

Государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования Московской области
«Университет природы, общества и человека «Дубна»
(Университет «Дубна»)
Факультет естественных и инженерных наук
Кафедра Ядерной физики

Специальный семинар по физике ядра и ядерным реакциям

М.Б.
Маматова

Взаимодействие фотонов со средой

Вопрос

2

2017

Вопросы:

- *Электромагнитные взаимодействия;*
- *Основные свойства электромагнитного взаимодействия;*
- *Испускание и поглощение фотонов.*

Общие сведения

- Электромагнитное взаимодействие является одним из четырех типов фундаментальных взаимодействий: сильное взаимодействие, электромагнитное взаимодействие, слабое взаимодействие, гравитационное взаимодействие.
- Переносчиком электромагнитного взаимодействия является квант электромагнитного поля – фотон. Радиус действия сил R и масса переносчика взаимодействия m связаны соотношением $R = \hbar/mc$.
- Так как фотон имеет нулевую массу, радиус действия электромагнитных сил бесконечный. Поэтому к электромагнитному взаимодействию сводится большинство явлений, наблюдаемых в макроскопических масштабах – силы трения, упругости и другие. Безразмерная константа $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ определяет интенсивность электромагнитного взаимодействия.

Свойства электромагнитного взаимодействия:

$$\omega_{\beta\alpha} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \beta | H_{int} | \alpha \rangle|^2 \rho(E) \quad \bullet \text{- золотое правило Ферми}$$

$$P(T) = \frac{2\pi T}{\hbar} |\langle \beta | H_{int} | \alpha \rangle|^2 \frac{dN}{dE}. \quad \text{есть вероятность переходов.}$$

Обозначение $|\langle \beta | H_{int} | \alpha \rangle|^2$ указывает на то, что мы рассматриваем вероятность перехода из состояния $|\alpha\rangle$ в состояние $|\beta\rangle$. Поскольку гамильтониан H_{int} предполагается не зависящим от времени, вероятность перехода оказывается пропорциональной времени T . Скорость переходов есть вероятность перехода в единицу времени, и поэтому

$$w_{\beta\alpha} = \dot{P}(T) = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \beta | H_{int} | \alpha \rangle|^2 \frac{dN}{dE}.$$

Так мы получаем «**золотое правило**» (Ферми на самом деле назвал его «золотым правилом №2»). Оно помогает при обсуждении всех процессов квантовых переходов в атомной и субатомной физике. Множитель

$$\frac{dN}{dE} \equiv \rho(E) \quad \text{называется **множителем плотности состояний**; он характеризует число доступных состояний, приходящихся$$

на единичный интервал энергии.

Свойства электромагнитного взаимодействия:

Гамильтониан точечной частицы с зарядом q , движущейся во внешнем поле можно получить из гамильтониана свободной частицы, если воспользоваться предписанием Лармора. Согласно ему, энергию и импульс свободной частицы надо записать следующим образом:

$$H_{\text{своб}} \rightarrow H_{\text{своб}} - q A_0, \quad \mathbf{p}_{\text{своб.}} \rightarrow \mathbf{p} - \frac{q}{c} \mathbf{A}$$

Получающееся взаимодействие называется минимальным электромагнитным взаимодействием. Этот термин придумал Гелл-Манн. Ток, создаваемый точечной частицей дается выражением $q \mathbf{v}$. Производя замену в предыдущей формуле, мы получаем: $H = \frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right)^2 + q A_0$ или $H = H_{\text{своб}} + H_{\text{int}} + \frac{q^2 A^2}{2mc^2}$, где

$H_{\text{своб}} = \frac{p_{\text{своб}}^2}{2m}$ - Энергия(гамильтониан) свободной нерелятивистской частицы

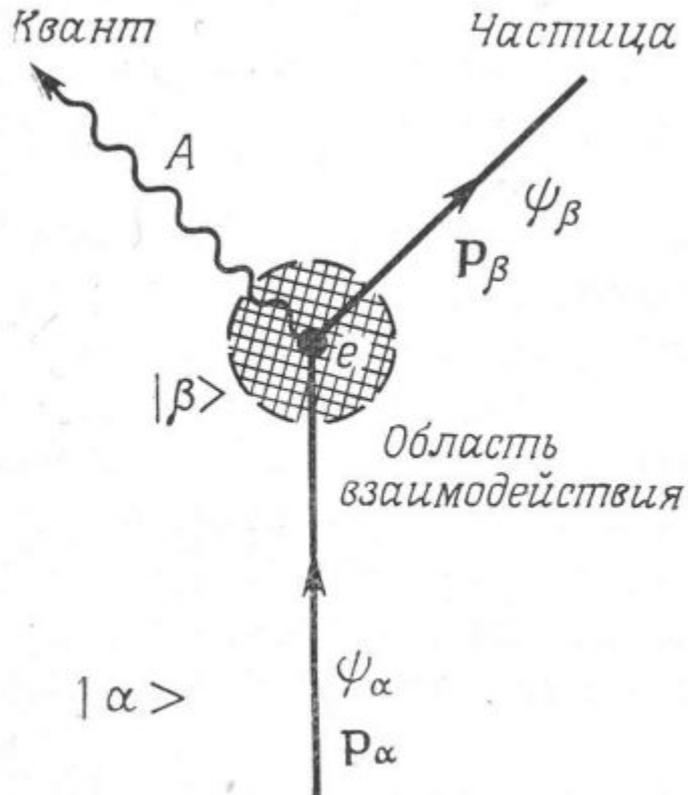
$$H_{\text{int}}(x) = -\frac{q}{mc} \mathbf{p} \cdot \mathbf{A} + q A_0$$

Когда нет никаких внешних электрических зарядов, скалярный потенциал обращается в 0 и энергия взаимодействия дается формулой

$$H_{\text{int}}(x) = -\frac{q}{mc} \mathbf{p} \cdot \mathbf{A} = -\frac{q}{c} \mathbf{v} \cdot \mathbf{A}.$$

Эта формула позволяет описать процессы испускания и поглощения фотонов.

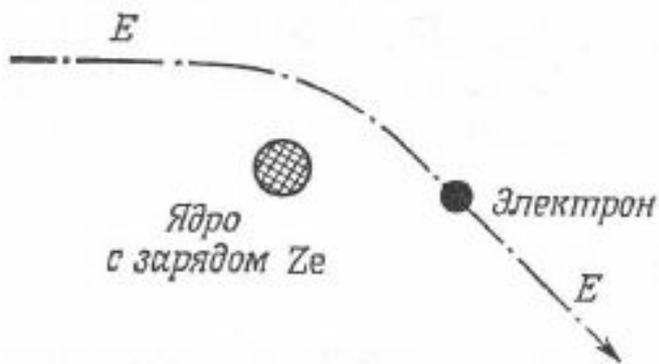
Испускание



Если рассмотреть электрон с зарядом $-e$, гамильтониан взаимодействия $H_{em} = e \frac{p}{mc} A$. В этом гамильтониане имеется 3 множителя, которые мы можем связать с отдельными элементами на рисунке. Это векторный потенциал A , который описывает испускаемый фотон, затем множитель p/mc , который характеризует частицу, и константа e , которая задает силу, или величину взаимодействия. Классическое выражение для H_{em} легко сделать оператором, если вместо p и A подставить соответствующие квантовомеханические операторы.

Однако, вызывает затруднения сделать потенциал A оператором. Для этого нужно фиксировать свое внимание на каком-нибудь одном конкретном процессе. При распаде состояния $|\alpha\rangle$ могут происходить 2 процесса излучения: **стимулированное или индуцированное излучение фотона и спонтанное излучение.**

Испускание фотонов



Упругое рассеяние электрона на ядре

При энергиях электрона, значительно меньших критической энергии $E_{кр}$, определяемой приблизительно формулой на

$$E_{кр} \approx \frac{600 \text{ МэВ}}{Z},$$

процессы возбуждения и ионизации связанных электронов атомов поглощающего вещества. При энергиях выше критической преобладают потери на излучение.

Заряженная частица, пролетающая около ядра с зарядом Ze , испытывает кулоновское притяжение или отталкивание и отклоняется. Такой процесс называется **кулоновским рассеянием**. При отклонении частица ускоряется (или замедляется). Ускоренно движущаяся электрически заряженная частица излучает. В случае электронов в синхротроне излучение это называют **синхротронным излучением**; в случае рассеяния заряженных частиц в



Тормозное излучение при упругом рассеянии электрона на ядре

доминируют потери

Бете и Гайтлер вывели следующую закономерность: число фотонов с энергиями между $h\omega$ и $h(\omega + d\omega)$, испущенных электроном с энергией E , движущимся в поле ядра с зарядом Ze , пропорционально Z^2/ω :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} \approx \frac{E}{X_0} \text{ или } E = E_0 e^{-x/X_0}.$$

$$\frac{(-dE/dx)_{\text{рад}}}{(-dE/dx)_{\text{иониз}}} \approx \frac{ZE \text{ (МэВ)}}{800}.$$

$$N(\omega) d\omega \sim Z^2 \frac{d\omega}{\omega}.$$

Таблица 8.1. Радиационные длины и критические энергии для различных веществ

Вещество	Радиационная длина t_r , г/см ²	$E_{\text{кр}}$, МэВ	Вещество	Радиационная длина t_r , г/см ²	$E_{\text{кр}}$, МэВ
Н	63,1	340	Al	24,0	47
He	94,3	220	Fe	13,8	24
С	42,7	103	Cu	12,9	21,5
Воздух	36,2	83	Pb	6,4	6,9

Поглощение и рассеяние фотонов

Имеются 3 основных процесса взаимодействия фотонов с веществом: *фотоэффект*, *эффект Комптона*, *рождение электрон-позитронных пар*.

При **фотоэлектрическом эффекте** фотон поглощается атомом, после чего атом испускает электрон с одной из своих оболочек. При **эффекте Комптона** фотон рассеивается атомным электроном. При **рождении электрон-позитронной пары** фотон превращается в электрон-позитронную пару. Последний процесс невозможен в пустом пространстве, поскольку при распаде одного фотона на две частицы, обладающие массой, энергия и импульс этой частицы одновременно сохраняться не могут. Рождение пар из фотонов происходит в присутствии кулоновского поля атомного ядра, участие которого в процессе рождения обеспечивает сохранение энергии и импульса.

Эффекты 1 – 3 зависят по-разному от энергий фотонов.

При низких энергиях доминирует фотоэффект, комптон-эффект слаб, а рождение пар вообще энергетически запрещено.

Интенсивность пучка фотонов должна экспоненциально уменьшаться. Коэффициент поглощения μ можно представить в виде суммы трех членов: $\mu = \mu_f + \mu_k + \mu_p$
Изменение интенсивности тонкого пучка гамма излучения

происходит по экспоненциальному закону

(закону Бугера): $I(x) = I_0 \exp(-\mu x)$,

где I_0 - начальная интенсивность,
 x - пройденное в веществе расстояние.

Величину μ называют *линейным коэффициентом поглощения гамма-излучения*

$$\mu_i = n_i \sigma_i.$$

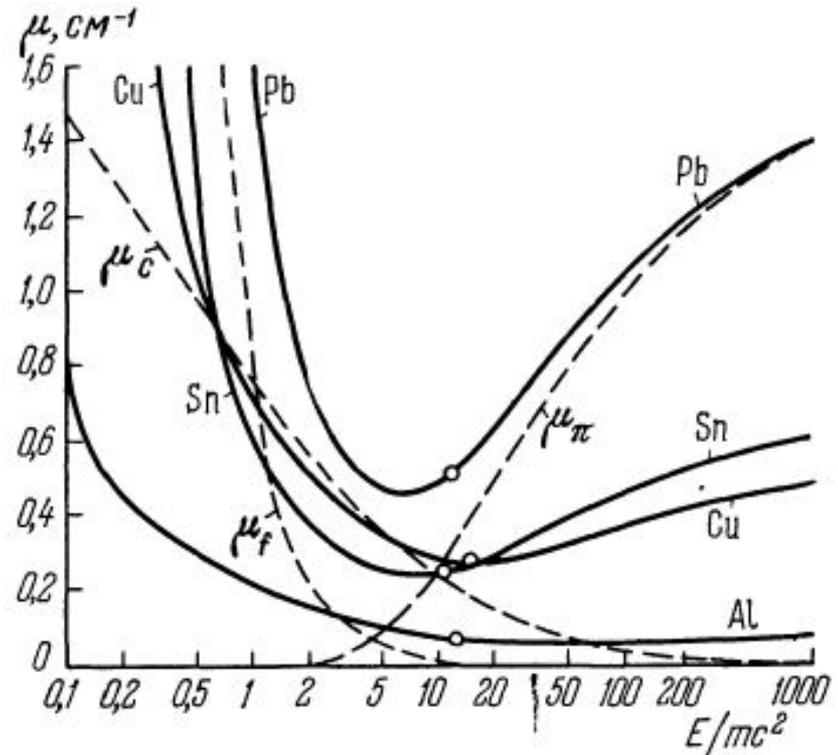
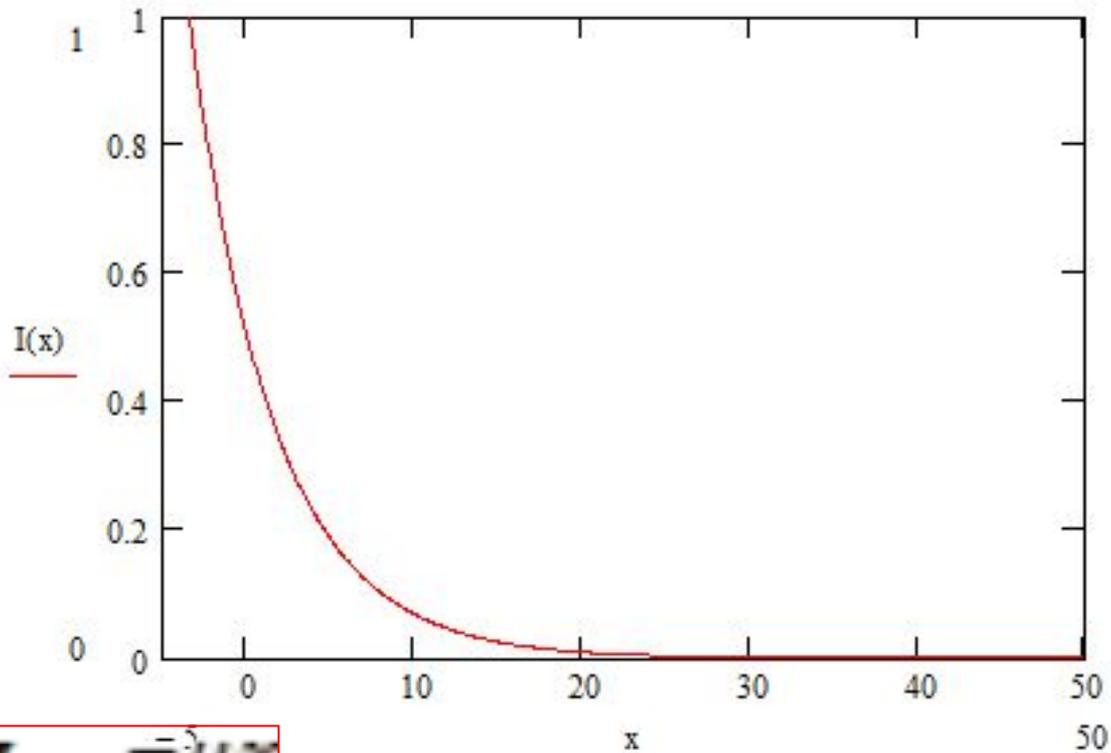


Рис. 8.9. Зависимость полного коэффициента μ поглощения фотонов от энергии в различных веществах.

ИЗМЕНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТОНКОГО ПУЧКА ГАММА-(ИЛИ РЕНТГЕНОВСКОГО)ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОИСХОДИТ ПО ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОМУ ЗАКОНУ (ЗАКОНУ БУГЕРА)



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

где I_0 – начальная интенсивность, x – пройденное в веществе расстояние. Величину μ называют линейным коэффициентом поглощения гамма-излучения (см. рис. 4.4).

ФОТОЭФФЕКТ

Различают фотоэффект внешний, внутренний, вентильный и многофотонный фотоэффект.

Внешним фотоэффектом называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения. *Внешний фотоэффект* наблюдается в твердых телах (металлах, полупроводниках, диэлектриках), а также в газах на отдельных атомах и молекулах (фотоионизация).

Внутренний фотоэффект – это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика из связанных состояний в свободные без вылета наружу. В результате концентрация носителей тока внутри тела увеличивается, что приводит к возникновению фотопроводимости (повышению электропроводности полупроводника или диэлектрика при его освещении) или к возникновению электродвижущей силы (ЭДС).

Вентильный фотоэффект является разновидностью внутреннего фотоэффекта, – это возникновение ЭДС (фото ЭДС) при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла (при отсутствии внешнего электрического поля). Вентильный фотоэффект открывает пути для прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

Многофотонный фотоэффект возможен, если интенсивность света очень большая (например, при использовании лазерных пучков). При этом электрон, испускаемый металлом, может одновременно получить энергию не от одного, а от нескольких фотонов.

ФОТОЭФФЕКТ

Внешний фотоэффект на атомах (фотоионизация).

Фотоэффект особенно существенен для **атомов тяжелых элементов**, где он идет с заметной вероятностью даже при высоких энергиях гамма-квантов. В легких веществах фотоэффект становится заметен при относительно небольших энергиях гамма-квантов. По мере убывания энергии гамма кванта сечение возрастает до $E_\gamma = E_k$, начиная с $E_\gamma < E_k$ фотоэффект на К-оболочке становится невозможным. Кинетическая энергия вылетевшего электрона равна $E_e = E_\gamma - E_i$

$$\sigma_{\text{фот}}(E_\gamma) \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^{-7/2}}, \quad E_\gamma > I_k$$

$$\sigma_{\text{фот}}(E_\gamma) \sim \frac{Z^5}{E_\gamma}, \quad E_\gamma \gg I_k$$

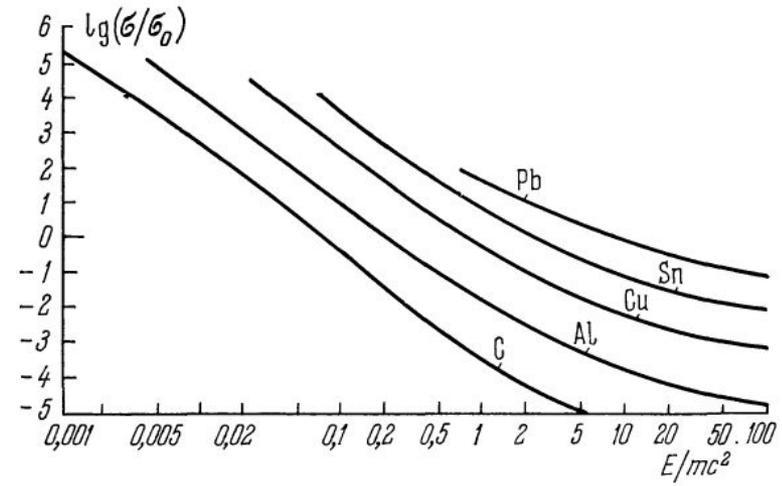
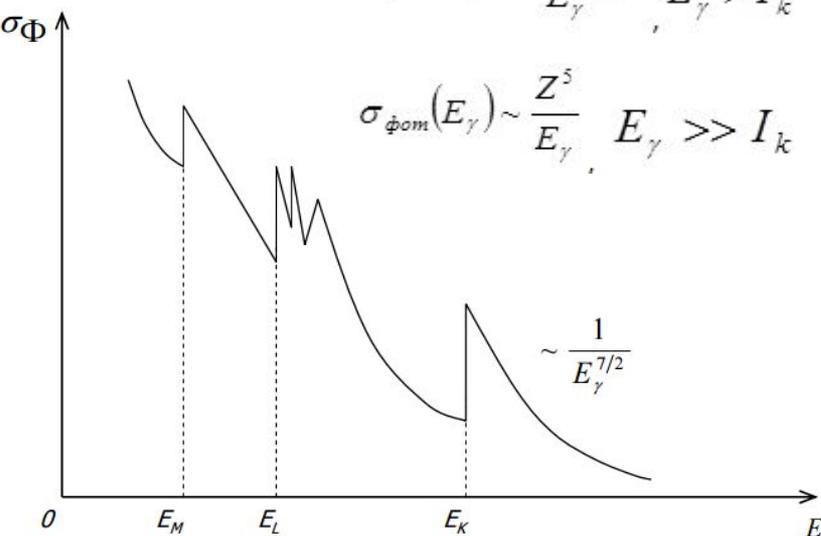


Рис.1. Зависимость эффективных сечений фотоэффекта на различных элементах от энергии E γ -кванта ($\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$).

Рис.1 Зависимость сечения фотоэффекта от энергии гамма-излучения

ФОТОЭФФЕКТ

Кинетическая энергия фотоэлектрона E_e :

$$E_e = E_\gamma - I_i - E_n,$$

где I_i - ионизационный потенциал оболочки атома; E_n - энергия отдачи ядра, E_γ - энергия гамма-кванта. Величина энергии отдачи ядра обычно мала.

$$E_e = E_\gamma - I_i,$$

где $i = K, L, M, \dots$ - индекс электронной оболочки.

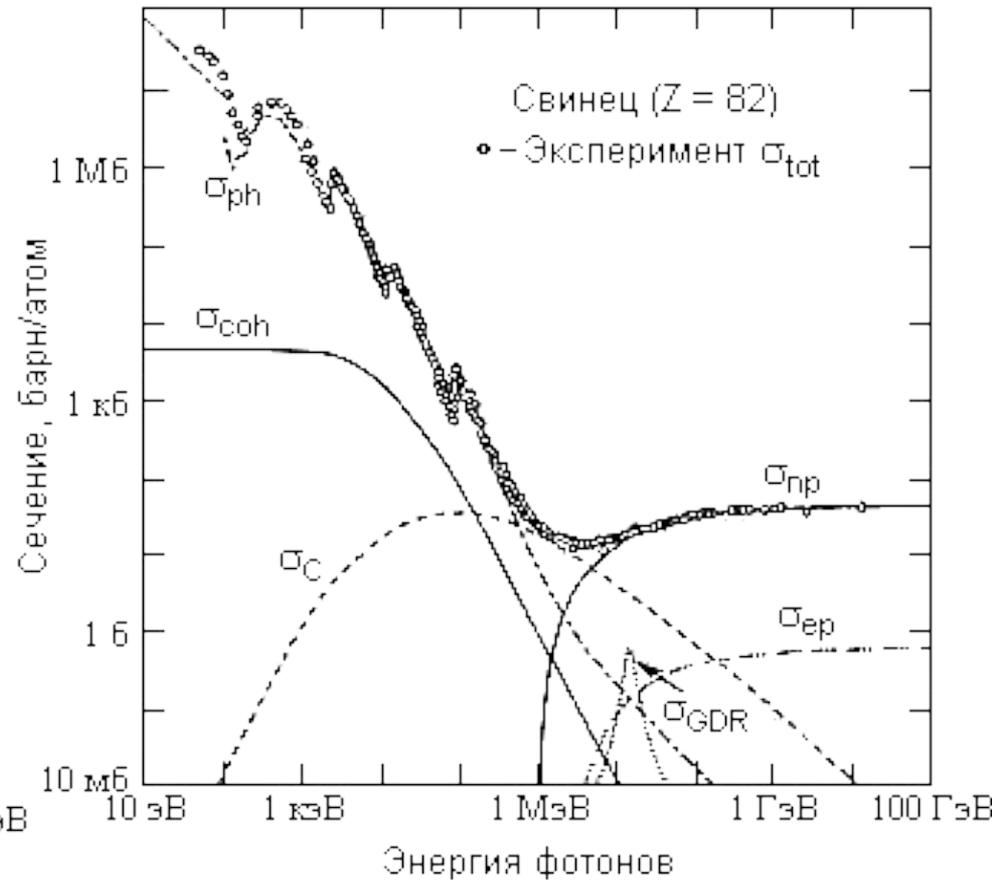
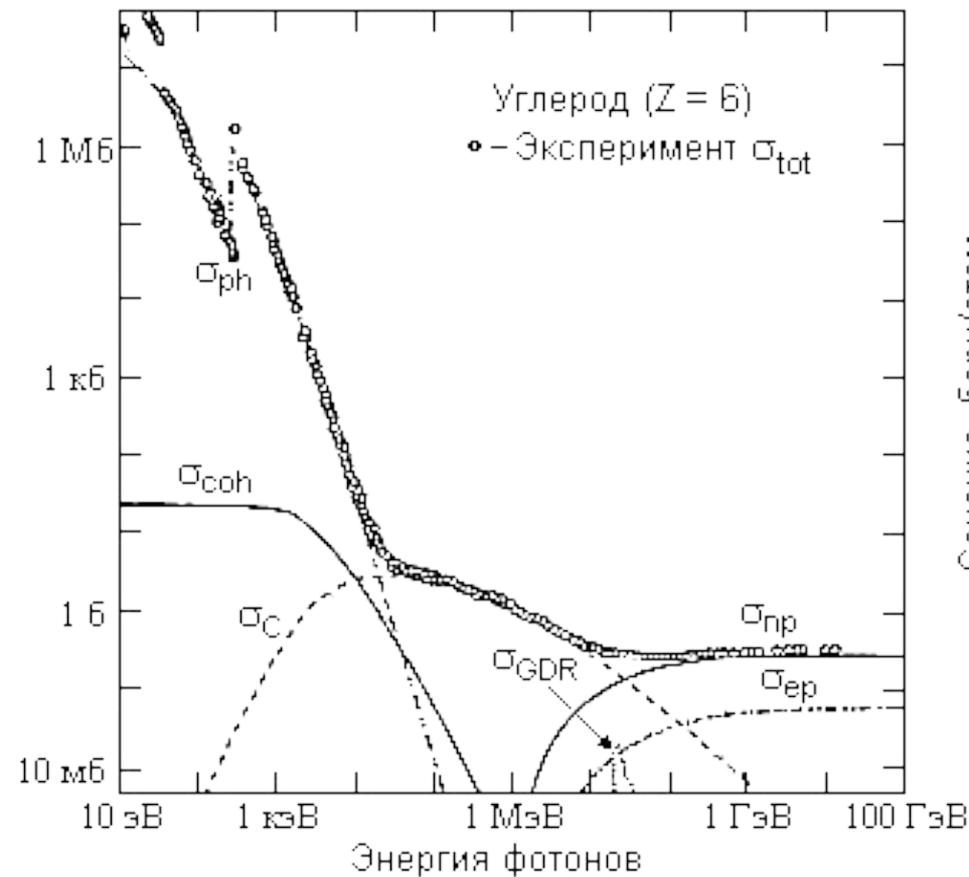
Эффективное сечение фотоэффекта является суммой эффективных сечений фотоэффекта на отдельных электронных оболочках атома.

Фотоэффект происходит с наибольшей вероятностью (около 80%) на электронах атомной оболочки, наиболее сильно связанной с ядром атома, т.е. на K-оболочке!

Зависимость сечения фотоэффекта от атомного номера Z вещества поглотителя: $\sim Z^5$. Фотоэффект является главным процессом в области малых энергий. Сечение фотоэффекта очень резко спадает с ростом энергии гамма-квантов

$$\sigma_{ph} = 1/E_\gamma^{7/2}$$

Зависимость сечений от энергии фотонов для углерода и свинца



Рассеяние фотонов. Эффект Комптона

Нобелевская премия

Американский физик А. Комптон (1892 — 1962), исследуя в 1923 г. рассеяние монохроматических рентгеновских лучей веществами с легкими атомами (парафин, бор), обнаружил, что в составе рассеянного излучения наряду с излучением первоначальной длины волны наблюдается также излучение более длинных волн. опыты показали, что разность

$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не зависит от длины волны λ падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только величиной угла рассеяния θ :

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_K \sin^2(\theta / 2) = \lambda_K (1 - \cos \theta)$$

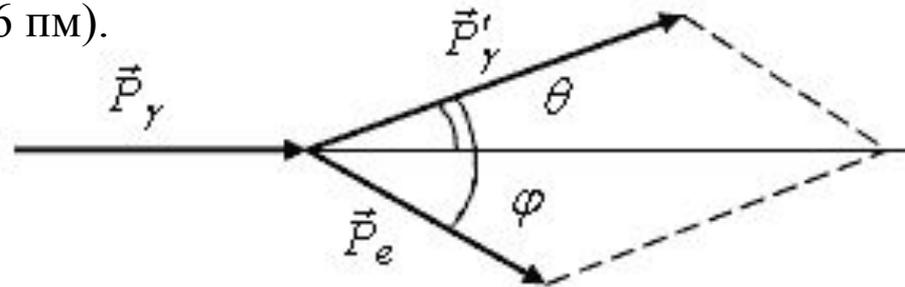
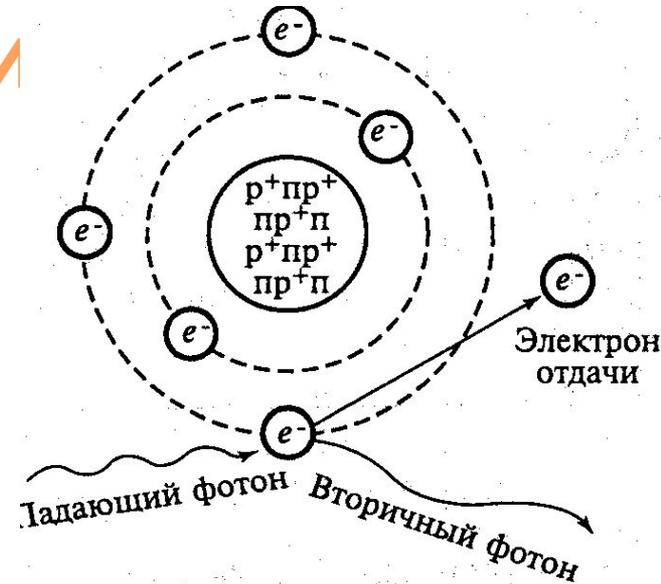
где λ' — длина волны рассеянного излучения,

λ_K — комптоновская длина волны

(при рассеянии фотона на электроне $\lambda_K = 2,426$ пм).

θ - угол между направлениями импульсов γ -квантов

Электрон можно считать свободным, если $E_\gamma \gg$ энергии связи электрона!



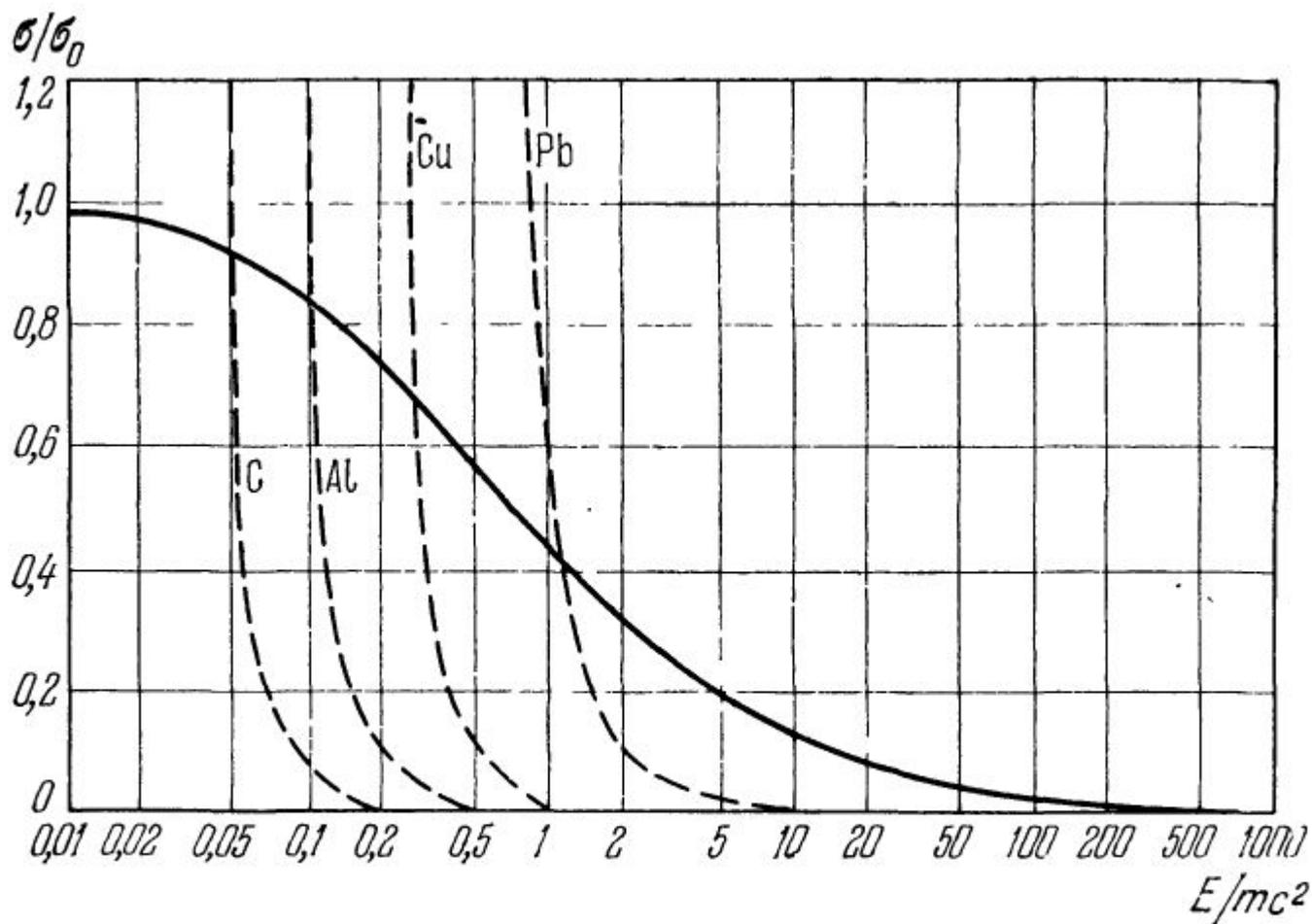


Рис. 8.7. Полные сечения комpton-эффекта (сплошная линия) и фотоэффекта (пунктирные линии) для различных веществ ($\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$).

Эффект Комптона

В результате комптон-эффекта вместо первичного фотона с энергией E_γ появляется рассеянный фотон с энергией $E'_\gamma < E_\gamma$, а электрон, на котором произошло рассеяние, приобретает кинетическую энергию $E_e = E_\gamma - E'_\gamma$. На рисунке показана схема рассеяния γ -квантов на электроне. Пользуясь законами сохранения импульса и энергии можно записать

где $m_e c^2 = 0.511$ МэВ – энергия покоя электрона, E_e – полная энергия электрона, E_γ и E'_γ – энергии падающего и рассеянного γ -квантов. Можно показать, что изменение длины волны γ -кванта при комптоновском рассеянии дается выражением $\lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos \theta)$,

Изменение длины волны при комптоновском рассеянии не зависит от λ и определяется лишь углом рассеяния γ -кванта. Кинетическая энергия электрона определяется соотношением

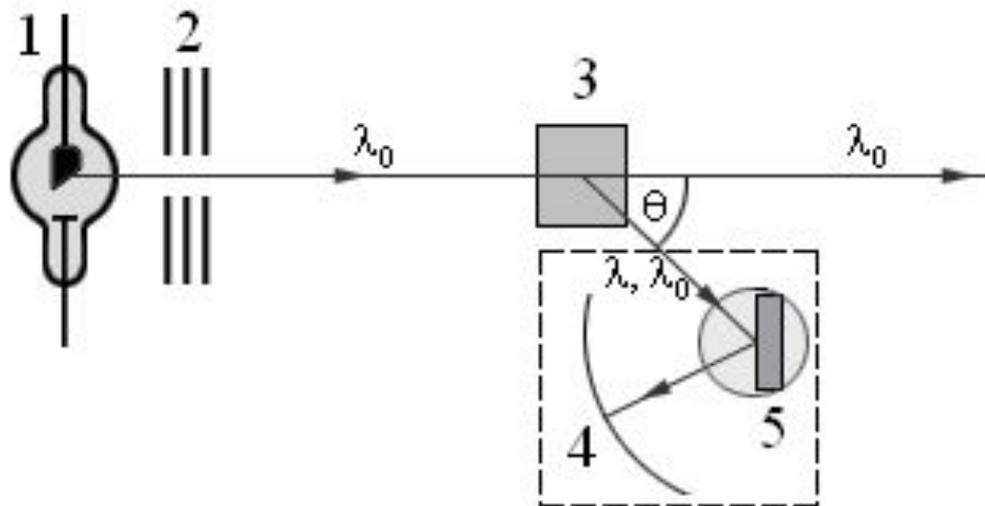
$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma \sin^2(\theta/2)}}.$$

Эффективное сечение рассеяния γ -кванта на электроне σ_C не зависит от характеристик вещества поглотителя. Формула для него имеет вид:

$$\sigma_C = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\},$$

где $r_e = e^2/(m_e c^2) = 2.8 \cdot 10^{-13}$ см, $\varepsilon = E_\gamma/(m_e c^2)$.

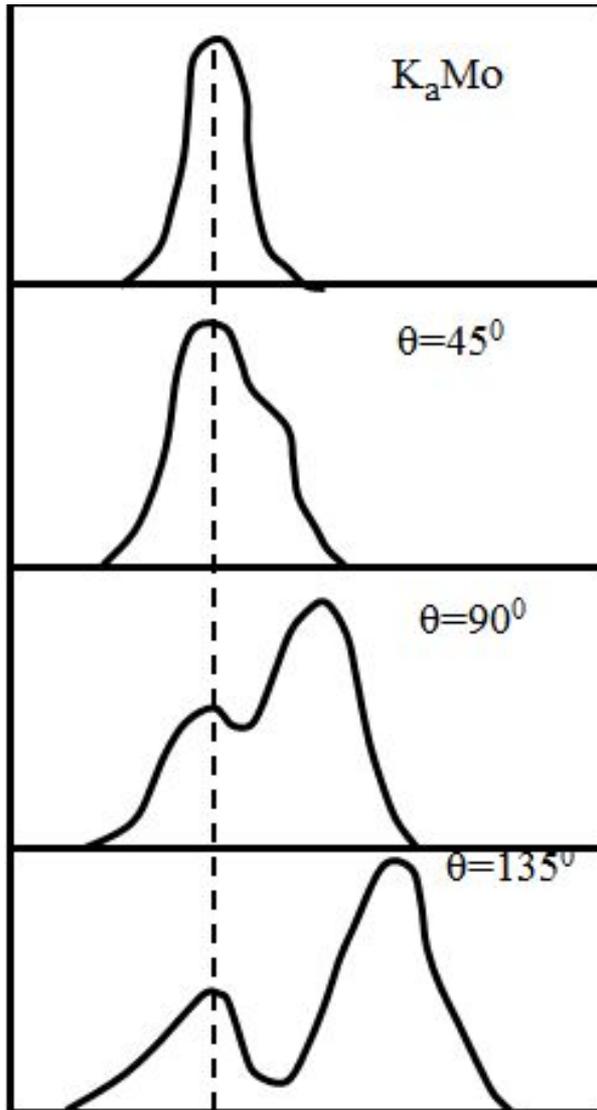
Эффект Комптона



Исходящее из рентгеновской трубки 1 монохроматическое (называемое характеристическим) рентгеновское излучение с длиной волны λ_0 , проходит через свинцовые диафрагмы 2 и в виде узкого пучка направляется на рассеивающее вещество – мишень 3. Излучение, рассеянное под некоторым углом θ , анализируется с помощью спектрографа рентгеновских лучей 4, в котором роль дифракционной решетки играет кристалл 5, закрепленный на поворотном столике.

Эффектом Комптона называется упругое рассеяние коротковолнового электромагнитного излучения (рентгеновского и γ -излучений) на свободных (или слабосвязанных) электронах вещества, сопровождающееся увеличением длины волны.

Итоги измерений Комптона



Спектры рассеянного излучения

Комptonовское рассеяние возникает при $h\nu \gg I_i$. В этом случае все электроны атома можно считать свободными.

Комptonовское рассеяние происходит в результате упругого столкновения фотона с электроном, причем фотон передает электрону часть своей энергии и импульса. Поэтому энергетические и угловые характеристики явления полностью определяются законами сохранения энергии и импульса для упругого удара $h\nu = h\nu' + T_e$

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

Из формулы Комптона следует, что:

Изменение длины волны при комptonовском рассеянии не зависит от λ и определяется лишь углом рассеяния γ -кванта!

Образование пары электрон–позитрон

Процесс образования пар происходит лишь в кулоновском поле частицы, получающей часть энергии и импульса.

$$E_{\gamma} \geq 2m_e c^2 + E_{я},$$

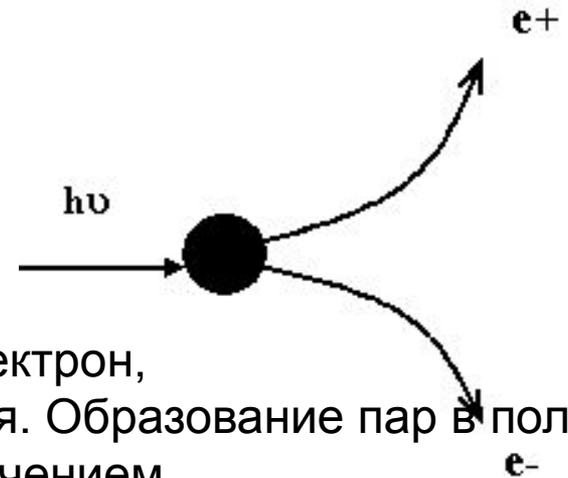
где $E_{я}$ - энергия отдачи ядра. Так как энергия отдачи ядра мала, то порог рождения пар $\sim 2m_e c^2 = 1.022$ МэВ.

В основном образование e^+e^- -пар происходит в кулоновском поле ядер и эффективное сечение этого процесса пропорционально Z^2 . Порог рождения пар в поле электрона равен $4m_e c^2$.

Можно приближенно определить **границы** областей энергии γ -квантов и значений Z , в которых наибольшее значение имеет тот или иной механизм взаимодействия γ -излучения с веществом.

Порог рождения пар в поле электрона равен $4m_e c^2$.

Это связано с тем, что энергию отдачи получает электрон, имеющий малую массу, и пренебречь ею уже нельзя. Образование пар в поле электрона характеризуется сравнительно малым сечением



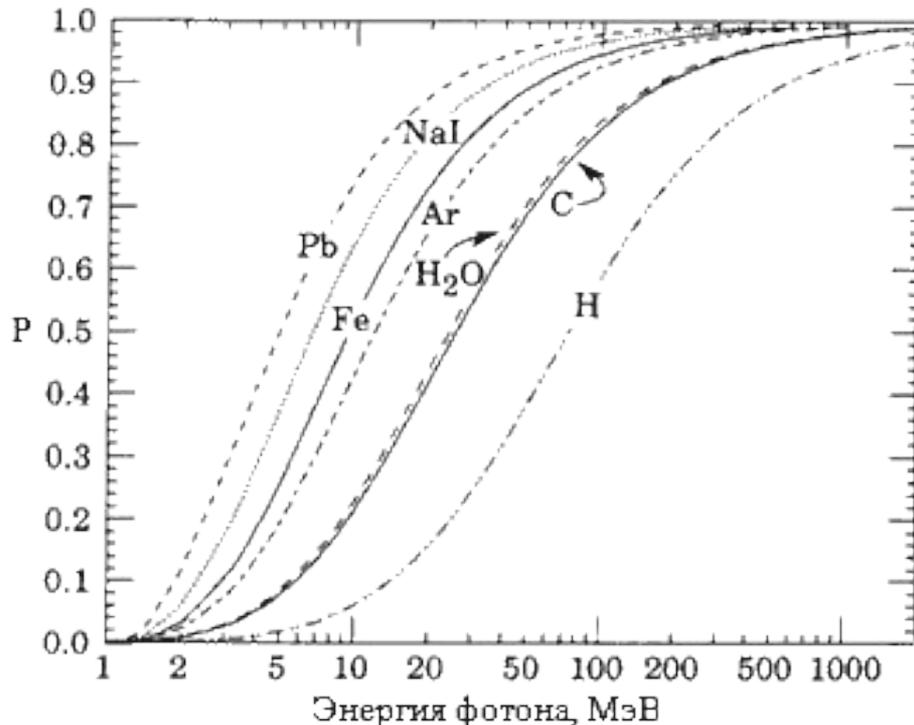
Образование пары электрон–позитрон

На рисунке показана вероятность P того, что фотон, взаимодействуя с веществом, образует электрон-позитронную пару. Видно, что вероятность образования электрон-позитронной пары растет с ростом энергии фотона и с увеличением заряда ядра (это видно также из рисунков 1 – 3).

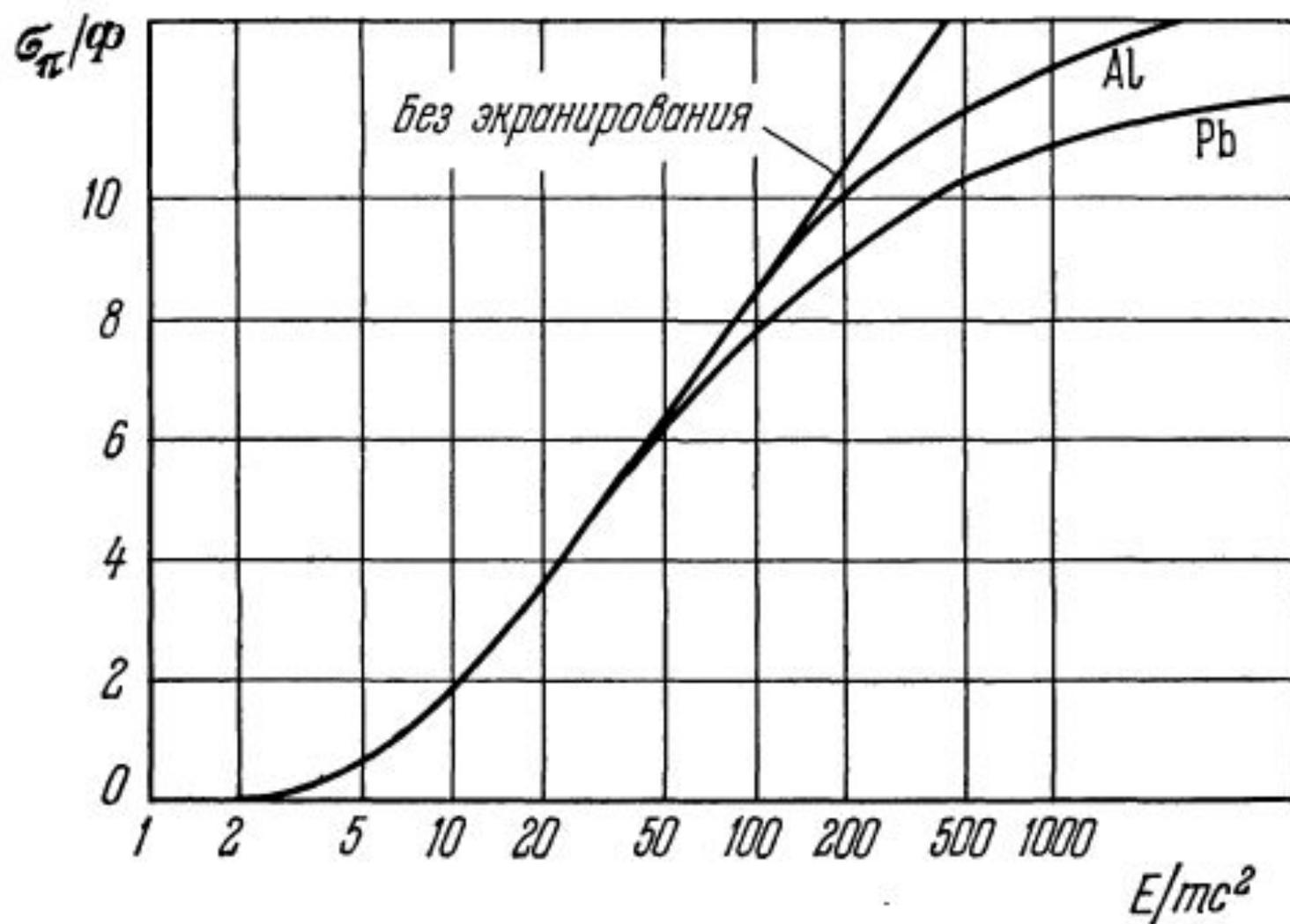
Приведём сечение образования электрон-позитронной пары в области энергий фотонов $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll m_e c^2(137/Z_2)$:

$$\sigma_p = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right).$$

$$\sigma_\pi \approx 0,08 Z^2 r_0^2$$



Зависимость вероятности образования пары от энергии фотона. Это сечение получено без учета экранирования, которое существенно при высоких энергиях.

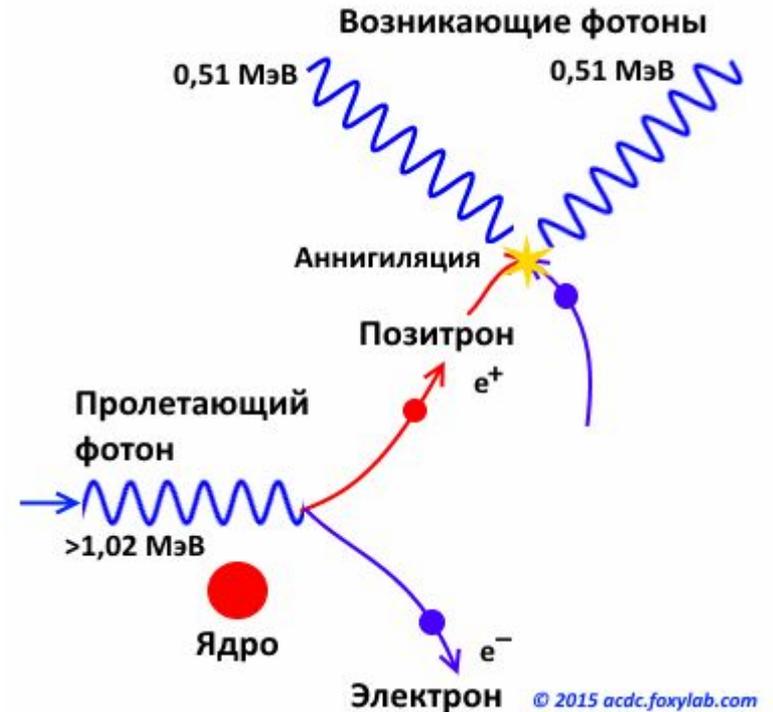


Зависимость эффективного сечения рождения пар на свинце и алюминии от энергии E γ -кванта $\left(\Phi = \frac{1}{137} Z^2 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = Z^2 \cdot 0,58 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \right)$.

□ В результате взаимодействия кванта излучения с **ядром атома**, квант исчезает и одновременно возникает пара частиц электрон-позитрон.

□ Позитрон аннигилирует с **электроном** среды, с образованием вторичных гамма-квантов

□ Вторичные гамма-кванты проходя через вещество теряют энергию за счет фотоэффекта или эффекта Комптона



ДИАПАЗОН ЭНЕРГИЙ

Комптон-эффект играет основную роль в ослаблении интенсивности излучения в алюминии в диапазоне $60 \text{ кэВ} < E_{\gamma} < 15 \text{ МэВ}$ и в свинце $0.7 \text{ МэВ} < E_{\gamma} < 5 \text{ МэВ}$.

Фотоэффект в алюминии наиболее существенно при $E_{\gamma} < 50 \text{ кэВ}$ и в свинце при $E_{\gamma} < 0.5 \text{ МэВ}$.

Образование пар доминирует над этими двумя процессами в алюминии при $E_{\gamma} > 15 \text{ МэВ}$ и в свинце при $E_{\gamma} > 6 \text{ МэВ}$.

Пример расчета интенсивности для различных коэффициентов поглощения

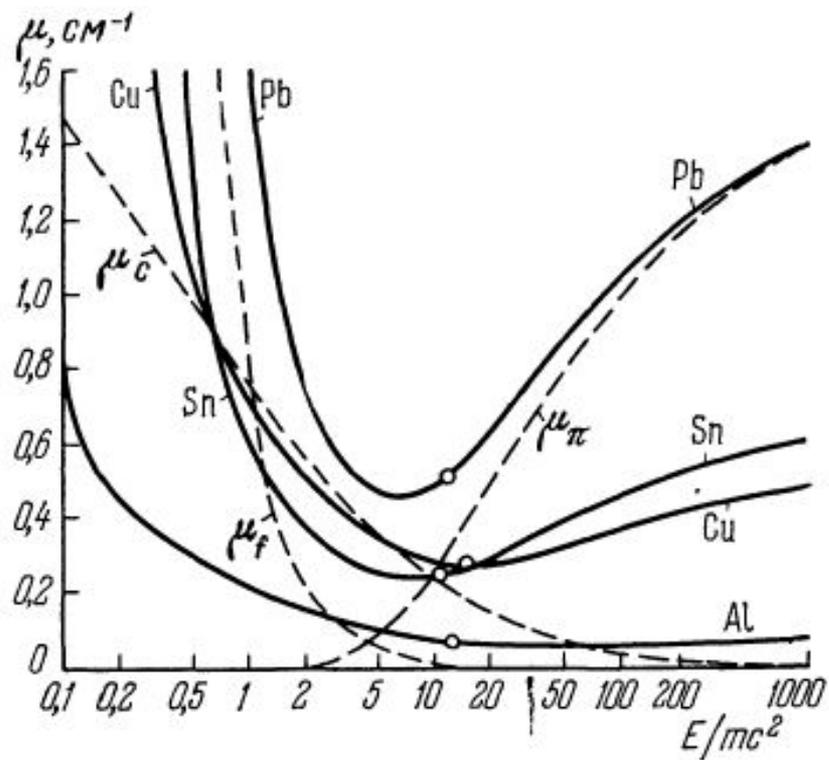


Рис. 8.9. Зависимость полного коэффициента μ поглощения фотонов от энергии в различных веществах.

$$\mu_1 := 1.6$$

$$\mu_2 := 0.6$$

$$\mu_3 := 1.2$$

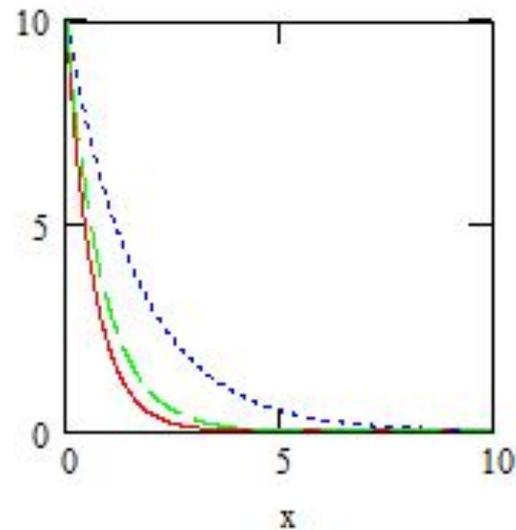
$$I_0 := 10$$

$$I(x, \mu) := I_0 \cdot \exp(-\mu \cdot x)$$

$$I(x, \mu_1)$$

$$I(x, \mu_2)$$

$$I(x, \mu_3)$$



Литература

1. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Краткий курс теоретической физики. Т. 2. Квантовая механика. – М. Наука. 1971.
2. Ситенко А.Г. Теория рассеяния. – Киев. “Вища школа”, 1975.
3. Фрауэнфельдер, Г. Субатомная физика. /Г. Фрауэнфельдер, Э. Хэнли. – М.: Мир. 1979.

**СПАСИБО ЗА
ВНИМАНИЕ!**