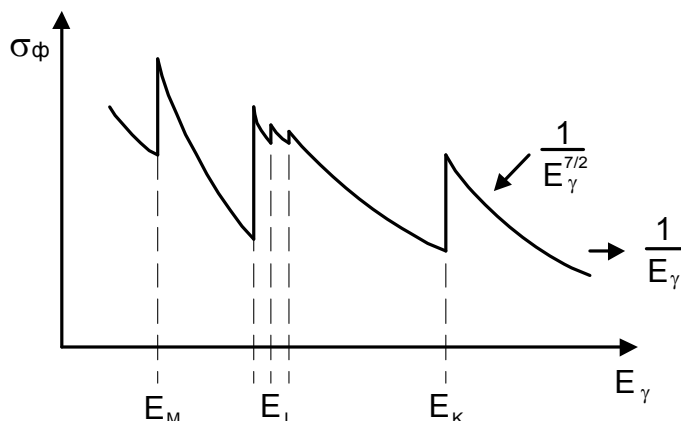
- енергия на покой на електрона ;  $h\nu$  - енергия на  $\gamma$ -кванта.

Да се запомни:

$$\sigma_{\text{ф(к)}} \sim \frac{Z^5}{E_\gamma} \quad \text{за } E_\gamma \gg 511 \text{ keV}$$

$$\sigma_{\text{ф(к)}} \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}} \quad \text{за } E_\gamma \text{ малко, но } E_\gamma > E_e$$

За малки енергии на  $\gamma$ -кванта - в областта на **енергии на връзка** - има особености на сечението.



Фиг.7. Поведение на сечението за фотоефект в зависимост от енергията на  $\gamma$ -квантите.

#### Изводи:

Вероятността за фотоефект твърде силно зависи от атомния номер **Z** - като **Z<sup>5</sup>**.

**Гама-спектрометрията** се базира на регистрация на  $\gamma$ -кванти чрез фотоефект - регистрира се енергията на фотоелектроните. Работното вещество на  $\gamma$ -детектора трябва да има голямо **Z** (и голяма вероятност за фотоефект).

**Ефективен атомен номер Z<sub>eff</sub>** (за фотоефект): За вещество с различни елементи:

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

където **a<sub>i</sub>** - относителното тегловно съдържание в молекулата на **i**-тия елемент.

За **NaI** : молекулно тегло - 150 ; **Na** - 23 ; **I** - 127 ; **Z(Na)** = 11 ; **Z(I)** = 53 ; **Z<sub>eff</sub>** = 51,3.

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

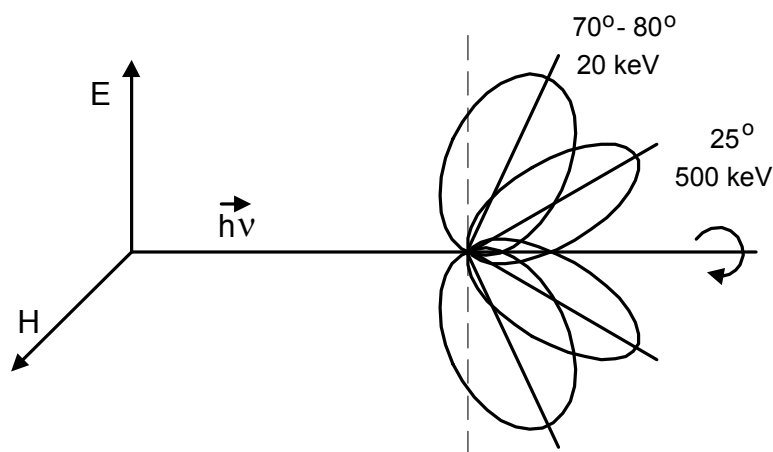
При **E<sub>γ</sub> > E<sub>K</sub>** и нагоре **вероятността за фотоефект е най-голяма за най-силно свързаните електрони**. Показва се, че:

$$\sigma_{\phi(M)} : \sigma_{\phi(L)} : \sigma_{\phi(K)} = 1 : 5 : 20$$

## 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  $\gamma$ -квант).

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



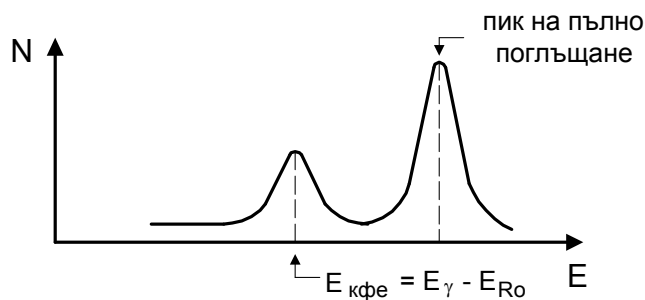
Фиг.8. Ъглово разпределение на фотоелектроните.

## 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<sub>I</sub>**, **KL<sub>II</sub>**, **KL<sub>III</sub>**, **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).



Фиг.9. Поява на сателитен пик след фотоефект.

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  $d = 0,2 \text{ mm}$ .

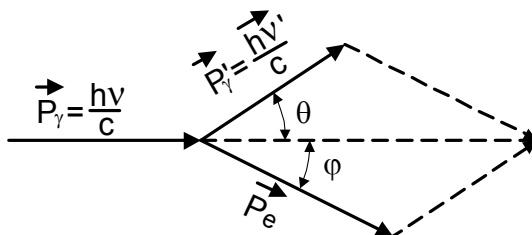
#### **б/. Оже-ефект** (конкурира рентгеновата флуоресценция)

При запълване на **K**-ваканция например от **L<sub>II</sub>**-слоя, енергията се предава на електрон от **L<sub>III</sub>**-слоя (в **L** слой се появяват две ваканции) - **KL<sub>II</sub>L<sub>III</sub>**. **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  $\gamma$ -спектроскопията. Но Оже-линиите се виждат добре при нискоенергетичната  $\beta$ -спектроскопия и трябва да се отличават от конверсионните линии.

### III. РАЗСЕЙВАНЕ НА ГАМА-КВАНТИ. ЕФЕКТ НА КОМПТОН

Ефекта на Комптон е пъргаво разсейване на  $\gamma$ -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 разсеяния  $\gamma$ -квант** - зависи от ъгъла на разсейване.



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

От закона за запазване на енергията (свободен електрон):

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

$m_e c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$  - кинетична релативистка енергия на електрона

Съхранение на импулса:  $\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} + \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$

$\frac{m_e \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$  - релативистки импулс на електрона

В скаларна форма:

$$\frac{m_e^2 c^4 \beta^2}{1-\beta^2} = (h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2h\nu h\nu' \cos\theta \quad \text{— (правило на триъгълника)}$$

Съвместното използване на двете уравнения позволява намирането на следната връзка:

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

след умножаване по  $c$ :  $\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \frac{h}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)$

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

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

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

**Енергия на разсеяния  $\gamma$ -квант:**

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

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

За случая  $\theta = 0$  ;  $h\nu = h\nu'$  - няма разсейване -  $E_{k.e} = 0$

За случая  $\theta = \pi$  ;  $h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_e c^2}}$  ;  $E_{k.e}^{\max} = \frac{2h\nu\varepsilon}{1 + 2\varepsilon}$

От връзката  $\cot\varphi = (1 + \varepsilon)\tan\frac{\theta}{2}$

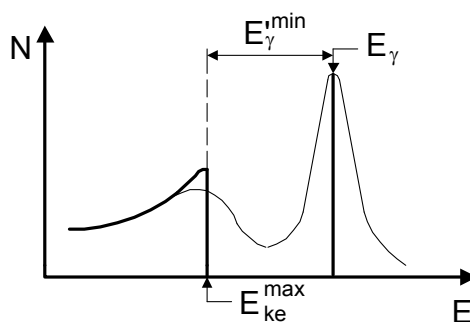
$$0 \leq \theta \leq \pi ; \quad h\nu \geq E_\gamma' \geq \frac{h\nu}{1 + 2\varepsilon} = E_\gamma'^{\min}$$

$$0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2} ; \quad 0 \leq E_{ke} \leq \frac{2\varepsilon h\nu}{1 + 2\varepsilon} = E_{ke}^{\max} < E_\gamma$$

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

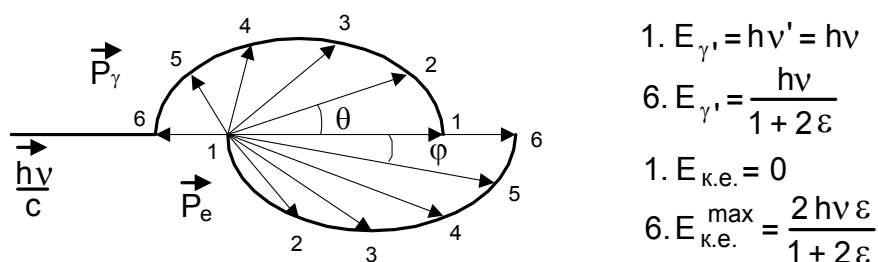
$$0 \leq E_{ke} \leq E_{ke}^{\max} = \frac{2\varepsilon h\nu}{1 + 2\varepsilon}$$





Фиг.11. Непрекъснато комптоново разпределение в спектъра на единична  $\gamma$ -линия

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



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

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

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

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

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

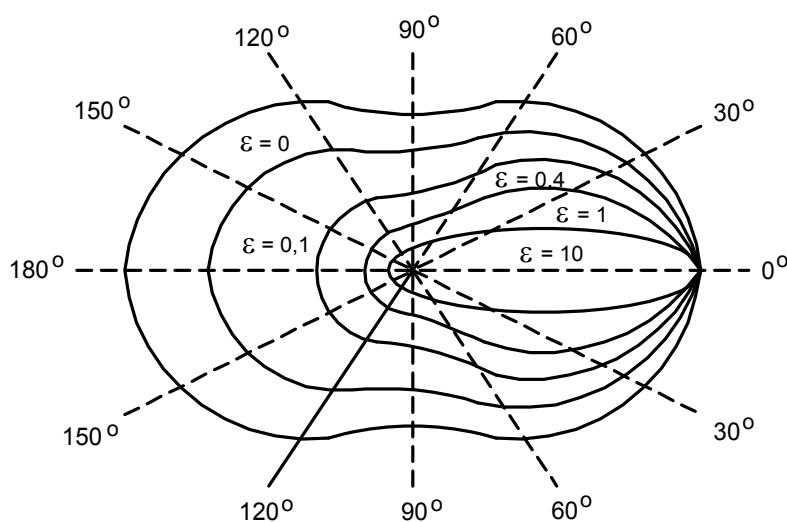
където  $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  ;  $\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$

Качествено:

За **ниски енергии**  $\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2} \rightarrow 0$  - имаме чисто Томсоново разсейване, като

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

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



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

Качествено:

При по-големи енергии ( $\varepsilon \gg 1$ ) вероятността за обратно разсейване намалява - разпределението се изтегля по посока на падащия  $\gamma$ -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:

$$\text{За } \varepsilon \ll 1; \sigma_k = \frac{8\pi}{3} r_e^2 (1 - 2\varepsilon)$$

$\frac{8\pi}{3} r_e^2 = \sigma_T = 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{електрон}$ , като сечението **линейно намалява** с **нарастване** на енергията  $h\nu$ .

$$\text{За } \varepsilon \gg 1 : \sigma_k = \pi r_e^2 \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{1}{2} + \ln 2\varepsilon \right)$$

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

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

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

### А. 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  $\gamma$ -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:

$$E_\gamma = \frac{m_{e^-} c^2}{\sqrt{1 - \beta_{e^-}^2}} + \frac{m_{e^+} c^2}{\sqrt{1 - \beta_{e^+}^2}} - \text{сумата от пълните енергии на } e^- \text{ и } e^+$$

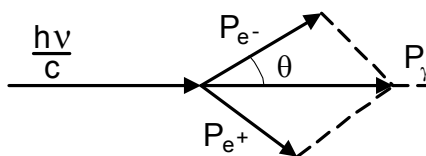
$$P_\gamma = P_{e^-} + P_{e^+}$$

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

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

$$\text{т.е. } |\mathbf{P}_\gamma| > |\mathbf{P}_{e^-}| + |\mathbf{P}_{e^+}|$$

Последното не е вярно, тъй като  $||\mathbf{P}_{e^-}| - |\mathbf{P}_{e^+}|| \leq |\mathbf{P}_\gamma| \leq |\mathbf{P}_{e^-}| + |\mathbf{P}_{e^+}|$  - 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 фотоефекта) 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  $\theta$  между  $\mathbf{P}_{e^-}$ ,  $\mathbf{P}_{e^+}$  и  $\mathbf{P}_\gamma$  **намалява**.

Разпределението по ъгли се изтегля по посока на падащия  $\gamma$ -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

Въпросът не е решен окончателно - няма аналитични изрази за всички енергии.

Приближен израз за тесен енергетичен интервал е:

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

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

511 keV                      30 MeV за Al ; 10 MeV за Pb

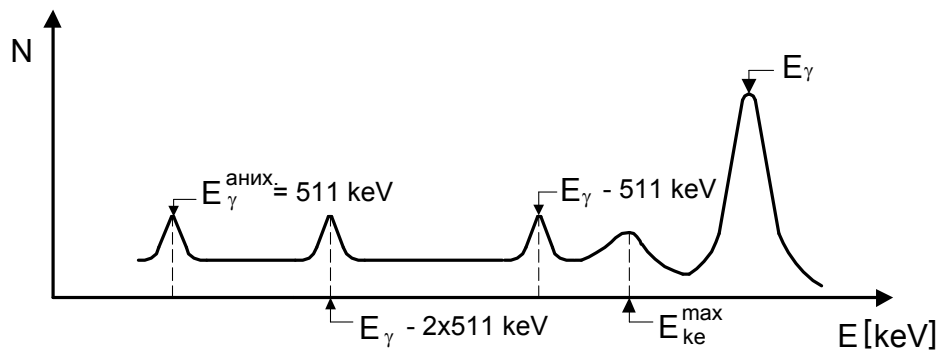
### **В. Явления след раждане на двойка (в детектора)**

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 аниhilационни  $\gamma$ -кванта се **поглъщат** (чрез фотоефект) в работното вещество на детектора - това води до пълно поглъщане на  $E_\gamma$  - регистрация на събитие в пика на пълно поглъщане.

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

**в/.** И двата  $\gamma$ -кванта (аниhilационни) **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 оръжаващото детектора вещество (защитата). Аниhilацията дава аниhilационни  $\gamma$ -кванти, които попадат в детектора, поради това е възможна появата на пик с енергия 0,511 MeV. Между аниhilационните  $\gamma$ -кванти съществува **абсолютна ъглова корелация**.

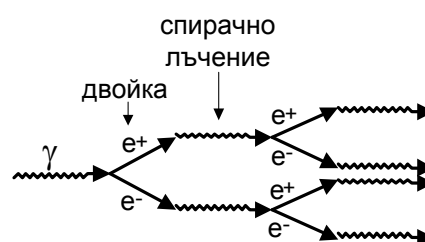


Фиг.15. Сателитни пикове в спектъра на единична  $\gamma$ -линия с енергия на  $\gamma$ -кванта по-голяма от 1022 keV.

### Г. Порои от двойки. Детектори на порои.

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

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



Фиг.16. Развитие на електромагнитен порой.

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

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

## А. Пълно сечение за поглъщане на $\gamma$ -кванти

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

(Процесите са независими и вероятностите се сумират.)

Законът за поглъщане на  $\gamma$ -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 ;  $\mu$  - коефициент на поглъщане.  $\mu$  и  $d$  могат да се мерят в различни единици, но степеният показател трябва да е безразмерна величина - ефективна дебелина.

$\mu$	$\text{cm}^{-1}$	$\text{cm}^2/\text{g}$	$\text{cm}^2/\text{at}$
$d$	$\text{cm}$	$\text{d}/\text{cm}^2$	$\text{at}/\text{cm}^2$

В последния случай  $\mu$  е микросечението  $\sigma$  [ $\text{cm}^2/\text{at}$ ], като

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

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

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

Ефективна дебелина:

$$\begin{aligned} T_{\text{eff}} &= \sigma_{\text{микро}} [\text{cm}^2/\text{at}] (N_a/M_{\text{мол}}) [\text{at}/\text{g}] \cdot \rho [\text{g}/\text{cm}^3] \cdot d [\text{cm}] = \sigma_{\text{макро}} [\text{cm}^2/\text{g}] \cdot d [\text{g}/\text{cm}^2] = \\ &= \text{линеен коефициент на отслабване } \mu [\text{cm}^{-1}] \cdot d [\text{cm}] \end{aligned}$$

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 $\gamma$ -кванта

Напомняме:

$$\sigma_{\Phi} \sim \frac{Z^5}{E_{\gamma}^{7/2}} \quad - \text{ намалява}$$

$$\sigma_K \sim \frac{Z}{E_{\gamma}} \quad - \text{ намалява}$$

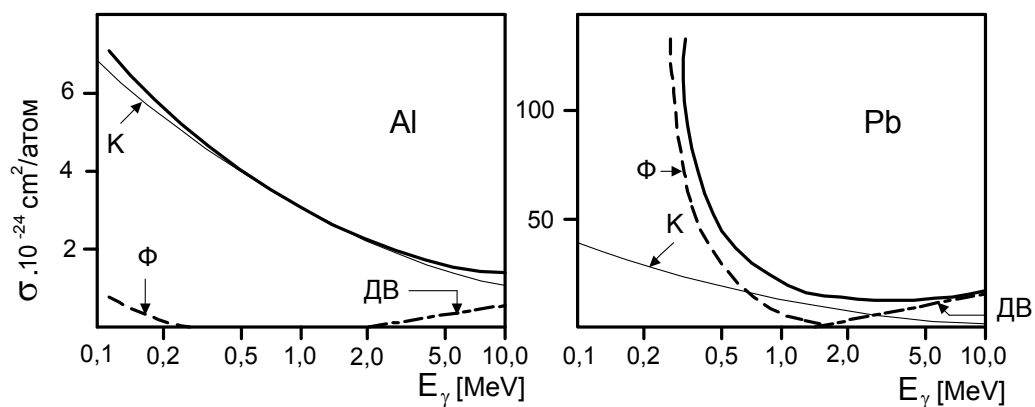
$$\sigma_{\text{ДВ}} \sim Z^2 \ln 2 E_{\gamma} \quad - \text{ след 1 MeV нараства}$$

**а/.** Пълното сечение за взаимодействие с **нарастването** на  $E_{\gamma}$  до 2 - 5 MeV **намалява**, поради  $\sigma_{\Phi}$  и  $\sigma_K$ , след това **нараства**, поради нарастването на  $\sigma_{\text{ДВ}}$ .

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

за **леките** :  $\sigma_{\Phi}/\sigma_K \ll 1$        $0,1 < E_{\gamma} < 5 \text{ MeV}$

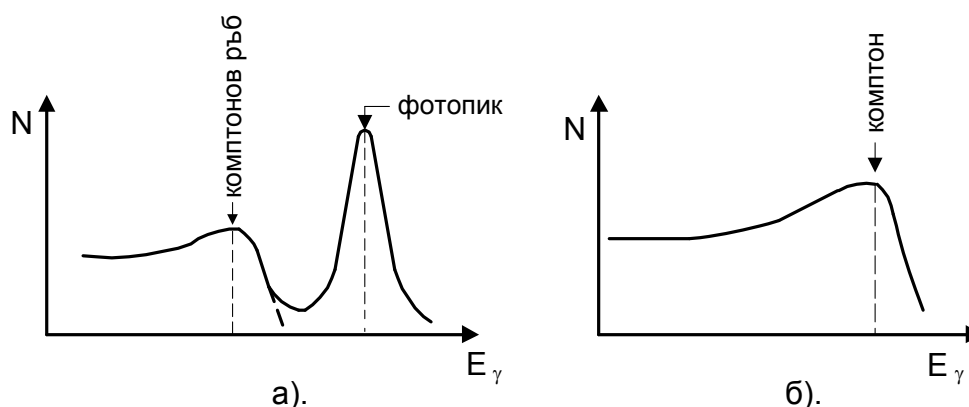
за **тежките**:  $\sigma_{\Phi}/\sigma_K > 1$        $E_{\gamma} < 0,5 \text{ MeV}$



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

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





Фиг.18. Отклик на единична  $\gamma$ -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.

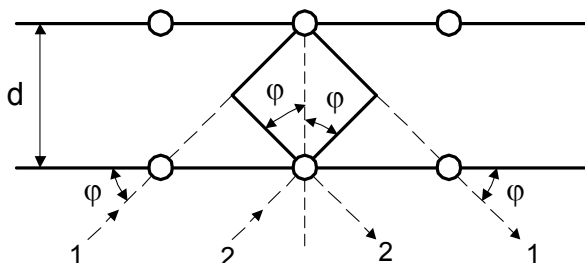
## VI. КОХЕРЕНТНО РАЗСЕЙВАНЕ НА ГАМА-КВАНТИ

### А. Пределен случай на малки енергии $\epsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2} \ll 1$

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

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1 + \cos^2\theta}{2} Z \text{ [cm}^2/\text{at]} \text{ на 1 пространствен ъгъл}$$

Ако се ограничим с разсейване напред (при много малки ъгли  $\theta$ ), **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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -кванти. Разликата в хода на лъчите **1** и **2** е  **$2d\sin\varphi$**

Интерференционен максимум се наблюдава (условие Бряг-Вулф):

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

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  $\gamma$ -спектрометрия, с която (при много висока разделителна способност) се определят по **абсолютен начин** енергиите  **$E_\gamma$**  (по-точно  **$\lambda$** ).

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

Измерва се точно ъгъла  $\varphi$  (на първия интерференчен 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**

$$\frac{d\sigma_{\text{кох}}}{d\Omega} = r_e^2 \frac{1 + \cos^2\theta}{2} |F(\mathbf{q}, \mathbf{Z})|^2 \text{ [cm}^2/\text{електрон]}$$

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  **$E_\gamma$**  на падащия  $\gamma$ -квант.

Релеевски разсеяните  $\gamma$ -кванти (безоткатно) интерферираат с ядреното резонансно поглъщане и разсейване на  $\gamma$ -квантите.