

Прохождение γ – излучения через вещество

Каждый фотон выбывает из падающего пучка в результате единичного акта

$$\Delta I = - \tau I \Delta x = - N \sigma I \Delta x$$

I – число γ -квантов, падающих на слой Δx

ΔI – число фотонов, выбывших из пучка

Δx – проходимая толщина вещества

τ – коэффициент пропорциональности (т.н. коэффициент поглощения)*,
характеризующий ослабление пучка при прохождении слоя Δx вещества

σ – полное сечение на 1 атом рассеяния или поглощения γ -квантов

N – число атомов поглотителя в 1см^3

Интенсивность пучка на толщине x поглотителя:

$$I(x) = I(0)\exp(-N\sigma x) = I(0)\exp(-\tau x)$$

x

τ, σ

[см], [г/см], [электрон/см²]

[1/см], [см²/г], [см²/электрон]

Определение зависимости величины τ от

- энергии фотонов
- поглощающего вещества

➤ Фотоэффект

➤ Комptonовское рассеяние электронами
в атомах

➤ Рождение γ -квантом в электрическом поле
пары электрон + позитрон

➤ Ядерный фотоэффект

Фотоэлектрический эффект

Фотон передает всю свою энергию связанному электрону, причем часть энергии расходуется на преодоление связи электрона с атомом, а оставшаяся часть превращается в кинетическую энергию электрона.

Электрон вылетает из атома с кинетической энергией

$$T = h\nu - I, *$$

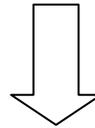
T – кинетическая энергия электрона

I – энергия ионизации той оболочки, на которой вначале находился электрон.

* - Энергия отдачи ядра пренебрежимо мала по сравнению с первоначальной энергией γ -кванта и T фотоэлектрона

Фотоэлектроны могут быть выбиты из любой оболочки атома

Свободный электрон не может поглотить фотон и стать фотоэлектроном, необходимо наличие третьего тела, ядра



Вероятность фотоэлектрического поглощения растет с увеличением энергии связи электрона

При энергиях, превышающих энергию связи К- и L- оболочек, поглощение во внешних оболочках ничтожно

Если энергия фотоэлектрона много больше, чем энергия связи для К-оболочки, может быть использовано борновское приближение:

$$Ze^2/\hbar v \ll 1$$

Коэффициент поглощения для фотоэффекта на К-оболочке:

$T \ll m_0 c^2$ (Нерелятивистский случай)

$$\sigma_K \sim \frac{Z^5}{(E_\gamma)^{7/2}}$$

$T \gg m_0 c^2$ (Релятивистский случай)

$$\sigma_K \sim \frac{Z^5}{E_\gamma}$$

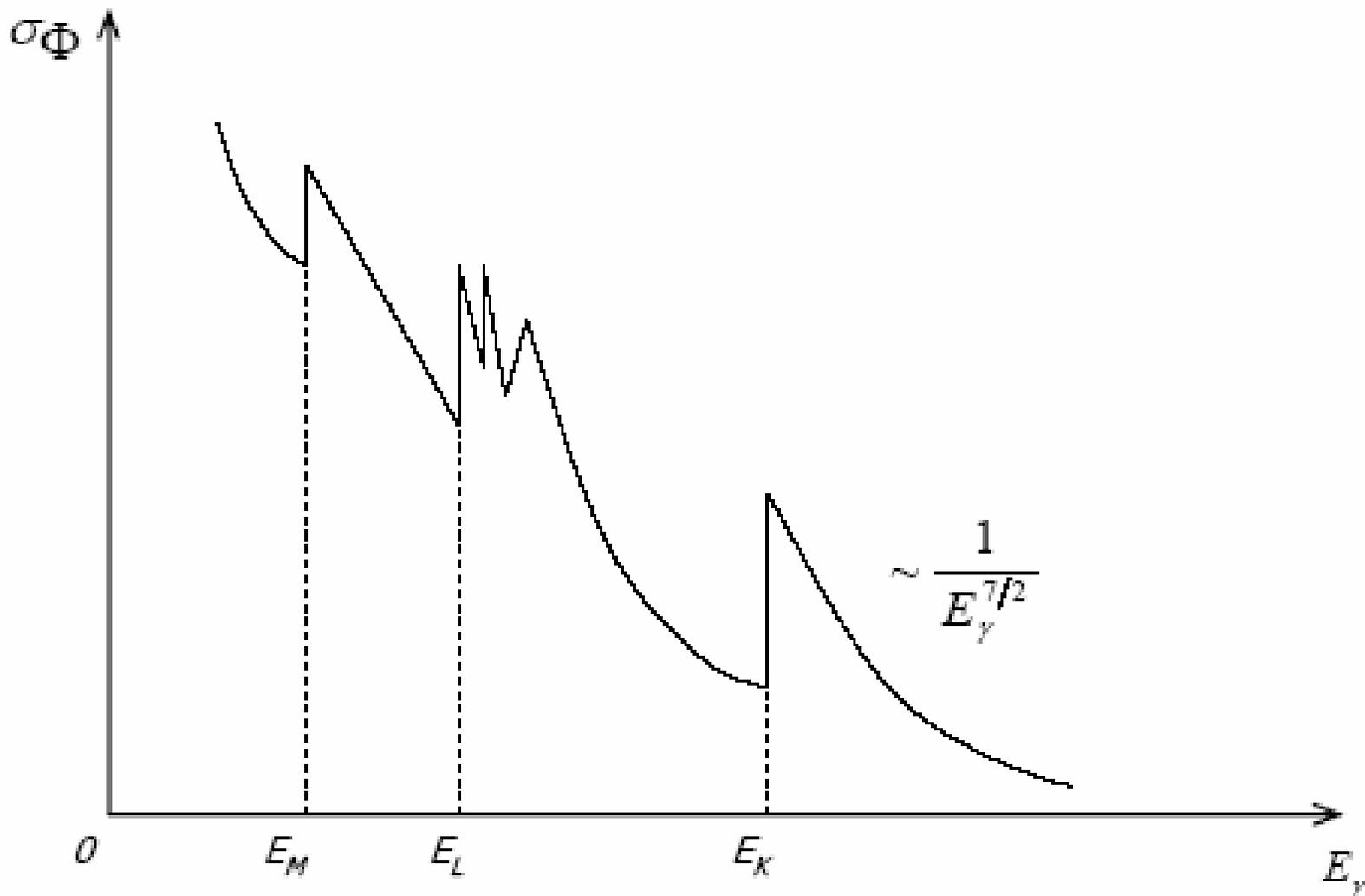


Рис.1. Зависимость сечения фотоэффекта от энергии γ -излучения

Фотоэффект на какой-либо внутренней оболочке



Атом возбуждается



- Рентгеновские лучи
- Эффект Оже

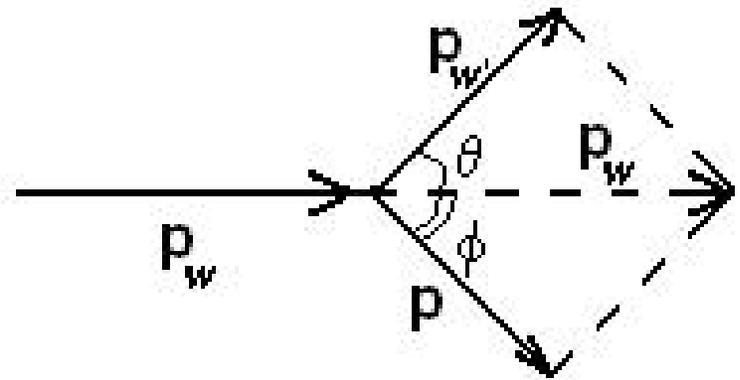
Эффект Оже: передача энергии возбуждения атома одному из его электронов, который в результате этого покидает атом.

Комптоновское рассеяние

Рассеяние γ -кванта на свободном электроне:

$$\mathbf{P}_w = \mathbf{P}_{w'} + \mathbf{P}$$

$$m_0c^2 + h\nu = h\nu' + mc^2$$



\mathbf{P}_w и $\mathbf{P}_{w'}$ – импульсы первичного и рассеянного квантов

\mathbf{P} – импульс электрона,

m - полная масса электрона

Из законов сохранения получим:

$$k' = \frac{k}{1 + k(1 - \cos \theta)}$$

$$k = hw/m_0c^2, \quad k' = hw'/m_0c^2$$

Для очень малых углов рассеяния, $k(1-\cos\theta) \ll 1$

$$k' \sim k$$

Для больших углов рассеяния, $k(1-\cos\theta) \gg 1$,

$$k' = \frac{k}{1 - \cos \theta}$$

При больших θ независимо от энергии первичного кванта энергия рассеянного кванта всегда будет порядка m_0c^2

Кинетическая энергия электрона после рассеяния (энергия отдачи):

$$\frac{T}{m_0c^2} = \frac{2k^2}{(1 + 2k) + (1 + k)^2 \operatorname{tg}^2 \phi}$$

Приобретаемая электроном энергия достигает максимума при $\phi = 0$

$$\frac{T_{\max}}{h\nu} = \frac{2k}{1 + 2k}$$

При $k \gg 1$ имеем

$$\frac{T_{\max}}{h\nu} \sim 1$$

При большой частоте первичного кванта почти вся его энергия
Переходит в кинетическую энергию электрона

Соотношение между углами:

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}}{1+k}$$

Дифференциальное эффективное сечение рассеяния γ -кванта на свободном электроне, усредненное по всем направлениям поляризации рассеянного излучения:

$$d\sigma_c = \frac{\alpha^2 \lambda_0^2}{4} \frac{k'^2}{k^2} \left[\frac{k'}{k} + \frac{k}{k'} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \delta \right] d\Omega$$

δ – угол между направлением поляризации первичного фотона и плоскостью, в которой лежат векторы $\mathbf{P}_w, \mathbf{P}_w', \mathbf{P}$

$$k = h\nu/m_0c^2, \quad k' = h\nu'/m_0c^2$$

Если первичное излучение не поляризовано, то усредняя по δ :

$$d\sigma_c = \frac{\alpha^2 \lambda_0^2}{2} \frac{k'^2}{k} \left[\frac{k'}{k} + \frac{k}{k'} - \sin^2 \theta \right] d\Omega$$

$k \ll 1$

$$d\sigma_c = \frac{\alpha^2 \lambda_0^2}{2} [1 + \cos^2 \theta] d\Omega$$



$$k(1 - \cos \theta) \ll 1$$

$$(d\sigma_c)_{\text{бол}} = \alpha^2 \lambda_0^2 d\Omega$$

$k \gg 1$



$$k(1 - \cos \theta) \gg 1$$

$$(d\sigma_c)_{\text{бол}} = \frac{\alpha^2 \lambda_0^2}{2} \frac{d\Omega}{k(1 - \cos \theta)}$$

Так как $\frac{1}{k(1 - \cos \theta)} \ll 1$, то $\frac{(d\sigma_c)_{\text{мал}}}{(d\sigma_c)_{\text{бол}}} \gg 1$

Вероятность рассеяния на малые углы в случае $k \gg 1$ во много раз превосходит вероятность рассеяния на большие углы.

Практически все рассеянное излучение можно считать сосредоточенным в конусе с углом раствора

$$\theta \approx \frac{m_0 c^2}{h\nu}$$

При малых энергиях квантов величина σ практически постоянна.

При очень больших энергиях эффективное сечение для комптон-эффекта убывает обратно пропорционально k

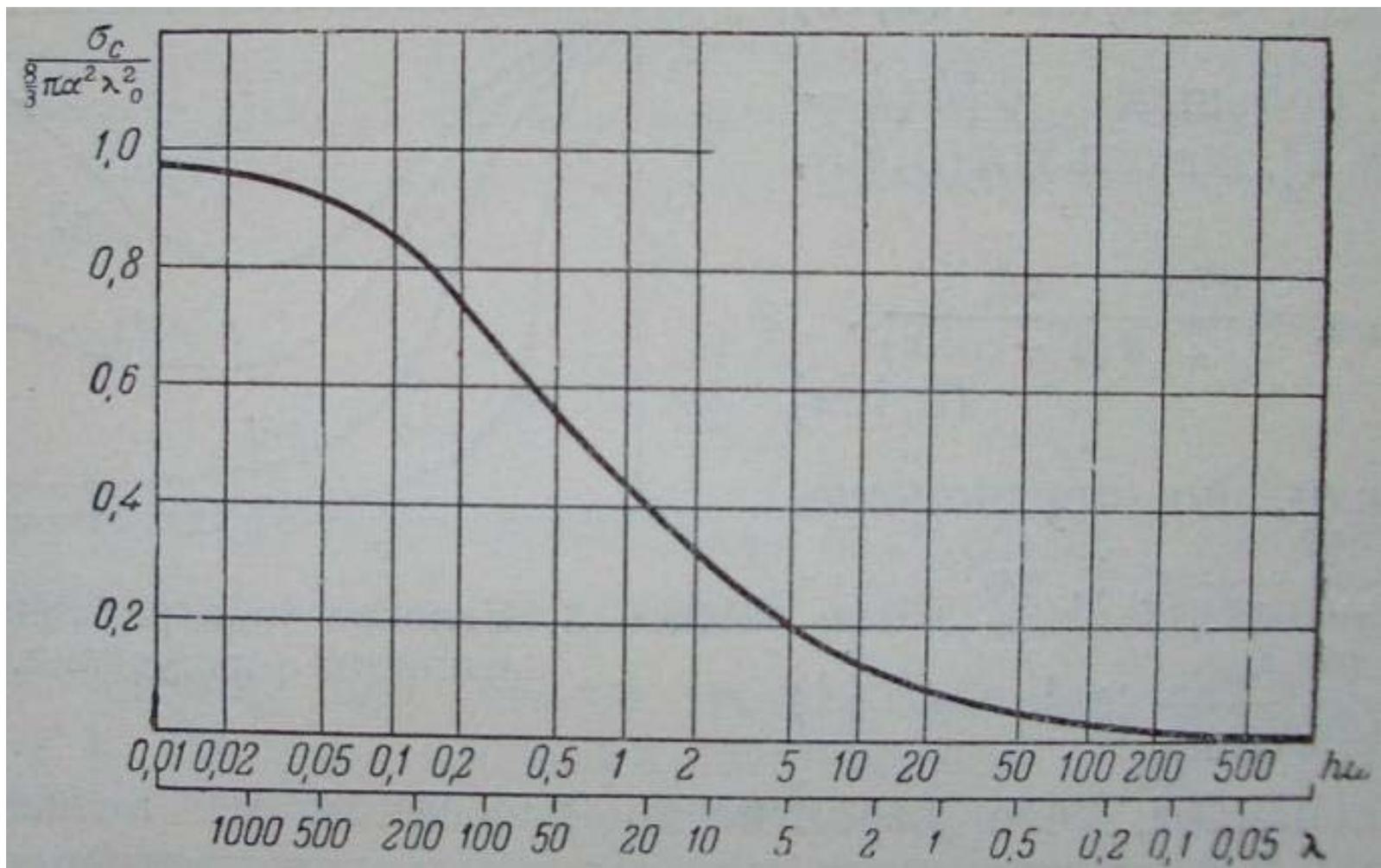


Рис. 2. Зависимость эффективного сечения комптоновского рассеяния от энергии фотона

Проникающее через большие толщины вещества γ -излучение обычно испытывает значительное число актов рассеяния, в каждом из которых происходит небольшая потеря энергии и небольшое изменение направления.

Состав пучка γ -лучей при прохождении через вещество меняется:

Первоначальные кванты с данной энергией и импульсом



Электроны отдачи



Рассеянные кванты

Образование пар

Фотон исчезает в поле ядра или электрона и рождается пара электрон + позитрон

Полная энергия пары равна энергии $h\nu$ падающего γ -кванта, а сумма кинетических энергий T равна полной энергии $h\nu$ минус энергия покоя:

$$T = h\nu - 2mc^2$$

Образование пар в поле ядра:

$$h\nu = 2m_0c^2 + O\left(\frac{h\nu}{Mc^2}\right)$$

M – масса ядра

Энергией отдачи можно пренебречь, т.к. масса ядра велика

Образование пар в поле электрона:

$$h\nu = 4m_0c^2$$

Полное эффективное сечение:

$$\sigma_{\text{п}} \sim Z^2$$

Распределение позитронов и электронов по энергиям в борновском приближении симметричное.

Экспериментально получаем, что распределение несимметрично с избытком позитронов больших энергий*

* - Этот эффект имеет значение, если полная кинетическая энергия пары не намного превышает энергию связи электрона с ядром.

Образование пар в поле атомных электронов

Атомные электроны могут получить большую отдачу. При этом возникнет «триплет» образованный одним позитроном и двумя электронами.

Один из электронов имеет гораздо большую энергию, чем другой.

Удается идентифицировать один из электронов, с большей энергией,
Как электрон пары

Более медленный электрон – электрон отдачи, в поле которого произошло
Образование пары.

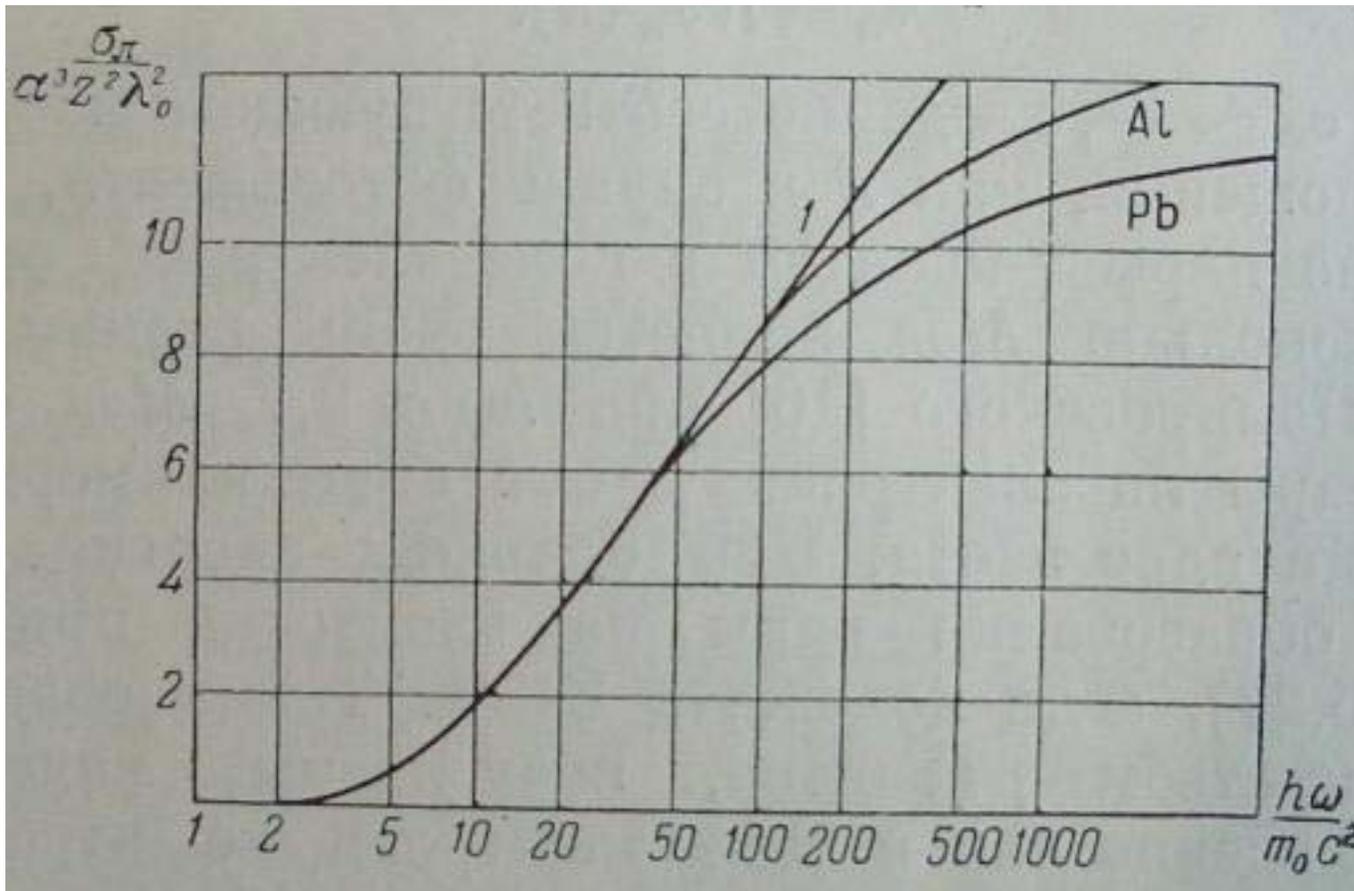
Полное эффективное сечение:

$$mc^2 \ll h\nu \ll 137 mc^2 Z^{-1/3}$$

$$\sigma_{\pi} = \alpha^3 \lambda_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln 2k - \frac{218}{17} \right]$$

$$h\nu \gg 137 mc^2 Z^{-1/3}$$

$$\sigma_{\pi} = \alpha^3 \lambda_0^2 Z^2 \left[\frac{28}{9} \ln(183 \cdot Z^{-1/3}) - \frac{218}{17} \right]$$



**Рис.3. Зависимость полного эффективного сечения для
Образования пар от энергии фотона**
(Кривая, проходящая выше всех других – сечение без учета
Экранирования кулоновского поля ядра атомными электронами)

Суммарное эффективное сечение:

$$\sigma = Z\sigma_c + \sigma_f + \sigma_\pi$$

σ_f, σ_π – рассчитаны на один атом

σ_c – рассчитан на один электрон

Полный линейный коэффициент ослабления:

$$\tau = \tau_f + \tau_c + \tau_\pi$$

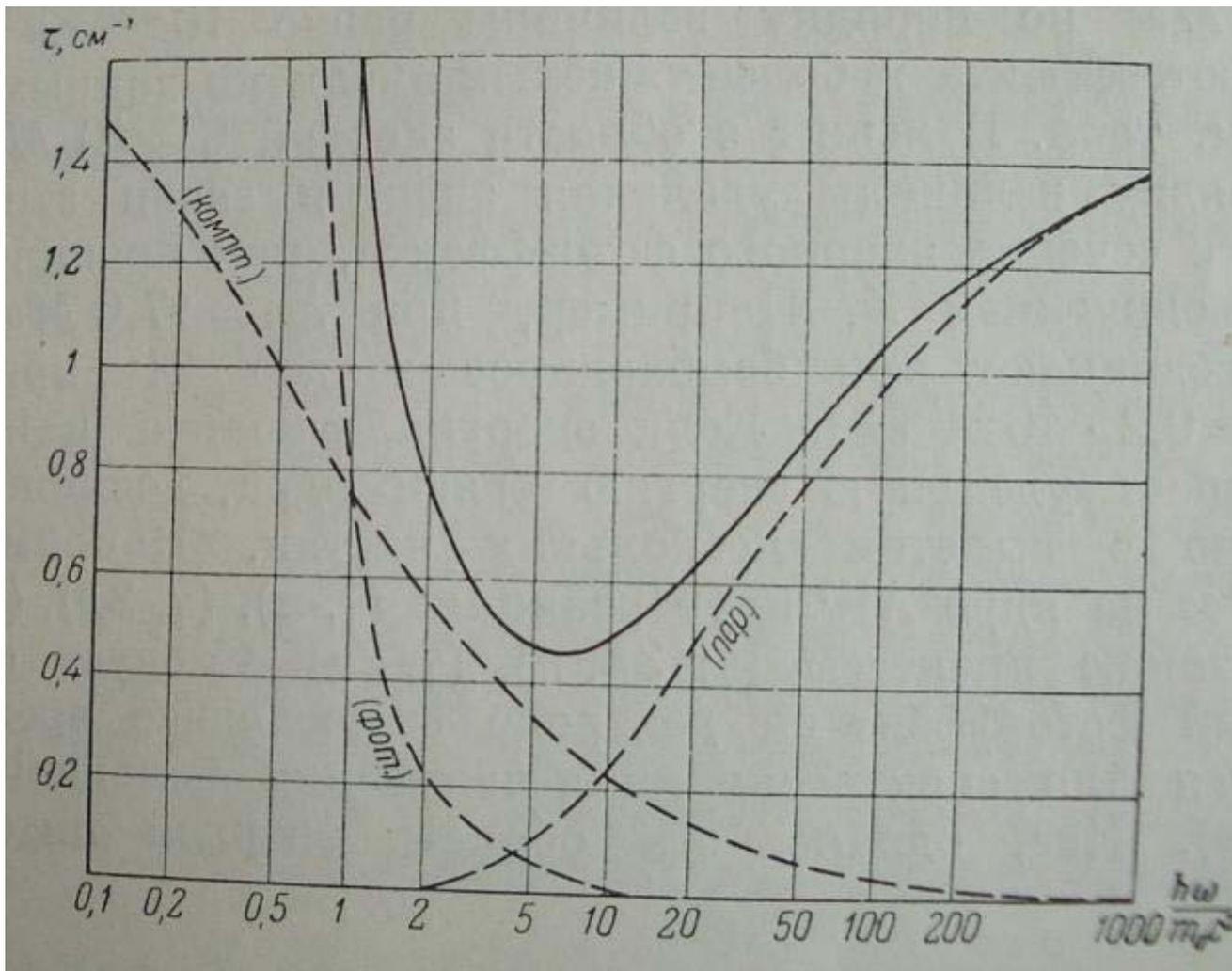


Рис.5 Зависимость полного коэффициента поглощения γ -излучения в различных средах от энергии

Список используемой литературы

- ✓ Сегре. Экспериментальная ядерная физика
- ✓ Зигбан. Бетта- и Гамма- спектроскопия
- ✓ Грошев, Шапиро. Спектроскопия атомных ядер