

Механизмы регистрации фотонов

Лекция 2. Детекторы

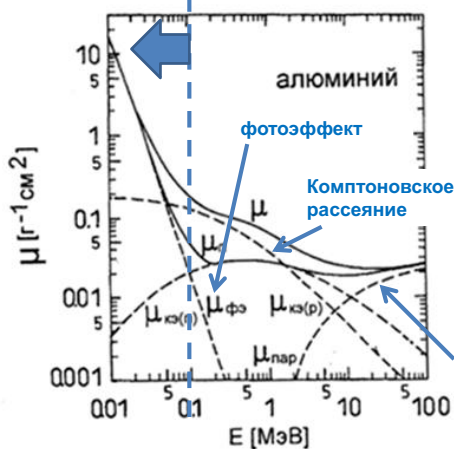
- 1) Механизмы взаимодействия фотонов и нейтронов с веществом
- 2) Взаимодействие заряженных частиц (вторичного излучения) с веществом
 - Электроны
 - Тяжелые частицы: p, α...
- 3) Детекторы
 - Типы и особенности
 - Режимы работы
- 4) Базовые характеристики детекторов
 - Эффективность регистрации
 - Энергетическое разрешение
 - Пространственное разрешение
 - Временные характеристики

Полный коэффициент ослабления

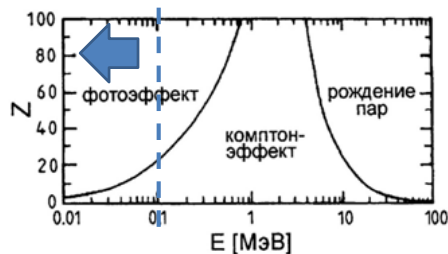
При прохождении пучка через вещество полный коэффициент ослабления – есть сумма всех эффектов

$$\mu = \mu_{\text{ФЭ}} + \mu_{\text{КР}} + \mu_{\text{П}} \quad \mu = 1/\lambda$$

Энергии СИ



Диапазоны преобладания процессов

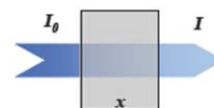


Образование пар

Онлайн база данных:
http://www.nist.gov/pml/data/xray_gammaarray.cfm

Основные процессы взаимодействия

При взаимодействии фотона с атомом, он либо поглощается либо рассеивается на большой угол



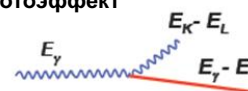
$$I = I_0 \exp(-x/\lambda)$$

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma}$$

x : Толщина материала
 λ : Длина своб. пробега
 σ : Полное сечение взаимодействия
 N : Концентрация в-ва

3 основных канала взаимодействия фотонов

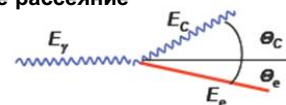
Фотоэффект



Сечение каждого механизма взаимодействия существенно зависит от энергии фотона

$E_\gamma < 100 \text{ кэВ}$

Комптоновское рассеяние



$E_\gamma \text{ до } 1 \text{ МэВ}$

Образование пар



$E_\gamma > 1 \text{ МэВ}$

ФЭ: Эмиссия вторичного электрона



Регистрация фотонов

ЭНЕРГИЯ ФОТОНОВ - Определяет основной механизм взаимодействия

1) низкие энергии: $I_0 < E_\gamma < 100$ кэВ

Фотоэффект: $\gamma + \text{атом} \rightarrow \text{атом}^+ + e^-$ (поглощение фотона)

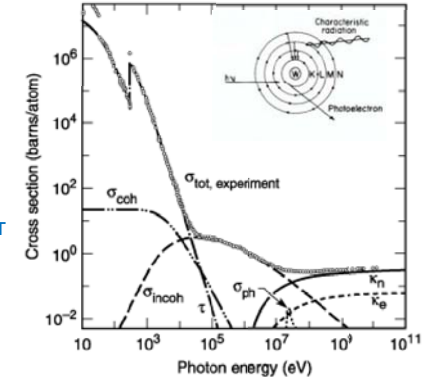
$$E_e = E_\gamma - W(K, L, \dots),$$

W – энергия связи электрона K, L, ... -оболочки

$$\text{А) } \sigma_{\text{ФЭ}} = \text{const} \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}} \quad W < h\nu < m_e c^2$$

$$\text{Б) } \sigma \sim Z^5 / E_\gamma \quad h\nu > m_e c^2$$

ФЭ может идти на любой атомной оболочке, но если энергия фотона превышает энергию связи на K-оболочке ($W(K)$), то ФЭ идет преимущественно с вырыванием K-электрона.



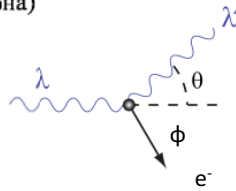
При энергии γ -квантов существенно большей энергии связи электронов в атоме можно считать, что рассеяние фотонов происходит на свободных электронах.

2) средние энергии: $E_\gamma \approx 1$ МэВ ($E_\gamma \gg W$)

Комптонское рассеяние: $\gamma + e^- \rightarrow \gamma' + (e^-)'$ (рассеяние фотона)

энергия фотона: $E_e = h\nu - h\nu'$

$$v'/v = \frac{1}{1 + k(1 - \cos\theta)} \quad \text{или} \quad \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad \lambda = \frac{hc}{E_\gamma}$$



энергия электрона: E_e и угол эмиссии ϕ

$$E_e = h\nu \frac{k(1 - \cos\theta)}{1 + k(1 - \cos\theta)} \quad \text{ctg}\phi = (1+k)\text{tg}(\theta/2), \quad k = \frac{h\nu}{m_e c^2}$$

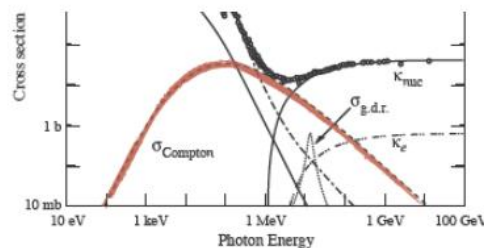
Для высоких энергий

$$E_e(\text{min}) = 0 \quad (\phi = \pi/2, \theta = 0); \quad \sigma_{\text{КР}} \sim \frac{\ln(E_\gamma) Z}{E_\gamma} \rightarrow E_\gamma \gg m_e c^2 \quad \sigma \sim \frac{\ln(k)}{k} Z$$

$$E_e(\text{max}) = \frac{2k^2}{1+2k} \quad (\phi=0, \theta=\pi)$$

Для низких энергий часто применяется формула Клейна-Нишина

$$E_\gamma \ll m_e c^2 \quad \sigma \sim 1 - 2k$$

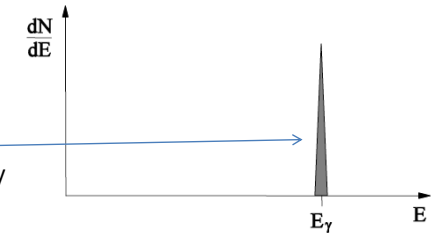


Амплитудный спектр ФЭ

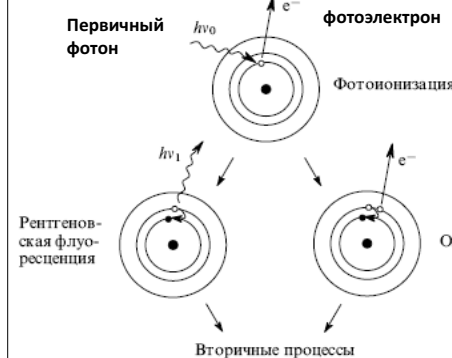
• Фотоэлектрон обычно поглощается в детекторе на коротких расстояниях, т.е. имеет малую длину свободного пробега.

• Если вся энергия электрона поглощается детектором, то на амплитудном спектре мы должны увидеть узкий «фото-пик»

• Однако вторичные процессы «портят» картину



Снятие возбуждения с атома



1) **Оже эффект** – безызлучательный процесс с испусканием электрона

$$E_e(\text{Оже}) = E_K - E_{L_1} - E_{L_2} \quad \text{для перехода } KL_1L_2$$

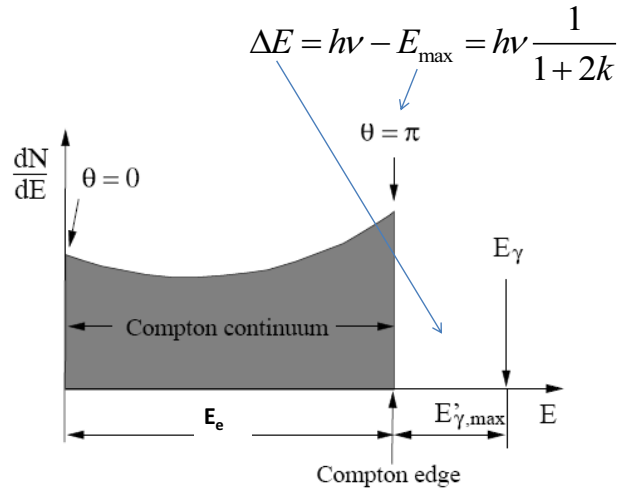
$$E_e(\text{Оже}) = 50-3000 \text{ эВ } (\sim E_{\text{связи}})$$

2) **Флуоресценция** – испускание гамма-кванта(-ов) с характерной энергией для данного вещества

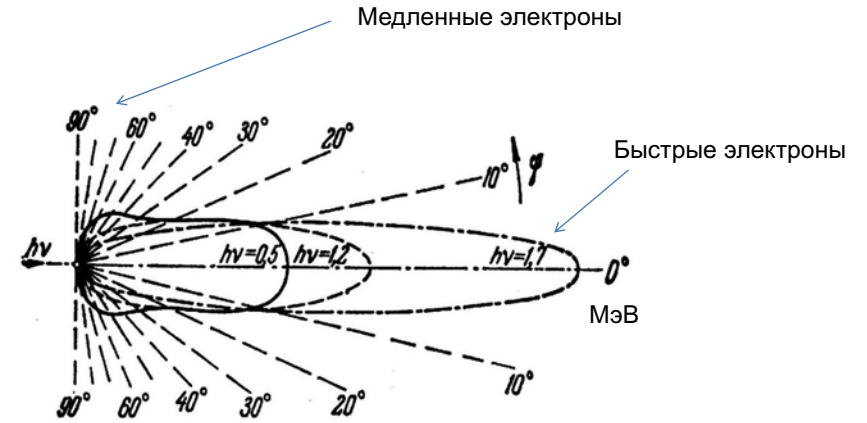
$$h\nu_1 = E_1 - E_2$$

Спектр КР – непрерывный, т.к. фотон многократно рассеивается до поглощения

- При КР часть энергии всегда уносит фотон.
- Поэтому если фотон полностью не поглотится в детекторе, то часть его энергии будет утеряна.



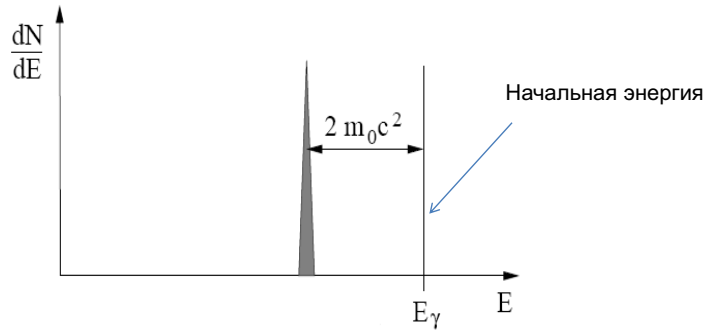
КР: Угловое распределение вторичных электронов



Из закона сохранения энергии также следует, что при рождении электрон-позитронной пары **суммарная энергия, которая может быть зарегистрирована** составляет

$$E = h\nu - 2m_e c^2 = E^+ + E^-$$

Спектр Э/П пар при поглощении обеих частиц



Рождение электрон-позитронных пар происходит в электрическом поле ядер, при этом фотон исчезает, а его энергия передается электрону, позитрону и ядру (энергия отдачи).

Рождение пар : $\gamma + \text{ядро} \rightarrow e^+ + e^- + \text{ядро}$ (поглощение фотона)

Из закона сохранения энергии (пренебрегая энергией, переданной ядру):

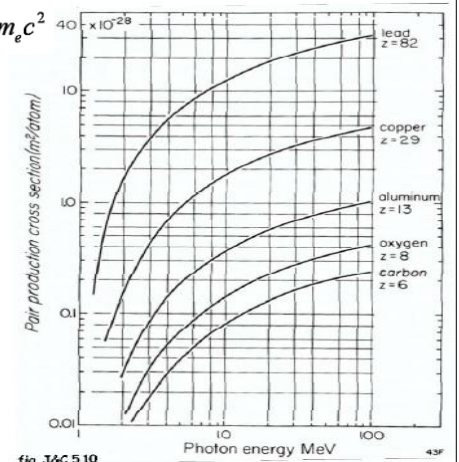
$$h\nu = E_{\text{полн}}(-) + E_{\text{полн}}(+) = E_{\text{кин}}(-) + E_{\text{кин}}(+) + 2m_e c^2$$

➔ поэтому энергетический порог реакции

$$E_{\gamma} > 2m_e c^2 = 1.022 \text{ МэВ}$$

$$\sigma_{\text{ЭП}} \sim Z^2 \left(c_1 \ln \frac{c_2}{Z} - c_3 \right)$$

c_i - константы

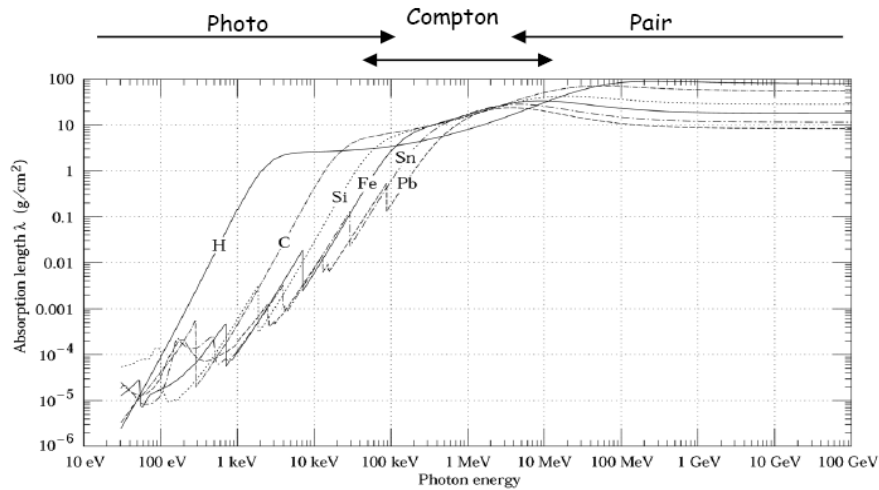


Длина свободного пробега фотонов

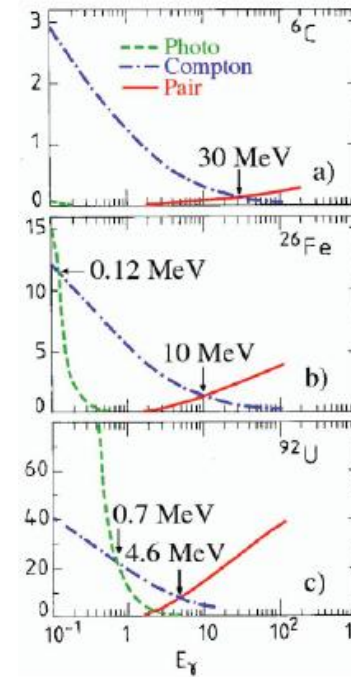
Ослабление пучка фотонов в веществе $I = I_0 \exp(-\mu x)$

Массовый коэффициент ослабления $\mu = \frac{N_a}{A} \sum_i \sigma_i$ (см²/г)

Толщина поглотителя $\{x\} = \tau/\text{см}^2$, длина своб. пробега $\lambda = 1/\mu$



Зависимость сечений от Z



Z

ФЭ: $\sigma \sim Z^5$
 КР: $\sigma \sim Z$
 ЭПП: $\sigma \sim Z^2$

Для регистрации фотонов
 выгодно применять
 материалы с высоким Z!

Поглощенная энергия фотонов может идти на

- 1) ионизацию:
 - образование электрон-ионных пар (20-40 эВ)
 - электронов и дырок в п/п (1-5 эВ)
- 2) Возбуждение атомов с эмиссией фотонов (~20 эВ)
- 3) Генерацию фононов (~мэВ):
 - вибрация крист. решетки и нагрев поглощающего материала
- 4) Химические реакции в поглощающем материале

Все эти эффекты могут применяться для регистрации фотонов!

Толщина детектора и энергия фотонов

Количество поглощенных фотонов

$$f = 1 - \exp(-\mu x)$$

10 кэВ фотоны в Si:

$$\mu = 10^2 \text{ см}^{-1}$$

$$x = 300 \text{ мкм}$$

$$\mu x = 3, f = 0.95$$

(Фотопоглощение)

1 МэВ фотоны в Si:

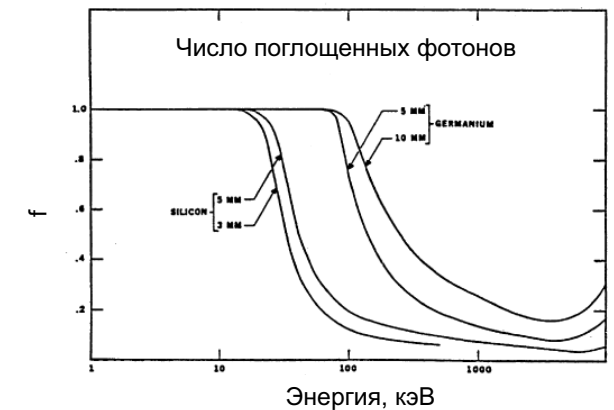
$$\mu = 10^{-1} \text{ см}^{-1}$$

$$x = 30 \text{ мм}$$

$$\mu x = 3, f = 0.95$$

(Комптоновское рассеяние)

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{A} \sigma$$



→ Эффективность выше для Ge (выше Z)

Ядерные реакции, применяемые для регистрации нейтронов

I. Реакции (n, p), (n, α) $\sigma \sim 1/v$

- 1) ${}^3\text{He} + n \rightarrow p$ (573 кэВ) + T (191 кэВ) $\sigma=5333$ барн для $E=0.025$ эВ ($\lambda=1.8$ Å)
- 2) ${}^6\text{Li} + n \rightarrow \alpha$ (2.05 МэВ) + T (2.75 МэВ) $\sigma=940$ барн
- 3) ${}^{10}\text{B} + n \rightarrow {}^7\text{Li}^* + \alpha \rightarrow {}^7\text{Li}$ (0.83 МэВ) + α (1.47 МэВ) + γ (0.48 МэВ) (93%)
 $\rightarrow {}^7\text{Li}$ (1.0 МэВ) + α (1.8 МэВ) (7%)
 $\sigma=3837$ барн

II. Реакции радиационного захвата (n, γ)

- 4) ${}^{155}\text{Gd} + n \rightarrow {}^{156}\text{Gd}^* \rightarrow {}^{156}\text{Gd} + x^*\gamma + 7.9$ МэВ \rightarrow конв. эл-ны: 39-199 кэВ
 $\sigma \sim 60900$ барн
- 5) ${}^{157}\text{Gd} + n \rightarrow {}^{158}\text{Gd}^* \rightarrow {}^{158}\text{Gd} + x^*\gamma + 8.5$ МэВ \rightarrow конв. эл-ны: 29-182 кэВ
 $\sigma \sim 254000$ барн

III. Деление тяжелых ядер (n, f)

- 6) ${}^{235}\text{U} + n \rightarrow$ фрагменты распада + 80 МэВ $\sigma=583$ барн
- 7) ${}^{239}\text{Pu} + n \rightarrow$ фрагменты распада + 80 МэВ $\sigma=748$ барн

Для регистрации БН используется упругое/неупругое рассеяние n на ядрах

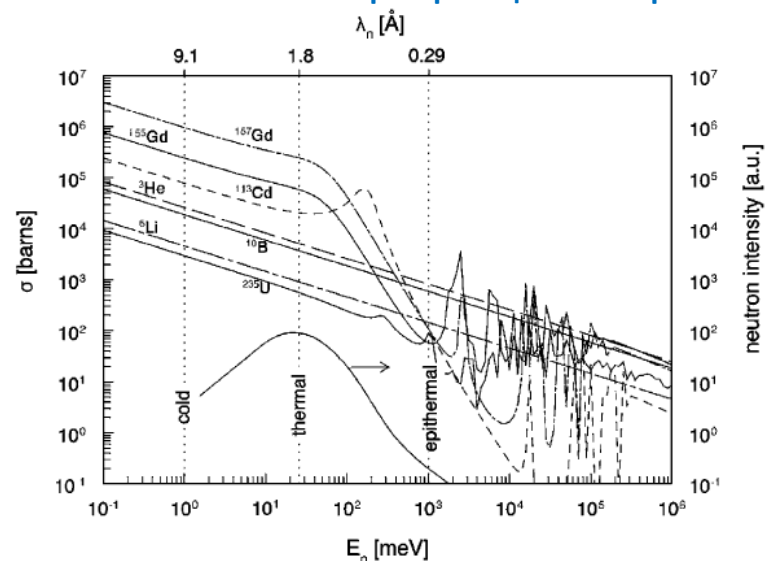
Механизмы регистрации нейтронов

Вторичное излучение при конверсии частиц:

-СИ: электроны, фотоны, ..

- Нейтроны: электроны, p, α, ..., ядра отдачи, фотоны

Зависимость сечений некоторых реакций от энергии нейтронов



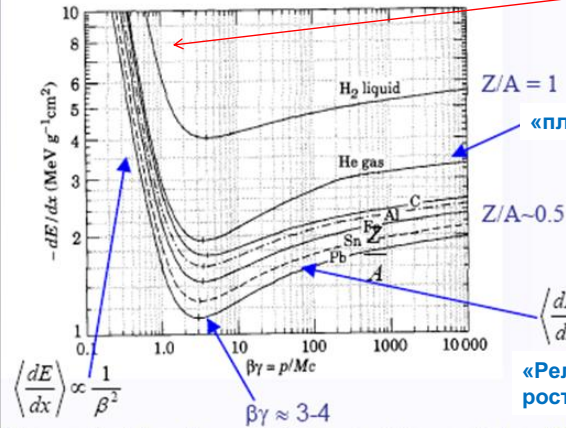
См. также:

<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp>

http://www.kayelaby.npl.co.uk/atomic_and_nuclear_physics/4_7/4_7_2.html

Ф-ла Бете-Блоха: основные следствия и закономерности

- Справедлива для тяжелых частиц $M \gg m_e$
- Ионизационные потери энергии зависят от скорости налетающей частицы и не зависят от ее массы
- в первом приближении среда характеризуется отношением Z/A (т.е. электронной плотностью вещества)



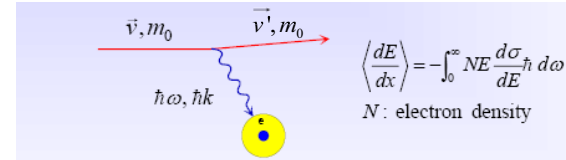
- При малых скоростях удельные потери энергии существенно возрастают.
- Большая часть энергии частицы теряется в конце трека ионизации

- Плотность ионизации (и dE/dx) зависит от координаты на треке и наблюдаются характерные пики Брега

Роль кинематического члена ф-лы Б-Б Частички с минимально – ионизирующей способностью (МИП)

Взаимодействие заряженных частиц с веществом

Неупругие столкновения частиц с электронами атомных оболочек поглотителя



Потери энергии на упругие соударения (кул. расс. на ядрах) невелики, но приводят к разбросу направления движения частиц.

2 основных канала потерь энергии:

- Возбуждение атомов (переход электронов на вышележащую оболочку),
- ионизация (вырывание электрона с ат. Оболочки)

Ионизационные потери энергии ф-ла Бете-Блоха для тяжелых частиц:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} T_{\max} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \left(\frac{\text{МэВ см}^2}{\text{г}} \right)$$

N_A – число Авогадро ($6.022 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$)

$\beta = v/c$, I – средний потенциал ионизации $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

$T_{\max} = 2m_e v^2$ – максимальная энергия передаваемая электрону

A, Z – атомный вес и номер поглотителя $Z/A \sim N_e$ – электронная плотность среды

ze – заряд налетающей частицы

$r_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ – классический радиус электрона

δ – эффект плотности (для высоких энергий)

Для составного вещества:

$$\frac{dE}{dx} = \sum w_i \left(\frac{dE}{dx} \right)_i$$

○ Налетающая частица

○ Среда

○ Физические постоянные

Электроны: Могут потерять до половины энергии при соударениях с электронами атомов и рассеяться на большие углы

Траектория электрона

1) Потери на ионизацию и возбуждение атомов:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион.}} = - \frac{2\pi}{\beta^2} n_e I_0^2 m_e c^2 \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 T_e}{I^2} \frac{\beta^2}{2(1-\beta^2)} \right) - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 \right]$$

$m_e c^2 = 511$ кэВ – энергия покоя электрона,

I – средний ионизационный потенциал атомов среды : $I = 13.5 \cdot Z$ эВ

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} \sim -\ln(E)$$

2) Потери на тормозное излучение при кулоновском рассеянии на ядрах – существенный вклад в отличие от тяж. частиц!

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{р.и.}} = - \frac{16}{3} nE \frac{Z^2 I_0^2}{137} \quad E \ll m_e c^2 = 511 \text{ кэВ} \quad \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{р.и.}} = -nE \frac{Z^2 I_0^2}{137} \left(4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9} \right) \quad E/m_e c^2 \gg 137/Z^{1/3}$$

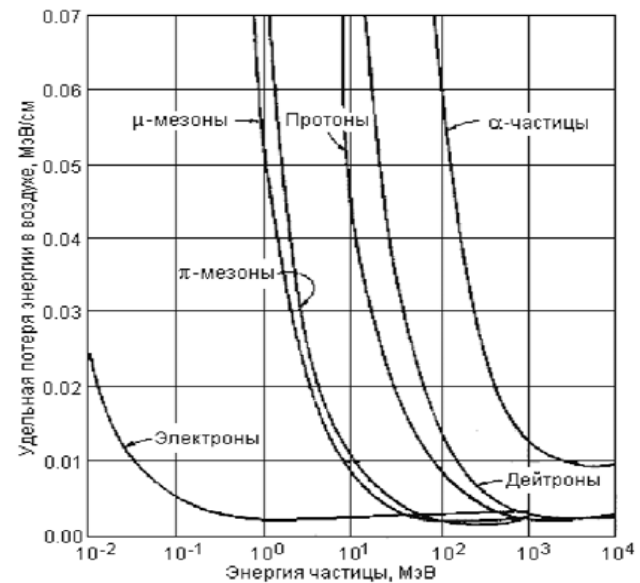
$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{р.и.}} = -nE \frac{Z^2 I_0^2}{137} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right) \quad 1 \ll E/m_e c^2 \ll 137/Z^{1/3}$$

3) Суммарные потери энергии

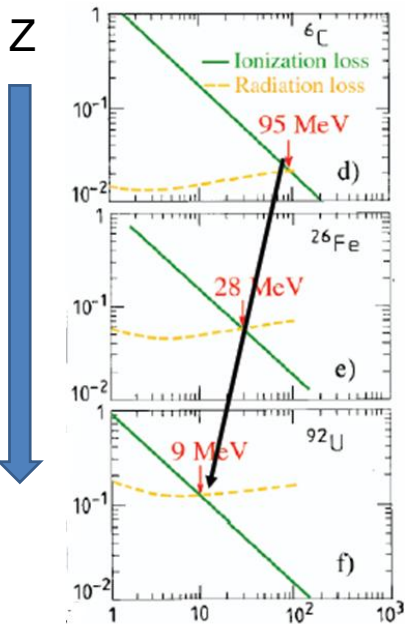
$$\left(\frac{dE}{dx} \right) = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}}$$

Радиационные потери малы для легких элементов в широком диапазоне энергий, а для тяжелых, например, Pb радиационные потери преобладают уже при $E \sim 10$ МэВ

Потери энергии частицами в воздухе



Зависимость от Z и E, примеры



Основные механизмы потерь энергии для e^-

- ионизационные потери
- потери на тормозное излучение

Критическая энергия электронов

$$\frac{dE}{dx}(\text{ion}) = \frac{dE}{dx}(\text{rad})$$

$$\epsilon_c \propto 1/Z$$

Критическая энергия электронов

$$k = \frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} \approx \frac{EZ}{1600mc^2}$$

$$E_c = E : k = \frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} = 1$$

$$E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24} \quad (\text{тв. и жидк. фаза}) \quad E_c = \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0.92} \quad (\text{Газы})$$

В области энергий, в которой преобладают радиационные потери, энергия электронов экспоненциально убывает при прохождении через вещество:

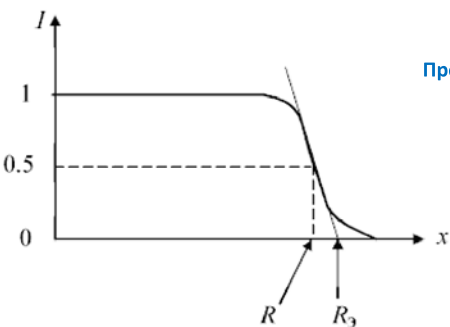
$$E = E_0 \exp(-x/L_r),$$

L_r – радиационная длина

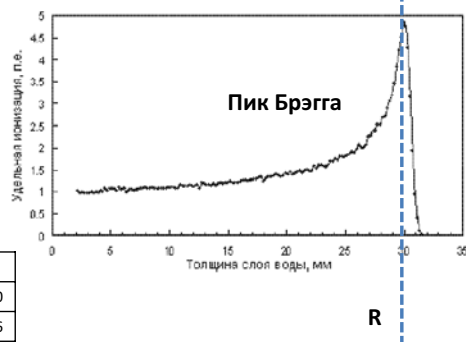
Вещество	Критическая энергия E_c , МэВ	Радиационная длина L_r	
		г/см ²	см
H	340	63.1	$7 \cdot 10^5$
C	103	42.7	19.4
Воздух	83	36.2	$3 \cdot 10^4$
Al	47	24	8.9
Fe	24	13.8	1.77
Cu	21.5	12.9	1.4
Pb	6.9	6.4	0.5

Пробег тяжелых частиц

- В силу статистических флуктуаций пробег тяжёлой частицы R определяется как расстояние, на котором интенсивность пучка частиц составляет половину от начальной интенсивности.
- Экстраполированный пробег R_3 – расстояние, на котором прямая, аппроксимирующая средний участок спада кривой интенсивности, пересекает ось x



Прохождении протонов с энергией 62 МэВ через воду



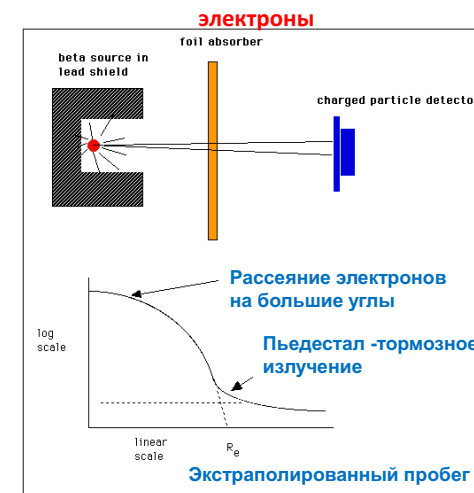
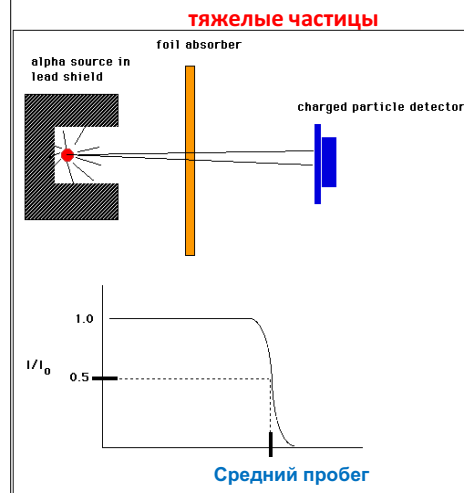
Вещество/пробег	Энергия альфа-частицы E_α , МэВ						
	4.0	5.0	6.0	7.0	8.0	9.0	10.0
Воздух, см	2.5	3.5	4.6	5.9	7.4	8.9	10.6
Al, мкм	16	23	30	38	48	58	69
Биологическая ткань, мкм	31	43	56	72	91	110	130

Пробеги заряженных частиц

Средний пробег частицы с начальной энергией E_0 :

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx}$$

Прохождение тонкого пучка частиц через слой поглотителя



Детекторы

• По типу преобразования поглощенной энергии в сигналы:

- **ионизационные** - детектируемое излучение образует электрон-ионные пары (эл-дырки) в рабочем веществе детектора, которые собираются на электродах и преобразуются в сигнал
- **радиолюминесцентные** (в т.ч. сцинтилляционные) - в веществе под действием ионизирующего излучения возникает люминесценция, которая регистрируется детектором

• По типу детектирующей среды:

- **газонаполненные**
- **жидкие**
- **твердотельные** - п/п, сцинтилляторы

Экстраполированный пробег электронов

- Электроны имеют большой разброс пробегов
- Поэтому в качестве средней величины пробегов используют понятие **экстраполированного пробега** - такая толщина поглотителя, при которой продолжение линейно спадающего участка зависимости интенсивности электронного пучка $I(x)$ пересекает уровень нулевой интенсивности

R_e (г/см²) в алюминии:

$$R_e(Al) = 0.4E^{1.4} \text{ при } E < 0.8 \text{ МэВ,}$$

$$R_e(Al) = 0.54E - 0.133 \text{ при } E > 0.8 \text{ МэВ.}$$

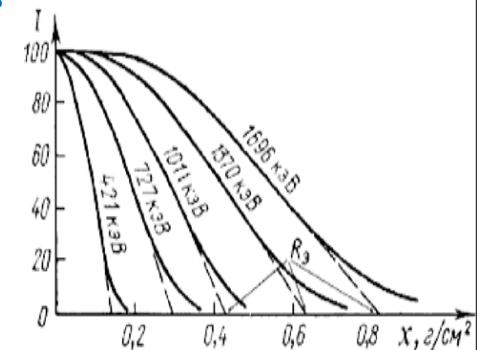
Как рассчитать пробег для произвольного вещества?

R_e в веществе (Z, A) можно выразить:

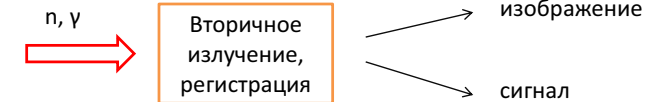
$$R_e(A, Z) = R_e(Al)(Z/A)_{Al}/(Z/A).$$

Вещество	Энергия электронов, МэВ				
	0.05	0.5	5	50	500
Воздух	4.1	160	$2 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^4$
Вода	$4.7 \cdot 10^{-3}$	0.19	2.6	19	78
Алюминий	$2 \cdot 10^{-3}$	0.056	0.95	4.3	8.6
Свинец	$5 \cdot 10^{-4}$	0.026	0.30	1.25	2.5

Спад интенсивности моноэнергетического пучка электронов от толщины алюминиевого поглотителя для разных энергий электронов



Детектор



- По методу представления информации:

фотографического типа - изображение (координата, интенсивность)
 + высокая загрузка, пространственное разрешение, большие площади регистрации произвольной формы и кривизны
 - дискриминация фонового излучения (?), обработка изображений, отсутствие временной информации, отсутствие on-line контроля измерений

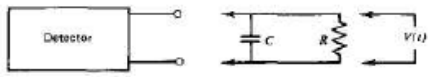
электронного типа - сигнал (координата, интенсивность, энергия, время)
 + вариативность методов съема сигналов и их обработки, идентификация частиц по форме сигнала
 - для достижения высокого быстродействия необходима сложная многоканальная электроника, дорогие в изготовлении и обслуживании

Счетчики частиц

- Детектор считает каждое событие отдельно.
- Например, газоразрядные детекторы такие как MWPC, MSGC **обычно мало чувствительны к шуму** – есть возможность фильтрации каждого события по амплитуде сигнала.
- Однако, счет событий приводит к возникновению мертвого времени, в течение которого детектор не регистрирует события
 - время формирования сигнала
 - работа считывающей электроники
- **Быстродействие счетчиков ухудшается при повышении загрузки** – возникают просчеты и необходимость коррекции на мертвое время при измерении интенсивности излучения. Это не всегда просто например для синхротронов – необходимо учитывать структуру импульса фотонов.

Динамический диапазон счетчиков составляет до 10^6 .
Снизу ограничен числом ложных срабатываний, а сверху мертвым временем системы.

2. Импульсный режим – регистрация каждого события и его энергии

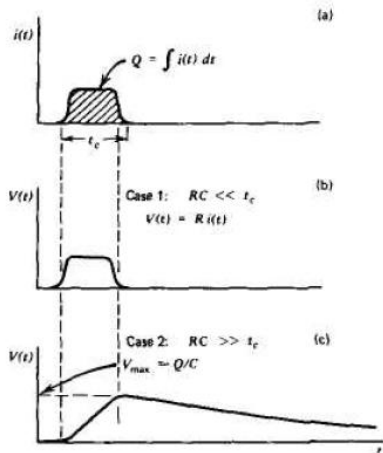


Ток на выходе д. преобразуется с импульс напряжения с помощью усилителя

C – эквивалентная емкость д. и усилителя

R – входное сопротивление усилителя

$\tau = RC$ – характеристическое время, определяет форму импульса



- $\tau \ll t_c$ - форма выходного сигнала $V(t)$ повторяет форму тока, протекающего в детекторе

Применяется в детекторах, где требуется высокая скорость счета и быстродействие. При этом энергетическое разрешение хуже.

- $\tau \gg t_c$ - напряжение растет до максимального и в момент t_c достигает $U_{max} = q/C$, затем спадает до нуля если нет второго импульса.

Т.о. амплитуда сигнала пропорциональна поглощенному заряду.

→ **спектрометрия**

2 категории детекторов: интегрирующего типа и счетчики

Характеристики детекторов интегрирующего типа (CCD, Image Plates и пленка) **больше подходят для высоких нагрузок**, когда роль внутреннего шума детектора снижается.

Шум обусловлен:

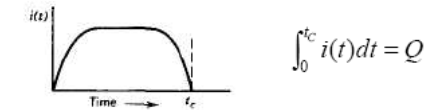
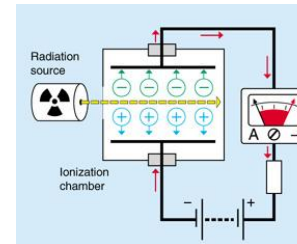
- флуктуациями измеряемой величина (заряд ионизации, количество фотонов в сцинтилляторе)
- темновой шум (внутренний шум детектора - шум без облучения)
- шум считывающей электроники

В CCD, например, шум считывающей электроники линейно зависит от частоты снимков. Уровень этого шума существенно выше темнового шума. Частота снимков в свою очередь связана с интенсивностью излучения.

При некоторой пороговой величине интенсивности интегратор входит в насыщение, т.е. дальше нельзя копировать информацию.

Динамический диапазон интегрирующих систем ограничен шумом и уровнем насыщения и обычно составляет 10^4 - 10^5 .

Счетный и токовый режим работы детектора



t_c – время сбора зарядов в рабочем объеме детектора:

$t_c \sim$ нс (п/п, ФЭУ)

$t_c \sim$ мс (ионизационные камеры)

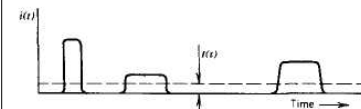
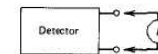
1. Токовый режим - измерение среднего тока (интенсивность излучения) ~ поток частиц.

Применяется: если не важна информация о точном времени регистрации.

Преимущественно дозиметрия, мониторинг интенсивности пучков

Средний ток:

$$I_0 = rQ = r \frac{E}{W} q$$



$$I(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t i(t') dt'$$

r – число событий в ед. времени

$Q = Eq/W$ – величина образовавшегося заряда на одно событие

E – средняя энергия, выделяемая при единичном взаимодействии

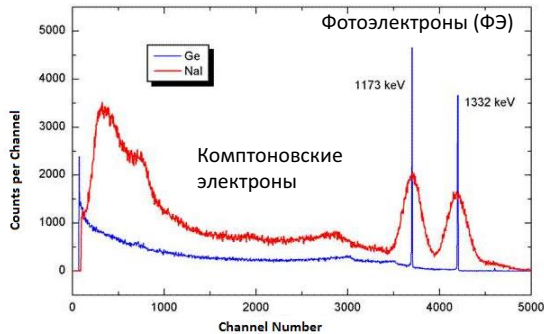
W – средняя энергия, необходимая для образования электрон-ионной пары

$q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл заряд электрона

Функция отклика

Функция отклика (амплитуда) – характеристический амплитудный спектр, получаемый на данном детекторе при регистрации данного вида излучения.

Определяется конструкцией детектора, в том числе и внутренними взаимодействиями, которые сопровождают захват частицы: (К. рассеяние электронов, тормозное излучение)



Источник Co-60
 NaI: R=8-9% - низкий атомный номер Z: KP сравнимо с ФЭ
 Ge: R=0.1% - ФЭ доминирует

$$PH(E) = \int S(E')R(E, E')dE'$$

$R(E, E')$ - функция отклика детектора для излучения энергии E'

$S(E')$ – спектр, регистрируемого излучения

Фактор Фано

Если флуктуации величины сигнала $H_0 = NK$ связаны только со «статистикой», то

N – число носителей зарядов
 K – коэффициент пропорциональности

$$R = \frac{FWHM}{H_0} = \frac{2.35\sigma}{H_0} = \frac{2.35K\sqrt{N}}{KN} = \frac{2.35}{\sqrt{N}}$$

«Пуассоновский предел»: $N \uparrow$ $R \downarrow$

Энергетическое разрешение тем выше чем больше носителей заряда на единицу поглощенной энергии

Однако на практике R может быть в несколько раз меньше: процессы образования первичных зарядов не являются независимыми. В чистом виде статистика Пуассона не годится!

$$Fano = \frac{\text{Observed statistics (N)}}{\text{Poisson statistics (N)}}$$

$$R_{real} = \frac{FWHM}{H_0} = \frac{2.35K\sqrt{N}\sqrt{F}}{KN} = 2.35\sqrt{\frac{F}{N}} = 2.35\sqrt{\frac{F_w}{H_0}}$$

F – фактор Фано ($F < 1$): $F=0.06$ (п/п), $F=0.17$ (аргон, неон), $F \approx 1$ (сцинтиллятор)
 w – средняя энергия на образование е/и пары

Сравнение счетного и токового режима работы

Счетный режим:

- сигнал от каждого события обрабатывается отдельно
- Позволяет определять скорость, время, энергию, координату каждой частицы в «живом времени»
- определять тип частицы (форма импульса, амплитуда...)
- ограничено мертвым временем системы «детектор + электроника»

Токовый режим:

- сигналы событий складываются, образуется общий сигнал
- вся информация об отдельных взаимодействиях теряется
- суммарный собираемый заряд пропорционален энергии потерянной частицами в детекторе – возможно измерять дозу(интенсивность) облучения
- Не ограничено мертвым временем электроники, поэтому можно использовать при высоких нагрузках

Амплитудные характеристики

Дифференциальное распределение амплитуд – амплитудный спектр

$$\frac{dN}{dH} = f(H)$$

В идеальном случае при поглощении моноэнергетического излучения в детекторе распределение амплитуд имеет вид δ -функции.

На практике обычно Гауссиан:

$$f(H) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(H - H_0)^2}{2\sigma^2}\right)$$

$$R = \frac{\Delta H}{H_0} = \frac{2.355\sigma}{H_0}$$

Амплитудный спектр



$$\Delta H_{total}^2 = \Delta H_{stat}^2 + \Delta H_{noise}^2 + \Delta H_{drift}^2 + \dots$$

Источники флуктуаций:

- статистика при образовании е/и пар
- стабильность характеристик детекторной системы
- шум детектора/электроники

Эффективность регистрации

Эффективность поглощения (квантовая эффективность) – вероятность поглощения частица в детекторе - **Вероятность взаимодействия падающего излучения с веществом детектора**

Собственная эффективность регистрации детектора – отношение числа зарегистрированных частиц (N) к числу пришедших частиц (N_0):
 $\epsilon = N/N_0 < 1$

Влияющие факторы:

- 1) Вероятность поглощения частицы в детекторе
- 2) Количество образованных свободных зарядов
- 3) Эффективность сбора образованных носителей зарядов в детекторе
- 4) Пороги электронных систем при обработке сигналов (сигнал/шум)
- 5) Мертвое время детектора и электронной системы (вероятность просчетов событий)

Геометрическая эффективность :

$$\epsilon_{\text{геом}} = \Omega/4\pi$$

Абсолютная эффективность :

$$\epsilon = (\text{Число зарегистрированных}) / (\text{число излученных}) = \epsilon \times \epsilon_{\text{геом}}$$

Детектируемая квантовая эффективность (DQE) – отношение (сигнал/шум) на выходе детектора с (сигнал/шуму) на входе детектора

$$DQE = \frac{(S/N)_{\text{out}}^2}{(S/N)_{\text{in}}^2}$$

$$S/N \equiv SNR = M/\sigma$$

- Отношение «сигнал/шум» - отношение среднего измеряемой величины к стандартному отклонению

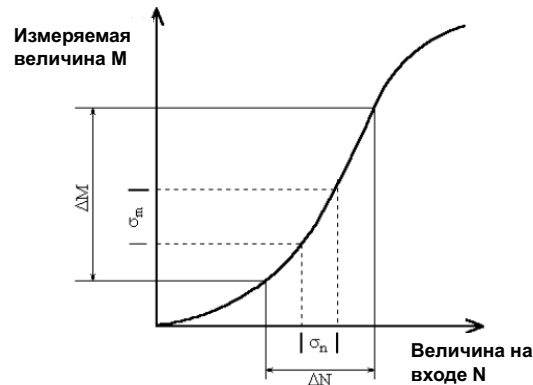
SNR_{in} : статистический характер (Пуассоновское распредел.)

SNR_{out} : статистика + собственный шум детектора + шум электроники + мертвое время

$$SNR_{\text{in}} = \frac{\Delta N}{\sigma_n}$$

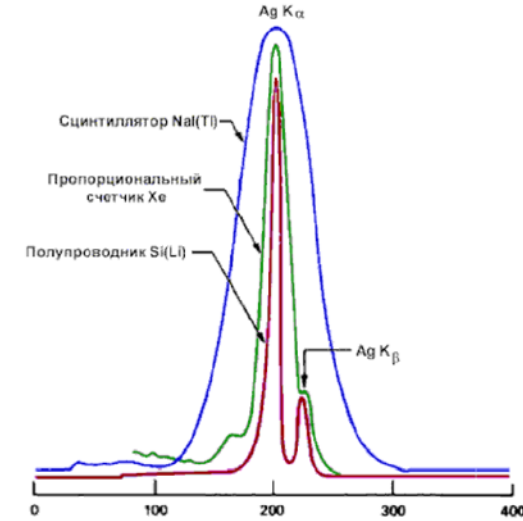
$$SNR_{\text{out}} = \frac{\Delta M}{\sigma_m}$$

$$DQE = \frac{(SNR_{\text{out}})^2}{(SNR_{\text{in}})^2} = \frac{(\Delta M)^2 / \sigma_m^2}{(\Delta N)^2 / \sigma_n^2}$$



Спектры K-линий серебра от источника ^{109}Cd , измеренные с помощью

- 1) детектор на основе неорганического сцинтиллятора NaI(Tl)
- 2) пропорциональный счетчик, заполненный газом Хе
- 3) Полупроводниковый детектор Si(Li)



Мертвое время детектора и электронной системы

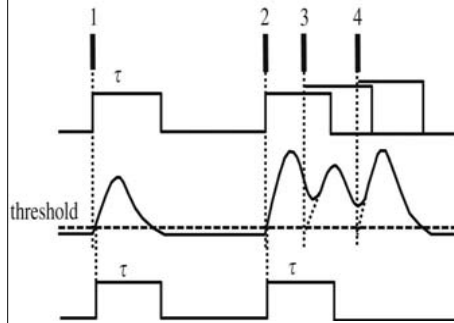
При регистрации отдельных импульсов различают две основные модели:

В системе (1): $m_1 = n \cdot \exp(-n\tau)$
 (2): $m_2 = n / (1 + n\tau)$

При $n \ll 1/\tau$: $m_1 = m_2 \approx n(1 - n\tau)$

1) Д. с продлевающимся мертвым временем (τ)

m – измеряемая скорость счета событий,
 n – реальное число сигналов



2) Д. с непродлевающимся м.вр.



Пример оценки DQE детектора фотонов

Пусть **детектор фотонов** имеет площадь регистрации $A=0.75 \text{ см}^2$, эффективность конверсии фотонов $\epsilon=0.8$ (соб/фотон).

Темновой счет детектора обусловлен

- 1) собственным шумом детектора $\sigma_D^2 = 0.1$ соб/сек $\sim T$ – времени регистрации
- 2) шумом считывающей электроники $\sigma_R^2 = 10$ соб (постоянный уровень)

Найдем DQE, если поток частиц $F = 5$ фотон/см²/с, время экспозиции $T=1$ мин.

Сигнал/шум на входе

Входной сигнал – число фотонов приходящих на детектор:

$$S_{in} = q = FAT = 5 * 0.75 * 60 = 225 \text{ фотонов}$$

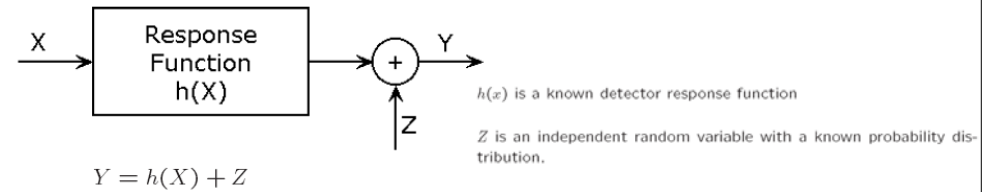
Входной шум - разброс в интенсивности потока фотонов (стандартная ошибка из распр. Пуассона):

$$N_{in} = \sqrt{q} = 15 \text{ фотонов}$$

Тогда

$$SRN_{in} = \left(\frac{S_{in}}{N_{in}} \right) = 15$$

Пропорциональное усиление сигнала



$$\text{Input Signal} = E[N] = q$$

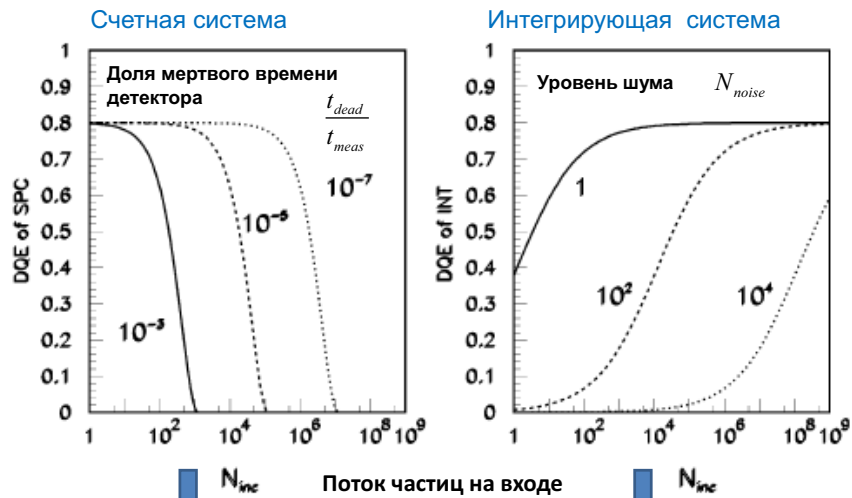
$$\text{Input Noise} = \sigma_n = \sqrt{q}$$

$$\text{Output Signal} = E[M] = gq$$

$$\text{Output Noise} = \sigma_m = \sqrt{g^2q + \sigma_z^2}$$

$$\begin{aligned} DQE &= \frac{(\Delta M)^2 / \sigma_m^2}{(\Delta N)^2 / \sigma_n^2} \\ &= \frac{(gq)^2 / (g^2q + \sigma_z^2)}{(q/\sqrt{q})^2} \\ &= \frac{g^2q}{g^2q + \sigma_z^2} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_z^2}{g^2q}} \end{aligned}$$

Детектируемая квантовая эффективность для счетных и интегрирующих систем регистрации



С уменьшением мертвого времени, доступны более высокие интенсивности

С ростом потока частиц вклад шума снижается

Сигнал/шум на выходе

Выходной сигнал – число зарегистрированных фотонов детектором

$$S_{out} = q\epsilon = 180 \text{ фотонов}$$

Выходной шум состоит из трех компонент - разброс числа зарегистрированных фотонов, шум регистрирующей электроники, темновой шум детектора

$$(N_{out})^2 = q\epsilon + \sigma_D^2 T + \sigma_R^2 = 180 + 0.1 * 60 + 10^2 = 286$$

$$N_{out} = 16.9 \text{ фотонов}$$

Тогда

$$SRN_{out} = \left(\frac{S_{out}}{N_{out}} \right) = 10.64$$

Получаем DQE

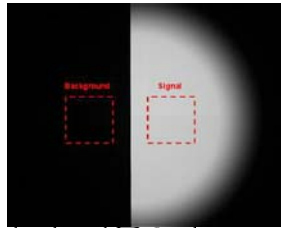
$$DQE = \left(\frac{SRN_{out}}{SRN_{in}} \right)^2 = \left(\frac{10.64}{15} \right)^2 = 0.5$$

При работе с изображениями часто обрабатывают какую-то область «интересов»

Для нахождения среднего сигнала и среднего по фону для фитирования выбранных данных в области (пиксель-интенсивность) применяют полином 2-го порядка

$$f_i = \sum_{j=0}^m \sum_{i=1}^n a_j x_i^j$$

m – порядок полинома
 n – число строк
 a_j – коэффициенты полинома
 x_i – значение сигнала



Из системы уравнений находят f_i

$$\begin{bmatrix} 1 & x_1 & x_1^2 \\ 1 & x_2 & x_2^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & x_n & x_n^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ a_1 \\ a_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_n \end{bmatrix} \quad \text{или} \quad \begin{bmatrix} n & \sum x_i & \sum x_i^2 \\ \sum x_i & \sum x_i^2 & \sum x_i^3 \\ \sum x_i^2 & \sum x_i^3 & \sum x_i^4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum f_i x_i \\ \sum f_i x_i^2 \end{bmatrix}$$

Тогда средний сигнал по области определяется как

$$\langle \text{Sig} \rangle = \mu_{\text{sig}} - \mu_{\text{bkg}} \quad \mu_{\text{sig}} = \frac{\sum_{i=1}^n (X_i - f_i)}{n} \quad \mu_{\text{bkg}} = \frac{\sum_{i=1}^n (X_i - f_i)}{n}$$

μ_{sig} – среднее значение сигнала
 μ_{bkg} – среднее значение фона
 n – число строк
 X_i – значение сигнала/фона на строке i

Сигнал/шум (SNR) в цифровых и аналоговых системах отображения

Отношение «сигнал/шум» в системах отображения характеризуют чувствительность системы отображения, измеряется в дБ (мощности).

$$\text{SNR} = \frac{\mu_{\text{sig}}}{\sigma_{\text{bg}}}$$

SNR – отношение среднего значения сигнала от стандартного отклонения фона

Для высококонтрастных изображений часто принимают $\sigma_{\text{bg}} = 0$, тогда

$$\text{SNR} = \frac{\mu_{\text{sig}}}{\sigma_{\text{sig}}}$$

где σ_{sig} – стандартное отклонение сигнала

Пример искусственного увеличения динамического диапазона HDR-фотография

Динамический диапазон (сигнал) или «контраст» – отношение амплитуды максимальной амплитуды сигнала S , которую можно измерить до входа в режим насыщения к уровню шума N (генерируемого детектором при отсутствии внешнего излучения)
 $D = (S/N)$ – отношение «сигнал/шум»

Пример: CCD – charge coupled device:

Уровень насыщения одной чувствительной ячейки $S \sim 3 \cdot 10^5$ e,
 Уровень собственного шума $N \sim 10$ e $\Rightarrow D = S/N = 3 \cdot 10^4$

Берем CCD для фотонов:

1) Для гамма-квантов с энергией 10 кэВ:
 при поглощении 1 кванта образуются ~ 3000 e
 Событий с меньшими амплитудами нет! $\Rightarrow D = 3 \cdot 10^5 \text{ e} / 3 \cdot 10^3 \text{ e} = 100$

2) Для видимого света:
 1 квант ~ 1 e $\Rightarrow D = 3 \cdot 10^5 \text{ e} / 1 \text{ e} = 3 \cdot 10^4$

Координатное разрешение

Координатное разрешение – способность детектора пространственно разделять зарегистрированные события

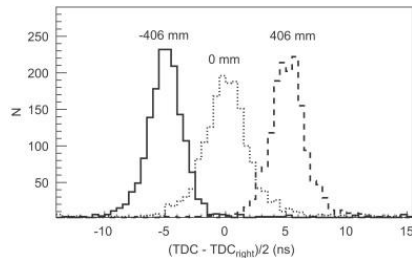
Без координатной чувствительности – счетчики (сенсоры)

При исследовании рассеяния наиболее часто применяются 1, 2 – координатные системы.

В физике высоких энергий для восстановления треков высоко энергетичных частиц применяют 3D-трековые системы.

Зависит от многих факторов:

- 1) Детектирующая среда и ее состав
- 2) Пробеги ионизирующих частиц внутри детектора (вторичное излучение)
- 3) Диффузия зарядов при их дрейфе к электродам
- 4) Параметров регистрируемого сигнала и методов восстановления координаты
- 5) и др.



Детектор облучен в трех позициях

Два близко лежащих пика пространственно разделяются, если они удалены друг от друга на величину (FWHM) - ширина единичного пика на полувысоте

Часто FWHM зависит от координаты и угла входа частицы в детектор $f(x, \theta)$

Последний эффект – эффект параллакса

Выводы по лекции 2.

• Нейтроны и СИ (фотоны) необходимо преобразовать в «детектируемые» вторичные частицы:

-СИ: $E < 100$ кэВ. Преобладающие эффекты: ФЭ, КР сопровождаются выходом е- и вторичных фотонов. Свойства материала определяют характеристики детектора и эффективность его использования для регистрации СИ данной энергии

- нейтроны – ядерные реакции. Вторичное излучение: p, γ, α , осколки деления.

Число применяемых конверторов нейтронов ограничено эффективностью их применения, возможности достижения комплекса требуемых характеристик детектора

• Основные характеристики детектора: эффективность регистрации, амплитудное разрешение, пространственное разрешение, загрузочная способность и др. – есть уникальное сочетание для каждого типа детектора (будем рассматривать дальше)

Загрузочная способность

• **Локальная** - максимальная плотность потока данного излучения, которую способен регистрировать детектор (при уровне просчетов не более 10%): частиц/см²/с

«Физические» ограничения – скорости дрейфа носителей заряда в рабочем веществе детектора (п/п, газ. дет.), время «высвечивания» (сцинтиллятор)

Конструктивные факторы: расстояние анод-катод

цилиндрические газовые счетчики: мм – см 10^3 соб/мм²/с

микроструктурные детекторы: дес-сотни мкм 10^6 соб/мм²/с

• **Интегральная** – максимальная интенсивность излучения, которую может регистрировать детектор по всей площади (10% просчетов): частиц/с

Ограничена методом считывания сигналов с детектора:

- поканальный съем сигналов: быстро, но много каналов электроники и дорого

- интерполяционные методы (съем сигналов на RC-/LC-цепочки): медленно (до неск. МГц/детектор), мало каналов электроники, дешево

Конвертор и координатное разрешение

Основные конверторы нейтронов и их параметры при взаимодействии с нейтронами (1.8 Å). Приведены сечения реакций, энергии и пробеги продуктов реакций, а также длина свободного пробега нейтронов (1.8 Å) в этих веществах

Изотоп	Агрегатное состояние	Сечение реакции, бн	Длина своб. проб.	Продукты реакции и их энергии (кэВ)		Пробеги продуктов реакции
				p: 573	T: 191	
³ He	газ	5330	атм.	p: 573	T: 191	3.8 мм / атм. C ₃ H ₈
⁶ Li	тв.	940	230 мкм	T: 2727	α : 2055	130 мкм
¹⁰ B	тв.	3840	20 мкм	α : 1472	⁷ Li: 840	3 мкм
¹⁰ BF ₃	газ	3840	атм.	α : 1472	⁷ Li: 840	4.2 мм / атм.
¹⁵⁵ Gd	тв.	49000	6.7 мкм	Конв. электроны: 39±199		12 мкм
¹⁵⁷ Gd	тв.	254000	1.3 мкм	Конв. электроны: 29±182		12 мкм

$$\rho_{тв} / \rho_{газ} \sim 10^3$$

Предлагаемые темы докладов:

1) Вторичные процессы в газах – краткий обзор

- упр/неупр. столкновения

- образование/гибель заряженных частиц

Лит-ра: Райзер Ю.П., Физика газового разряда. Учебное руководство. М. Наука. 1987г. 592с

2) Микроструктурные газовые детекторы (например GEM) – краткий обзор и применение в экспериментах (COMPASS, LHCb, TOTEM, PHENIX): фотоны, нейтроны, быстрые частицы

Лит-ра: интернет (литература в основном на англ. языке)

3) Механизмы старения газоразрядных детекторов

Лит-ра: подборка по email + интернет (литература на англ. языке)