

Изучение характеристик сцинтилляционного детектора ядерных излучений

1. Введение

В данной лабораторной работе рассматриваются физические основы сцинтилляционного детектирования ионизирующего излучения и методика измерений. Характеристики детектора применительно к регистрации ядерных α и β распадов изучаются с использованием кристаллического сцинтиллятора $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$, облучаемого радиоактивным источником низкой интенсивности и просматриваемого фотоэлектронным умножителем.

Принцип работы сцинтилляционного детектора схематично следующий.

Излучение, попадая в вещество, производит в нём *ионизацию*. При этом в ряде веществ образуется свечение в оптическом диапазоне, называемое *сцинтилляцией*. Излученный свет собирается – в спектральном диапазоне прозрачности *сцинтиллятора* – на *фотоприёмник*. В качестве последнего часто служит *фотоэлектронный умножитель*. На *фотокатод* ФЭУ в результате *фотоэффекта* свет преобразуется в поток электронов, который усиливается *динодной системой* за счёт механизма вторичной электронной эмиссии. Анодный токовый сигнал ФЭУ – через усилитель или непосредственно - подается на вход измерительного прибора – счетчика импульсов, осциллографа, аналого-цифрового преобразователя и т.п.

В соответствии с этой схемой построена структура предлагаемого методического пособия к лабораторной работе. В главе 2 изложен вопрос об ионизационном торможении частиц. В гл.3 рассматривается механизм и закономерности сцинтилляции в общем, а гл.4 более подробно описывает применяемый в работе кристаллический сцинтиллятор. В гл.5 рассматривается принцип работы и характеристики ФЭУ. Гл.6 посвящена ядерным излучениям. В гл.7 дается описание используемого в работе детектора, а также измерительной аппаратуры. В гл.8 описана модель измеряемого амплитудного спектра, а также сформулирована задача определения нелинейности световых выходов. Гл.9 содержит некоторые сведения о методах статистической обработки измерений. В заключение, в гл.10 предлагается ряд измерительных и вычислительных задач по тематике работы. В приложение вынесены таблица α -распадов нептуниевого ряда, а также список литературы.

2. Ионизационные потери

Значительная часть (если не большинство) детекторов частиц, включая сцинтилляционные, основана на регистрации тем или иным способом т.н. *ионизационных потерь* энергии частицы.

Ионизационное торможение - главный механизм потерь энергии при прохождении заряженной частицы через вещество. Движущаяся через вещество частица испытывает кулоновское взаимодействие с электронами и передаёт часть энергии на их возбуждение и ионизацию.

Т.н. плотность ионизационных потерь, т.е. потери энергии dE на единицу пройденной в среде «толщины» $dx = \rho \cdot dl$, где ρ - плотность вещества, а dl имеет размерность длины, определяется формулой Бете-Блоха:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A Z z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2 A} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

Здесь N_A - число Авогадро, Z и A -и атомный номер и массовое число вещества, I - его *средний потенциал ионизации*, z - заряд (в единицах e) ионизирующей частицы, β - её скорость (в единицах скорости света c), e и m_e - заряд и масса электрона.

Основной характер поведения dE/dx может быть получен в простой модели рассеяния тяжёлой ($M \gg m_e$) заряженной частицы, движущейся со скоростью $v = \beta c$ вдоль оси x на прицельном расстоянии ρ от *свободного* покоящегося электрона. Считая, что взаимодействие эффективно на участке пути вдоль x , сравнимом с ρ , например $-\rho < x < \rho$, оценим поперечный (по отношению к x) импульс, передаваемый электрону кулоновской

силой $F_{\perp} \approx \frac{ze^2}{\rho^2}$:

$\Delta p_{\perp} = \int F_{\perp} dt \approx \frac{ze^2}{\rho^2} \cdot \frac{2\rho}{v} = \frac{2ze^2}{\rho v}$. Переходя к кинетической энергии, получим:

$\Delta T = \frac{\Delta p_{\perp}^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{1}{\rho^2}$. В результате взаимодействия со всеми электронами,

заполняющими с плотностью n_e цилиндрический слой вещества радиусом ρ , толщиной $d\rho$ и

высотой dx , объёмом $V = 2\pi r dr dx$, частица теряет энергию $dT = \Delta T V n_e = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{d\rho}{\rho} dx$.

Полная удельная потеря получится интегрированием по всем значениям прицельного

параметра:
$$\frac{dE}{dx} = \int_{\rho_{\min}}^{\rho_{\max}} \frac{dT}{dx}(\rho) d\rho = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}} = \frac{2\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{\Delta T_{\max}}{\Delta T_{\min}}$$
, где

в последнем равенстве использована связь прицельного расстояния и переданной в столкновении энергии $\Delta T \propto \rho^{-2}$. В релятивистской механике *максимально* возможная

передача энергии составляет $\Delta T_{\max} = \frac{2m_e v^2}{1-\beta^2}$. Квантовый, дискретный характер эффекта

проявляется в ненулевой *минимальной* «порции» энергии, в качестве которой возьмём некий усреднённый потенциал ионизации $\Delta T_{\min} = I$. Подстановка выражений для энергий даёт

формулу, близкую к формуле Бете-Блоха.

Характерный вид кривой (2.1) для плотности ионизационных потерь представлен на рис. (2.1). Более строгий и полный вывод формулы для ионизационных потерь требует привлечения релятивистской квантовой механики. Для достаточно медленных частиц, при скорости, сравнимой с орбитальной скоростью атомных электронов, применимость формулы Бете-Блоха ставится под вопрос. Иногда в этой области, слева от максимума кривой, плотность потерь энергии считают линейно растущей с β . Но наиболее адекватное описание требовало бы учёта электронной оболочечной структуры атомов конкретного вещества.

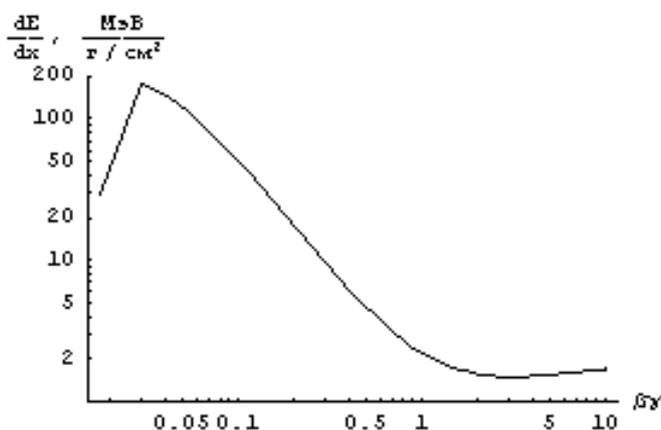


Рис. (2.1). Характерный вид зависимости плотности ионизационных потерь однозарядной частицей от произведения её скорости β на релятивистский фактор $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

Основные закономерности, вытекающие из формулы Бете-Блоха, таковы:

1. Потери не зависят от массы, квадратично зависят от заряда частицы и являются функцией её скорости:

$$dE/dx = z^2 f(\beta)$$

2. Эта универсальная для всех частиц функция в области малых скоростей $\beta \ll 1$ (но больших по сравнению с «внутриатомными скоростями» электронов, см. выше) изменяется как $1/\beta^2$, т.е. по мере замедления *нерелятивистской* частицы её торможение резко усиливается. С ростом β функция достигает (при $\gamma \sim 3\div 4$) минимума. Поэтому умеренно релятивистскую частицу иногда называют «минимально ионизирующей». При дальнейшем росте β потери медленно ($\sim \ln \gamma$) растут.
3. Зависимость dE/dx от свойств среды главным образом определяется отношением Z/A , близким к $1/2$ для большинства веществ. В этом состоит практическая выгода выражения плотности потерь в единицах «толщины», а не длины. Влияние среднего потенциала ионизации I , стоящего «под логарифмом», мало. Для *однозарядной минимально ионизирующей частицы* потери составляют от 1 до 2 $MэВ \cdot см^2/г$.

В представленном виде формула Бете-Блоха справедлива, вообще говоря, для тяжёлых ($M \gg m_e$) частиц без спина. Однако учёт спина и расширение формулы на лёгкие частицы - позитроны и электроны, а также учёт тождественности сталкивающихся частиц в последнем случае, не существенно (для наших целей) изменяют функциональный вид ионизационных потерь и их численные значения. Это же замечание касается - в интересующей нас области медленных и умеренно релятивистских частиц, - и других поправок, возникающих в квантово-механическом расчёте эффекта и опущенных в упрощённом варианте формулы ионизационных потерь.

Основная часть ионизации происходит в две стадии. На первой стадии падающая частица непосредственно выбивает из атомов электроны. Это так называемая *первичная* ионизация. Спектр кинетической энергии первичных электронов быстро падающий: $dN/dT \sim 1/T^2$.

Достаточно энергичные из них ($кэВ$ - и даже $MэВ$ -ные), называемые δ -электронами, в свою очередь производят *вторичную* ионизацию. Полный пробег R_T δ -электрона в веществе, измеренный вдоль его траектории, может быть вычислен интегрированием формулы Бете-Блоха на длине $l=R_T$ и приравниванием полученного интеграла и начальной энергии.

По мере ионизационного торможения электроны испытывают также весьма значительное угловое рассеяние, так что процесс их распространения подобен диффузии. Поэтому для характеристики толщины вещества, на которую *эффективно* проникают электроны и которая существенно меньше полного пробега, используется т.н. *практический пробег* R_p . Для тонких детекторов δ электроны могут вылетать за пределы чувствительной области, уменьшая тем самым детектируемые ионизационные потери. Практический пробег слабо зависит от геометрии поглотителя и его состава (за исключением водорода и тяжелых элементов) и неплохо аппроксимируется формулой

$R_p[\text{г/см}^2] = 0.71E^{1.72}[\text{МэВ}]$. Для многих веществ R_p измерен как функция энергии и затабулирован (табл. 2.1).

Табл. (2.1). Практический пробег электронов в алюминии в зависимости от энергии.

Е, кэВ	12	15	20	25	30	40	50	65	80	100	120	150	200	250	300	400	500
R_p , мг/см ²	0.24	0.38	0.68	1.06	1.5	2.6	4.0	6.4	9.2	13.5	18.5	26.5	42	59	78	120	165

Табл. (2.1). Продолжение.

Е, МэВ	0.65	0.8	1	1.2	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0	6.5	8.0	10.0	12.0	15.0
R_p , г/см ²	0.235	0.31	0.42	0.52	0.68	0.95	1.21	1.48	2.02	2.54	3.3	4.1	5.2	6.2	7.8

Полное число ион-электронных пар, произведенное в результате первичной и вторичной ионизации, пропорционально ионизационным потерям и меняется в широких пределах для разных веществ. Так, на образование одной пары в газообразном аргоне требуется в среднем 26 эВ, а в полупроводнике всего ~3 эВ.

Ионизация в детекторе может измеряться как прямо - по высвобождающемуся электрическому заряду, так и через различные вторичные эффекты: химические реакции в фотоэмульсии, пузырьки пара в перегретой жидкости в пузырьковых камерах, световое излучение в сцинтилляторе.

В заключение отметим, что взаимодействие гамма-кванта с веществом также приводит к ионизации - посредством фотоэлектрона в случае фотоэффекта или электронов отдачи при комптоновском рассеянии на них γ .

3. Сцинтилляция

В сцинтилляторе часть ионизационных потерь конвертируется в оптическое излучение.

Сцинтилляторы можно разделить на несколько групп: газообразные (в основном инертные газы), органические - жидкие и пластические, органические кристаллы, неорганические кристаллы.

Процесс сцинтилляции происходит в три этапа:

- поглощение ионизирующего излучения ;
- передача части поглощенной энергии центрам люминесценции с их возбуждением в излучающее состояние;
- излучательный возврат с некоторой эффективностью центра люминесценции в основное состояние.

Механизмы сцинтилляций на молекулярном уровне в разных сцинтилляторах различны и не для всех из них хорошо выяснены.

Ограничимся рассмотрением сцинтилляционного процесса в полупроводниковых кристаллах, к классу которых относится и используемый в работе сцинтиллятор (см. ниже). Здесь процесс сцинтилляции определяется *зонной структурой* кристалла.

В интересующей нас оптической области спектра фотоны имеют энергию в диапазоне от долей до единиц электрон-вольт. Соответствующие оптические энергетические переходы затрагивают электроны верхних энергетических зон и уровней. Для полупроводника это валентная зона, зона проводимости с примыкающей к ней экситонной зоной и расположенные в запрещённой зоне (шириной $E_g \sim 1 \div 5 \text{ эВ}$) примесные уровни.

Применительно к полупроводнику ионизация означает возбуждение валентных электронов с их переходом в зону проводимости и образованием дырки в валентной зоне. Очень быстро сильно возбуждённые электроны и глубоко лежащие дырки термализуются, т.е. уравниваются «температуры», соответственно опускаясь и поднимаясь к границам своих зон. Часть из высвобожденных носителей противоположного знака может при термализации спариваться в электрически нейтральную квазичастицу - т.н. экситон.

Наряду с указанными возбуждениями (экситонами и подвижными носителями заряда), возможно прямое возбуждение ионизирующей частицей электронов и на дискретные примесные уровни, однако оно маловероятно в связи с низкой концентрацией последних.

Возбуждения могут быть сняты различными путями. Во-первых, в результате нерадиационных многофононных переходов, вероятность которых мала при нормальной

температуре из-за большого отличия характерных энергии возбуждения и тепловой энергии: $E_g \gg kT \approx 0.025 \text{ эВ}$, но экспоненциально растёт с ростом температуры.

Во-вторых, за счёт излучательных переходов при рекомбинации электронов и дырок и аннигиляции экситонов. Однако они не могут служить основным источником сцинтилляции, поскольку спектр этих переходов с энергией $\approx E_g$ перекрывается со спектром *собственного* поглощения кристалла. Вообще отметим, что в эффективном сцинтилляторе спектр излучения должен быть заметно сдвинут (в длинноволновую область) относительно спектра поглощения (т.н. *сдвиг Стокса*).

В то же время рекомбинационные и аннигиляционные радиационные переходы играют роль в диффузии энергии по кристаллу, через чередующиеся поглощение и излучение, до её передачи примесным уровням.

Радиационные переходы с возбуждённых примесных уровней, опять же конкурирующие с безизлучательными, и составляют основную часть люминесценции. Примеси, контролируемо вводимые в основное вещество (иногда называемое матрицей) для придания (улучшения) сцинтилляционных свойств, называют *активатором*.

Описанная модель сцинтилляции объясняет экспериментально наблюдаемый факт, что спектр люминесценции (по крайней мере, её основной части) слабо зависит от способа возбуждения кристалла (оптическое или радиационное) и концентрации активатора, и что люминесценция есть свойство агрегатного состояния вещества – она отсутствует в расплаве или растворе (для многих органических сцинтилляторов это не так!).

Исходя из вышесказанного, эффективность конверсии энергии ионизации в люминесценцию с частотой ν несколько условно может быть факторизована в виде

$$\eta = (h\nu/E) \cdot Sq = (h\nu/E_g) \cdot (E_g/E) \cdot Sq ,$$

где S – эффективность передачи энергии от $e-h$ пары к центру люминесценции, q – его излучательная квантовая эффективность, E – средняя энергия, затрачиваемая на единичный акт ионизации. $E \approx 3E_g$ и увеличивается с ростом энергии фононов решетки.

Таким образом, кроме высоких (близких к 1) эффективностей S и q , для хорошей конверсии требуется кристалл с не слишком широкой запрещенной зоной и низкими колебательными частотами (и, как уже отмечалось, при не слишком высокой температуре).

Вероятность захвата возбуждения на примесные уровни, а с ней – поначалу – эффективность передачи S , растут с увеличением их концентрации. Начиная с некоторой концентрации активатора начинает преобладать эффект поглощения излучения этими же примесями, и «эффективная» величина S , а с ней и количество света, уменьшается. Существование оптимальной концентрации активатора подтверждается экспериментально.

Ещё одним опытным фактом является зависимость *удельного*, т.е. приходящегося на единицу поглощённой энергии, *световыхода* $\Delta L/\Delta E$ от нескольких характеристик регистрируемых частиц - их массы, заряда, энергии. Совокупность многих измерений показывает, что, как правило, эта зависимость может быть выражена через функцию одной переменной - плотности ионизационных потерь dE/dx . С ростом плотности ионизации удельный световыход падает.

Этот эффект может быть объяснён с помощью следующей феноменологической модели, не конкретизирующей реальные микроскопические механизмы сцинтилляции.

Предположим, что наряду с возбуждениями (экситонами), возникающими на пути заряженной частицы с линейной плотностью $A \cdot dE/dx$, образуются центры тушения, т.е. безизлучательного снятия возбуждения, с концентрацией $C \cdot dE/dx$. Пусть, в свою очередь, концентрация центров люминесценции n_L . Если сечения захвата экситона центром люминесценции и центром тушения равны σ_L и σ_Q соответственно, то удельный световыход, или число фотонов люминесценции на единицу пути,

$$\frac{dL}{dx} = \frac{\sigma_L n_L}{\sigma_L n_L + \sigma_Q C dE/dx} A dE/dx = \frac{A dE/dx}{1 + B dE/dx} \quad (3.1)$$

Эту зависимость световыхода от плотности ионизационных потерь называют формулой Биркса, а постоянную B , характеризующую сцинтиллятор и не зависящую от типа и энергии частицы, – коэффициентом Биркса. В качестве возможной природы тушения называют ионизационные повреждения молекул, локальный нагрев вещества вдоль трека частицы и др.

При $B=0$ или при малой плотности энерговыделения $dL/dx \propto dE/dx$, и полный световыход на пути торможения частицы $\Delta L \propto \Delta E$, т.е. удельный световыход $\Delta L/\Delta E = const$. При очень высокой плотности ионизации $dL/dx = const$, и световыход пропорционален

пробегу частицы: $\Delta L \propto \Delta x$. В общем случае $\frac{\Delta L}{\Delta E} = \frac{\int dL/dx dx}{\int dE/dx dx}$ зависит от закона

ионизационного торможения частицы.

Согласно рассмотренной модели, временное развитие сцинтилляционной вспышки зависит от времени, затрачиваемого на возбуждение люминесцентных центров (поглощение и миграция к ним энергии), с одной стороны, и времени их жизни τ , с другой. Если, как обычно бывает, первое много меньше второго, то в простейшем случае интенсивность свечения как функция времени описывается простой экспоненциальной зависимостью: $I = I_0 \exp(-t/\tau)$. Часто зависимость $I(t)$ имеет более сложный характер и описывается суммой нескольких компонент с разными *временами высвечивания* сцинтиллятора.

Эти компоненты, как правило, отличаются спектральным составом, а соотношение их интенсивностей может зависеть от температуры, плотности ионизации и других факторов.

4. Характеристики кристалла YAP

Рассмотрим подробнее вещество, используемое в качестве сцинтиллятора в нашей работе, - полупроводник $YAlO_3$, называемый также YAP, «перовскит иттрия», «ортоалюминат иттрия». Это твердый кристалл, не растворимый в неорганических кислотах, устойчивый к щелочам, негигроскопичный. Плавится при 1875°C . Индекс преломления (важный с точки зрения оптимизации светосбора на фотоприёмник) 1.9. Его плотность, определяющая в т.ч. плотность ионизационных потерь, около 5.5 г/см^3 . Средний потенциал ионизации около 240 эВ. Средний заряд ядер, характеризующий тормозную способность для γ -квантов, $Z=32$. Кристалл активирован примесной добавкой Ce с оптимальной весовой концентрацией около 0.2 %.

Ионы церия, играющие роль центров люминесценции, размещаются в узлах решётки, замещая Y^{3+} .

Возбуждение трехвалентного церия $Ce^{3+} \rightarrow (Ce^{3+})^*$ может происходить различными способами:

- непосредственно ионизирующей частицей;
- через образование 4-х-зарядного иона либо прямой ионизацией, либо захватом дырки: $Ce^{3+} + h \rightarrow Ce^{4+}$.

При этом захват дырки может быть “мгновенным” либо задержанным на время ее диффузии к решёточному узлу церия. Образовавшийся ион может захватить электрон: $Ce^{4+} + e \rightarrow (Ce^{3+})^*$, опять же либо “мгновенно” в случае со свободным электроном ионизации, либо с задержкой – при тепловом высвобождении электрона из “ловушки” – потенциальной ямы, связанной с неидеальностью кристаллической решётки (наличием примесей и дислокаций).

Электронная конфигурация атома редкоземельного элемента $_{58}Ce$ - $4f^7 5d^1 6s^2$. Ион трёхвалентного церия Ce^{3+} имеет основное электронное состояние $4f^7$. Соответствующий дублет ионных состояний $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$ расщеплен по энергии спин-орбитальным взаимодействием на $\sim 2250 \text{ см}^{-1}$, однако переходы на эти уровни в интересующей нас области излучения (см. ниже) не разделяются.

Первое электронное возбуждение имеет конфигурацию $5d$. Ромбическая решетка YAP характеризуется C_{1h} симметрией с разрешенными электрическими дипольными переходами. Благодаря этому снимается вырождение, за исключением т.н. двукратного вырождения

Краммерса для систем с полуцелым спином, всех $4f$ и $5d$ состояний. Расщепление $5d$ уровней $\sim 5500 \text{ см}^{-1}$, а средняя энергия составляет $38\,300 \text{ см}^{-1}$.

Нерадиационные переходы между далеко отстоящими уровнями ($>10^4 \text{ см}^{-1}$) в редкоземельных элементах важны только при повышенной температуре, т.е. квантовая эффективность радиационного перехода $5d \rightarrow 4f$ высока. Другая ситуация наблюдается для близких уровней конфигурации $5d$, когда сильная ион-решеточная связь приводит к быстрой многофононной (безизлучательной) релаксации на наинизший $5d$ уровень.

Таким образом, основную часть оптического спектра Ce^{3+} составляют переходы $f-d$ в ближнем ультрафиолетовом диапазоне.

В типичной для фотокатодов (см. гл. 5) области чувствительности $200 - 500 \text{ нм}$ в спектрах поглощения кристалла $\text{YAlO}_3:\text{Ce}^{3+}$ наблюдается до 5 довольно широких полос на $\sim 220, 238, 275, 290$ и 303 нм , сопоставляемых с пятью электронными $5d$ -уровнями Ce^{3+} . Край собственного (беспримесного) поглощения YAlO_3 начинается ниже 200 нм .

Смещение Стокса между полосами поглощения и излучения составляет $\sim 4500 \text{ см}^{-1}$, т.е. излучательный спектр имеет максимум на $\sim 360 \text{ нм}$.

Измеренное время высвечивания основной компоненты YAP около 28 нс , что близко к расчётной (обратной) скорости радиационных переходов в ионе Ce^{3+} . Такое сравнительно быстрое высвечивание YAP отличает его от большинства кристаллических сцинтилляторов с характерными временами $0.1 - 10 \text{ мкс}$.

Наличие неконтролируемых примесей в кристалле, а также смещённых и четырехвалентных ионов церия приводит к появлению в спектре дополнительных полос, характеризующихся большими временами высвечивания от $\sim 100 \text{ нс}$ до $\sim 10 \text{ мкс}$. Эта медленная компонента сильно варьирует от образца к образцу, составляя по интенсивности, по различным данным, от 2% до 15% от основной.

Для иллюстрации сказанного на рис.4.1 приведен электронный «снимок» с экрана цифрового осциллографа. На нем с помощью ФЭУ зарегистрированы и наложены друг на друга два импульса сцинтилляций YAP, отличающиеся по амплитуде в 5 раз. После быстрого заднего фронта наблюдается более медленная компонента.

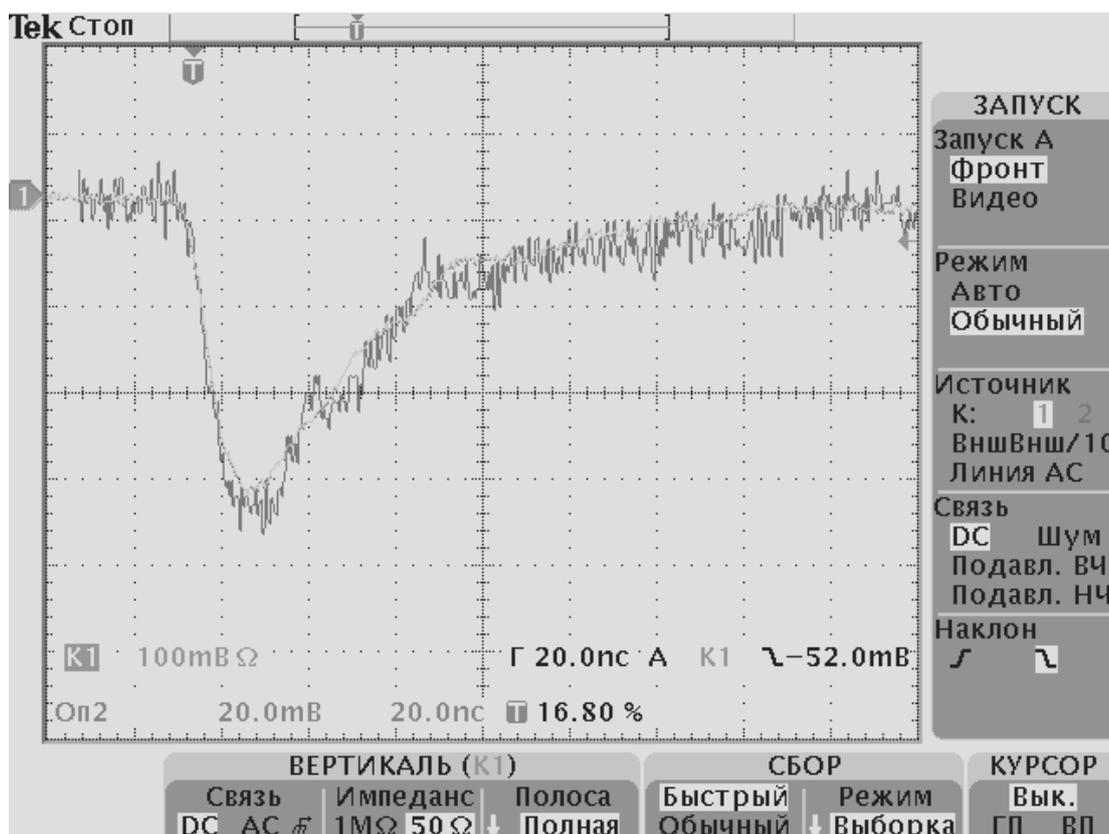


Рис.4.1. Осциллограммы двух импульсов сцинтилляций YAP.

Важная черта YAP – довольно высокий световыход, достигающий для лучших образцов до 50 % от «эталонного» для неорганических кристаллических сцинтилляторов световыхода NaI(Tl) . Это составляет $\sim 18 \cdot 10^3$ фотонов на 1 МэВ поглощённой энергии при возбуждении кристалла γ - квантом и $\sim 5.4 \cdot 10^3$ фотонов/МэВ для α - частиц (см. выше о различии световыхода для разных видов поглощаемого излучения).

Температурный коэффициент световыхода 0.4% / К.

Благодаря ряду свойств (высокий световыход, быстрота и подходящий к чувствительности ФЭУ спектр излучения и др.) YAP считается одним из перспективных сцинтилляторов для различных спектрометрических приложений.

5. Фотоэлектронный умножитель и его применение в сцинтилляционном детекторе

Детекторы, применяемые в спектрометрии ядерных излучений и в физике частиц, используются обычно в импульсном режиме: измеряются короткие сигналы, вызываемые актом взаимодействия отдельной частицы с веществом. Так, в сцинтилляционной спектрометрии регистрируются световые вспышки, для чего применяется тот или иной фотоприемник, в нашем случае ФЭУ. При этом непосредственно измеряемой величиной является амплитуда (точнее, заряд) токового импульса ФЭУ, зависящая от характеристик детектора и регистрируемого излучения.

В основе испускания электронов веществом под действием света лежит внешний фотоэффект, суть которого состоит в возможности возбуждения электрона до его выхода из вещества путём передачи ему всей энергии поглощенного фотона. В рассматриваемом случае ФЭУ эмиссия происходит из твердого фотокатода в вакуум. Вероятность выбивания электрона называется квантовой чувствительностью, или эффективностью, фотокатода. Она зависит от энергии фотона, свойств вещества, состояния его поверхности и ряда других факторов. Многие закономерности фотоэффекта определяются зонной структурой твердого тела.

В металле возбуждаются с выходом в вакуум электроны проводимости. Пороговая частота излучения, ниже которой (при $T=0$) фотоэффект невозможен, определяется разностью энергий электрона, находящегося вне тела достаточно далеко от его поверхности, и электрона на наивысшем энергетическом уровне в яме, образуемой потенциалом кристаллической решётки металла:

$h\nu_{min} = E_{vac} - E_{max} \equiv \Phi_{\phi}$. Φ_{ϕ} носит название фотоэлектронной работы выхода.

Для полупроводника, в отличие от металла, основной вклад в фотоэмиссию, как и в упомянутое в связи со сцинтилляцией оптическое поглощение, дают валентные электроны, имеющие на порядки большую концентрацию по сравнению с примесными и электронами проводимости. Последние дают небольшой вклад в величину фототока, создавая длинноволновой «хвост» фотоэмиссии за порогом собственного фотоэффекта $h\nu_{min} = \Phi_{\phi} = E_g + E_a$. Здесь E_g – ширина запрещённой зоны, E_a – энергетическое расстояние от нижней границы зоны проводимости до уровня вакуума, называемое электронным сродством.

Другое важное отличие полупроводника от металла состоит в характере связи фотоэмиссионной способности материала с его термоэмиссией. Последняя, будучи в отличие от фотоэмиссии равновесным процессом, определяется химическим потенциалом вещества - положением уровня Ферми. В металле уровень Ферми совпадает (в пределе $T=0$) с верхним

заполненным уровнем зоны проводимости: $E_F = E_{max}$, поэтому *термоэлектронная* работа выхода совпадает с *фотоэлектронной*: $\Phi_T = \Phi_\phi$, и характеристики обоих процессов определяются одной энергетической величиной. Для полупроводников ситуация принципиально другая.

В чистом полупроводнике уровень Ферми лежит в середине запрещённой зоны, и $\Phi_T = \frac{1}{2} E_g + E_a$. Наличие примесей (донорных или акцепторных) смещает его к границе (верхней или нижней) этой зоны. Но в обоих случаях работы термоэмиссии и фотоэмиссии в полупроводнике - две разные энергетические характеристики кристалла. Это открывает принципиальную возможность создания эффективных полупроводниковых фотоэмиттеров с приемлемо низким уровнем термотока без их охлаждения.

Ток электронов, эмитированных катодом, усиливается т.н. диодной системой ФЭУ – рядом электродов, находящихся под последовательно возрастающими потенциалами. В основе процесса усиления лежит эффект вторичной электронной эмиссии – выбивания из вещества (вторичных) электронов в результате «бомбардировки» его поверхности достаточно энергичными (первичными) электронами. Эффект характеризуется коэффициентом вторичной эмиссии (к.в.э.) - отношением тока вторичных электронов к току первичных. Усиление в системе из n каскадов усиления (динодов) $M = \prod_{i=1}^n \delta_i$, где δ_i – (средний) коэффициент вторичной эмиссии i -го диода.

К.в.э. как функция энергии первичного электрона имеет максимум, достигающий (для эффективных эмиттеров) по порядку величины $\sim 10^1 \div 10^2$. Качественно это объясняется соотношением двух основных факторов: с одной стороны, с ростом энергии растёт число возбуждаемых вторичных электронов. В то же время увеличивается глубина генерации в толще вещества этих электронов, вследствие чего падает вероятность их выхода из объёма вещества. Для широкого круга веществ энергия, соответствующая максимуму к.в.э., составляет несколько сотен электрон-вольт. На практике по ряду причин разность потенциалов между последовательными диодами ФЭУ составляет заметно меньшую величину $V \sim 100-200$ В. При типичных для современных ФЭУ к.в.э., равном 4, и числе каскадов 12 коэффициент усиления составляет $M \approx 10^7$.

При чрезмерном повышении напряжения на ФЭУ начинает сказываться объемный заряд электронного облака на конечных стадиях размножения, что приводит к насыщению коэффициента усиления и нелинейности ФЭУ. Кроме того, растут шумы ФЭУ (см. далее). Возможно появление паразитных послеимпульсов, связанных с ударной электронной ионизацией остаточного газа в вакуумном объеме и последующим соударением образовавшихся ионов с катодом или диодами (т.н. ионная обратная связь). Еще один

источник послеимпульсов – фотонная обратная связь, когда фотоны видимого диапазона, сопровождающие мощную лавину на аноде, вызывают фотоэффект из катода или динодов. Наконец, при очень большом анодном токе, вызванном слишком большим усилением или сильной засветкой фотокатода, могут произойти изменения свойств последнего динода и анода, вплоть до необратимого нарушения работы ФЭУ.

В достаточно узком диапазоне напряжений (энергий) в рабочей области к.в.э. динодов может быть грубо аппроксимирован линейной функцией $\delta(V) \approx cV$. Для подачи на электроды ФЭУ напряжения обычно используется резистивный делитель напряжения. При равномерном распределении потенциалов напряжение между последовательными динодами $V = V_0/n$, где V_0 – полное напряжение на динодной системе ФЭУ. Тогда в предположении эквивалентности всех каскадов полное усиление $M = c(V_0/n)^n \propto V_0^n$, т.е. относительное изменение коэффициента усиления ФЭУ при изменении напряжения на нём $dM/M = n dV_0/V_0$. На практике из-за различия усиления каскадов зависимость $M(V_0)$ имеет несколько меньший показатель степени, который имеет смысл «эффективного» числа динодов.

Отсюда следует важное практическое требование к условиям измерений: при необходимости обеспечить стабильность $dM/M < 1\%$ и типичных $n \sim 10$, $V_0 \sim 1$ кВ постоянство напряжения питания ФЭУ должно быть не хуже ~ 1 В.

Для импульсных измерений важными являются временные характеристики ФЭУ, в первую очередь длительность выходного импульса в ответ на δ -вспышку света и – в меньшей степени - время его задержки. Задержка определяется суммарным временем, затрачиваемым размножающимися электронами на пролет через всю динодную систему ФЭУ, и типично составляет $\sim (1 \div 2) \cdot 10^{-8}$ с. Длительность импульса зависит от двух основных факторов. Первый - разброс времен пролета электронов, главным образом на начальной стадии размножения (на катоде и первых динодах), в силу разброса их начальных эмиссионных скоростей и *не изохронности* разных траекторий движения. Второй фактор – граничная частота полосы пропускания, определяемая паразитной емкостью анода ФЭУ относительно всех других электродов и сопротивлением внешней цепи. Длительность импульса варьируется от нескольких (~ 2 -5) нс для быстрых («временных») типов ФЭУ до ~ 20 -40 нс для сравнительно «медленных» типов ФЭУ. Для примера на рис.5.1 показан осциллограмма сигнала с ФЭУ-84, засвечиваемого короткой вспышкой быстрого светоизлучающего диода (СИД).

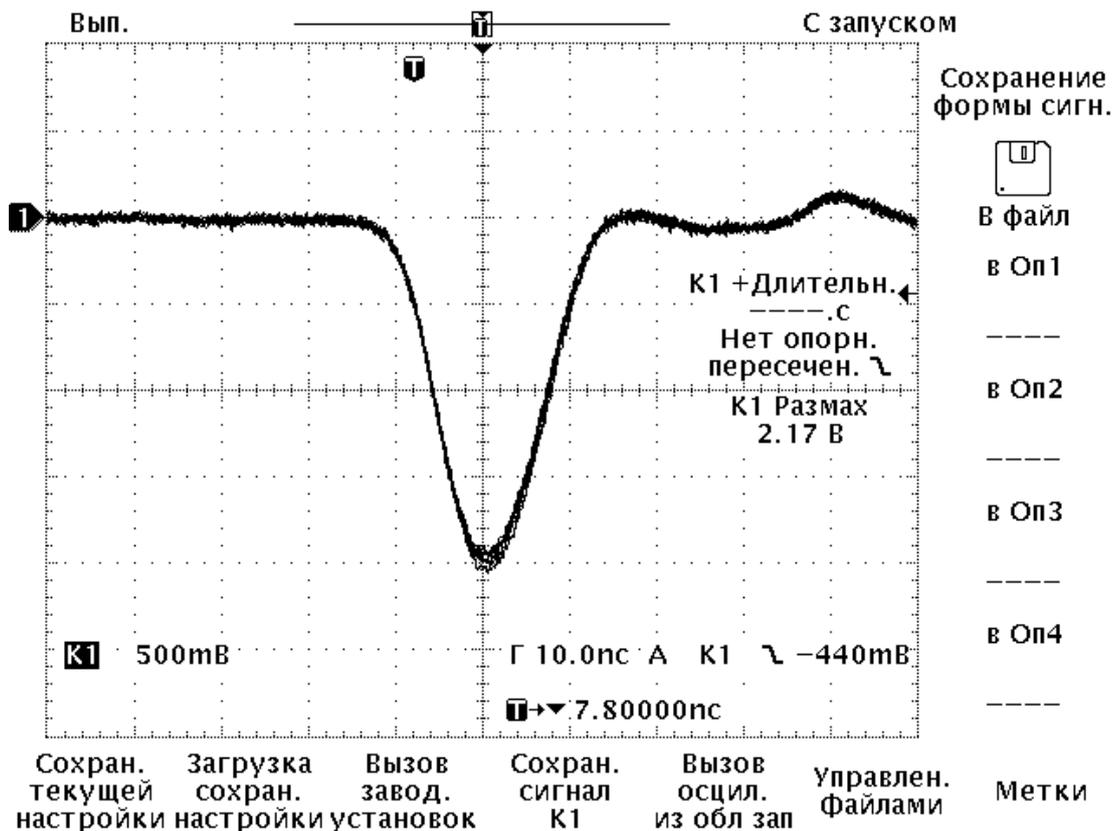


Рис. 5.1. Копия экрана цифрового осциллографа с осциллограммами импульсов ФЭУ от быстрого СИД. Шкала временной развертки 10 нс/деление.

Принципиально статистический характер физических процессов, лежащих в основе работы сцинтилляционного детектора (высвечивание фотонов, их конверсия в электроны, размножение последних и др.), а также погрешности измерений, вносимые несовершенством приборов, приводит к разбросу величины сигнала вокруг среднего значения при регистрации строго определенного энерговыделения ионизирующей частицей. Общепринято амплитудное распределение (спектр) отклика на бесконечно узкое по разбросу амплитуд воздействие называть аппаратурной функцией детектора, а его ширину (определенную тем или иным способом) – аппаратурным разрешением. Разрешение накладывает ограничения на точность измерения, в нашем случае – ионизационных потерь, и на возможность разделения сигналов от, скажем, групп частиц с близкой энергией.

Рассмотрим разрешение сцинтилляционного детектора в импульсном режиме.

Разрешение (например, энергетическое) R принято определять как (выраженное в процентах) отношение полной ширины пика в спектре, измеренное на его полувысоте (FWHM), к его среднему значению.

Введём обозначение *относительной* дисперсии случайной величины E со средним \bar{E} и дисперсией $D(E)$: $\sigma^2(E) = \frac{D(E)}{\bar{E}^2}$, и будем опускать слово «относительная» там, где оно подразумевается принятым обозначением.

Для типичного случая гауссовской формы аппаратурной функции (нормированной на единицу)

$$G(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} \exp \left\{ -\frac{(E - \bar{E})^2}{2D} \right\}$$

разрешение очень просто выражается через дисперсию: $R \equiv (\Delta E / \bar{E})_{\text{FWHM}} = 2.35 \sqrt{\sigma^2(E)}$.

Ввиду такой связи иногда, говоря о разрешении, подразумевают σ .

Пусть сцинтилляционным детектором регистрируются акты полного поглощения ионизирующих частиц фиксированной энергии. Полный заряд Q в анодном импульсе ФЭУ представляется в упрощённом виде как

$$\bar{Q} = \bar{N}_\gamma \bar{p} \bar{M} \quad (5.1).$$

В дальнейшем знак усреднения - черту над символом - будем опускать.

Здесь N_γ - число фотонов в сцинтилляционной вспышке, M - коэффициент усиления ФЭУ, p - эффективность передачи фотонов, равная отношению числа первичных электронов, возникших на входе ФЭУ, к числу фотонов: $p = N_{el}/N_\gamma$. По формуле распространения ошибок дисперсия заряда (5.1) просто складывается из дисперсий предполагаемых независимыми сомножителей:

$$\sigma^2(Q) = \sigma^2(N_\gamma) + \sigma^2(p) + \sigma^2(M) \quad (5.2).$$

В предположении пуассоновского распределения $P(k) = \frac{k^{N_\gamma} e^{-N_\gamma}}{k!}$ числа фотонов k со средним N_γ $\sigma^2(N_\gamma) = 1/N_\gamma$ (5.3).

Дисперсию $\sigma^2(p)$ следует понимать как относительную среднеквадратичную флуктуацию числа электронов N_{el} при *фиксированном* числе фотонов N_γ . Рассматривая "преобразование" фотона в электрон как бернуллиевский процесс с вероятностями "успеха" и "неудачи" p и $q=1-p$ соответственно, воспользуемся выражением для дисперсии биномиального распределения числа "успешных" исходов N_{el} в серии из N_γ испытаний:

$$\sigma^2(p) = \frac{D(N_{el})}{N_{el}^2} = \frac{N_\gamma p q}{N_{el}^2} = \frac{1-p}{N_\gamma p} \quad (5.4).$$

Подставляя (5.3) и (5.4) в (5.2), получим

$$\sigma^2(Q) = \frac{1}{N_{e1}} + \sigma^2(M) \quad (5.5).$$

Из сравнения (5.2) и (5.5) видно, что дисперсия числа электронов, возникших в результате последовательности двух случайных процессов - излучения фотонов и фотоэффекта, совпадает с выражением для дисперсии пуассоновского распределения со средним $N_{e1} = N_\gamma p$.

Покажем с использованием формализма производящих функций, что это не случайно.

Представим число электронов как сумму случайного числа k случайных величин α_i :

$$N_{e1} = \sum_{i=1}^k \alpha_i$$

Здесь α принимает с вероятностями p и $1-p$ значения 0 и 1 соответственно, а производящая функция для такого распределения $f(z) = 1 - p + pz$. Величина k - пуассоновская со средним N_γ и производящей функцией $g(z) = e^{N_\gamma(z-1)}$.

Тогда N_{e1} , согласно теории вероятностей, есть случайная величина с производящей функцией $h(z) = g(f(z)) = e^{N_\gamma p(z-1)}$, то есть имеет пуассоновское распределение со средним $N_\gamma p$.

Обратимся теперь ко второму слагаемому в (5.5) – вкладу флуктуаций усиления ФЭУ.

Процесс усиления в диодной системе ФЭУ – это типичный цепной процесс размножения. В отличие от фотоэффекта, здесь исходом «испытания» - падения первичного электрона – может быть произвольное число вторичных электронов.

Дисперсия усиления – это дисперсия в числе электронов на аноде ФЭУ N_e при фиксированном (не флуктуирующем) числе электронов на его первом диоде $N_{e1} = N_\gamma p$:

$$\sigma^2(M) = D(M)/M^2 = D(N_e)/N_e^2 = D(N_e)/(N_\gamma p M)^2$$

Считая независимыми флуктуации эмиссии на каждом из k диодов, имеем

$$D(N_e) = \sum_{i=1}^n D_i(N_e), \text{ где } D_i(N_e) \text{ – дисперсия в числе электронов на аноде, найденная при}$$

условии, что только i -го диода является случайной величиной с дисперсией $D(\delta_i)$, а для остальных диодов дисперсии равны нулю. Если на k -й диод приходит $N_p \delta_1 \delta_2 \dots \delta_{k-1}$ электронов, то с него испускается $N_p \delta_1 \delta_2 \dots \delta_{k-1} \delta_k$ электронов с дисперсией

$N_p \delta_1 \delta_2 \dots \delta_{k-1} D(\delta_k)$. При этом на анод попадает $N_p \delta_1 \delta_2 \dots \delta_n$ электронов и

$$D_k(N_e) = N_p \delta_1 \delta_2 \dots \delta_{k-1} D(\delta_k) \delta_{k+1}^2 \dots \delta_n^2.$$

Таким образом,

$D(N_e) = N_p \{ D(\delta_1) \delta_2^2 \dots \delta_n^2 + \delta_1 D(\delta_2) \delta_3^2 \dots \delta_n^2 + \dots + \delta_1 \delta_2 \dots \delta_{n-1} D(\delta_n) \}$, и

$$\sigma^2(M) = \frac{1}{N_{\gamma p}} \left\{ \frac{D(\delta_1)}{\delta_1^2} + \frac{1}{\delta_1} \frac{D(\delta_2)}{\delta_2^2} + \dots + \frac{1}{\delta_1 \delta_2 \dots \delta_{n-1}} \frac{D(\delta_n)}{\delta_n^2} \right\}. \quad (5.6)$$

Из (5.6) видно, что основной вклад в дисперсию даёт первый член суммы - флуктуации размножения на первом диноде.

Полагая для всех $i = 1 \dots n$ ($n \gg 1$) $\delta_i = \delta \gg 1$ и $D(\delta_i) = D(\delta)$, получим

$$\sigma^2(M) = \frac{D(\delta)}{N_{\gamma p} \delta (\delta - 1)}.$$

Распределение по числу вторичных электронов считают пуассоновским, тогда $D(\delta) = \delta$. Окончательно получим $\sigma^2(M) = 1/(N_{\gamma p} \delta)$ (5.7),

или, подставляя (5.7) в (5.5),

$$\sigma^2(Q) = \frac{1}{N_{e1}} + \frac{1}{N_{e1} \delta} = \frac{1 + 1/\delta}{N_{e1}} \quad (5.8).$$

Выражение (5.8) соответствует нижнему теоретически достижимому пределу разрешения при измерении данным типом детектора. Рассмотренная идеализированная модель не включает многих факторов, присущих реальному детектору.

Во-первых, полный разброс числа испущенных фотонов больше чисто пуассоновского: $\sigma^2(N_{\gamma}) = 1/N_{\gamma} + \sigma_{sc}^2$. Добавочный член, обозначенный σ_{sc}^2 (от «*scintillation*»), обусловлен несовершенством сцинтиллятора, главным образом его неоднородностью (по концентрации центров люминесценции, прозрачности и др.). Считается также, что вклад в σ_{sc}^2 даёт уже упомянутое непостоянство световых выходов сцинтиллятора, благодаря различию от вспышки к вспышке «сценариев», составленных из элементарных актов диссипации энергии.

Аналогично, к уже рассмотренному вкладу в дисперсию передачи $\sigma^2(p)$ принципиально неустранимых - в силу статистической природы фотоэффекта - флуктуаций надо добавить вариации передачи σ_{Tr}^2 (от «*transmission*»), обусловленные несовершенством детектора:

$$\sigma^2(p) \xrightarrow{\text{заменить}} \sigma^2(p) + \sigma_{Tr}^2.$$

Это в первую очередь неравномерность спектрального квантового выхода по засвечиваемой площади фотокатода.

Кроме квантовой чувствительности фотокатода ФЭУ, эффективность передачи фотонов p включает такие факторы, как: 1) эффективность светосбора с учётом геометрии сцинтиллятора, отражательных свойств его поверхности, качества оптического контакта с окном ФЭУ, и 2) эффективность сбора фотоэлектронов на первый динод ФЭУ.

Соответственно, различие в светосборе в зависимости от места и (возможно) направленности вспышки и вариации доли «потерянных» электронов (т.н. «коэффициент пролета») дают вклад в σ_{Tr}^2 .

Наконец, в отношении последнего члена в (5.2), флуктуации анодного тока ФЭУ (при фиксированном катодном токе) не ограничиваются одними статистическими флуктуациями размножения. Так, здесь сказывается трудно измеримый фактор междинодного пролета электронов. Ещё один источник шума в анодном сигнале - т.н. темновой ток. Он имеет неустраняемые составляющие, связанные с электронной эмиссией, причём основная из них - ток термоэмиссии с катода - подвержена такому же усилению в динодной системе, как фототок. Кроме этого, могут присутствовать зависящие от конструкции, технологии производства и режима работы ФЭУ токи утечки, оптической и ионной обратной связей. Поэтому вклад флуктуаций усиления часто заменяют совокупной величиной - т.н. коэффициентом избыточного шума ФЭУ B .

Окончательно, вместо выражения (5.8) имеем

$$\sigma^2(Q) = \sigma_{Sc}^2 + \sigma_{Tr}^2 + \frac{1+B}{N_\gamma p} \quad (5.9).$$

Т.о., для сцинтилляционного детектора, где энергетическим эквивалентом выступает заряд в импульсе ФЭУ, полное разрешение R представляется в виде квадратичной суммы т.н. внутреннего разрешения сцинтиллятора R_i , разрешения передачи R_p и разрешения ФЭУ R_M (несколько произвольно называемого также “вкладом фотоэлектронной статистики”), соответственно трём слагаемым в (5.9):

$$R^2 = 5.55 \sigma^2(Q) = R_i^2 + R_p^2 + R_M^2 \quad (5.10).$$

По имеющимся данным, удельный световыход YAP сравнительно с другими кристаллами весьма постоянен как функция энергии: вариации составляют менее 15% в диапазоне энергий возбуждающего γ -излучения от нескольких кэВ до 1 МэВ. Согласно сказанному выше о σ_{Sc}^2 , это даёт основания ожидать, что, кроме собственно хорошей линейности, YAP может иметь неплохое разрешение. При неизменном светосборе со сцинтиллятора, в частности, в случае его малых (например, по сравнению с длиной поглощения света) характерных размеров, вклад соответствующей компоненты разрешения передачи тоже мал.

Действительно, наилучшие кристаллы YAP, находящиеся в оптическом контакте с окном ФЭУ, позволяют достичь очень хорошего энергетического разрешения $R_s = (R_i^2 +$

$R_p^2)^{1/2}$ до 3.4% на «эталонной», обычно используемой для измерений, 662 кэВ-ной γ - линии от источника ^{137}Cs .

Коэффициент шума ФЭУ B варьируется от десятых долей для "хороших" типов и образцов ФЭУ до нескольких единиц. Он может быть измерен в принципе из амплитудного распределения одноэлектронных импульсов (р.о.и., или одноэлектронного спектра), т.е. анодных сигналов, вызываемых вылетом из катода одного электрона:

$$B = \frac{\sigma_1^2}{\mu_1^2}, \text{ где } \mu_1 \text{ и } \sigma_1^2 - \text{соответственно среднее значение и абсолютная дисперсия}$$

р.о.и.

Для получения р.о.и. часто используется метод слабых световых вспышек. Фотокатод освещается короткими вспышками от импульсного источника света (например, СИД). Интенсивность вспышек уменьшают так, что среднее число фотоэлектронов $\mu \ll 1$. Об этом можно судить, оценивая по осциллографу интенсивность «нулевой» линии развертки в канале измерения анодного сигнала. Она должна составлять большую долю (>0.9) от всех запусков развертки осциллографа, синхронизованных со вспышкой. При этом, исходя из пуассоновской статистики, вероятность «нулевого» сигнала $P(0) = e^{-\mu} \approx 1 - \mu$ близка к единице, а подавляющая часть остального спектра - одноэлектронные импульсы: $P(1) = \mu e^{-\mu} \approx \mu \approx 1 - P(0)$. Если так же синхронизовать измерение амплитуды (или заряда) токового импульса ФЭУ, для чего обычно используется аналого-цифровой преобразователь (АЦП), то полученное распределение и есть р.о.и.

В практических измерениях надо учесть, что при отсутствии светового сигнала результатом «оцифровки» амплитуды будет ненулевое значение, смещённое для однополярного АЦП в его рабочую область - т. н. «пьедестал». Среднее значение пьедестала и, более важно, его разброс могут определяться различными факторами: вкладом самого АЦП (напряжение смещения и/или ток утечки входного каскада и др.), электронными шумами, помехами ("наводками"), темновым током ФЭУ, температурным дрейфом измерительной схемы и др.

Для отслеживания величины пьедесталов используют т.н. "пьедестальные" – не синхронизованные с сигналом или в его отсутствие - запуски АЦП. При сравнительно узком относительно структур изучаемого спектра и стабильном пьедестальном распределении его среднее можно просто вычесть из оцифрованного сигнала. При заметной дисперсии пьедестала может потребоваться учёт её квадратичного вклада в аппаратное разрешение. Часто при наличии дополнительных входов АЦП одновременно с изучаемым сигналом

измеряют пьедестал на контрольном входе, что в случае коррелированных помех и шумов позволяет эффективно снизить уширение в изучаемом спектре.

Особенно существенен пьедестальный пик в случае измерения слабых сигналов, в особенности одноэлектронных. В «хороших одноэлектронных» ФЭУ р.о.и. имеет более или менее чётко отделённый от пьедестальных амплитуд сигнальный пик. Используемый в работе ФЭУ-84 (см. ниже) имеет диодную систему т.н. жалюзийного типа. Как правило, в такой системе довольно велик коэффициент пролета - доля первичных электронов, пролетающих мимо ближайшего диода и, как следствие, подверженных меньшему размножению. Это, наряду с низким коэффициентом вторичной эмиссии первого диода, является основной причиной плохого р.о.и. примерно экспоненциально падающего от пьедестала к области больших амплитуд. Экспериментальное определение величины B с хорошей точностью по такому одноэлектронному спектру затруднительно.

В заключение вопроса о разрешении отметим, что в практике спектрометрических измерений, особенно применительно к калориметрам высокоэнергичных частиц, независимо от принципа их действия, аппаратурное разрешение обычно параметризуют как явную функцию измеряемой энергии:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{b}{\sqrt{E}}\right)^2 + c^2 \quad (5.11)$$

(Иногда используется форма записи $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c$, здесь b и C - параметры).

Первый член - т.н. "стохастический" - отражает статистический, как правило, пуассоновский, характер процесса преобразования поглощаемой энергии в измеряемый эффект (в нашем случае заряд ФЭУ).

Второй, т.н. "константный", член эффективно учитывает "необязательные" по отношению к измеряемому эффекту погрешности измерения различного характера, слабо зависящие от энергии - электронные шумы и наводки, пространственную неоднородность отклика детектора, неполное поглощение энергии в детекторе, нестабильность аппаратуры и др. Чем меньше его вклад, тем разрешение детектора ближе к минимально достижимому для данного метода детектирования чисто статистическому пределу.

Из сравнения (5.9) и (5.11) видно, что в рассматриваемой модели детектора "стохастическому" члену соответствует разрешение ФЭУ, а "константному" - суммарный вклад разрешений передачи и внутреннего разрешения сцинтиллятора.

6. Радиоактивность

Радиоактивность - общее название для процессов самопроизвольных ядерных превращений, сопровождающихся излучением. Основными видами ядерных излучений являются α -, β - и γ -излучения, а также моноэнергетические электроны и др. ионизирующие излучения.

Наблюдаемый для многих тяжелых ядер α -распад – это испускание ядром с числом протонов Z и нейтронов $N=A-Z$ α -частицы (ядра ${}^4_2\text{He}$): ${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}\text{Y} + {}^4_2\text{He}$, возможное в принципе только при условии положительного энергетического баланса: энергия (масса) дочернего ядра меньше родительского. Энергетический выигрыш составляет единицы МэВ .

Испускание α -частиц с определенной энергией соответствует переходам между определёнными энергетическими состояниями родительского и дочернего ядер. Как правило, основная часть переходов происходит между их наименьшими уровнями. Если наряду с ними осуществляются переходы с возбужденного или на возбужденный уровень, появляются линии излучения с соответственно большей или меньшей энергией. Первый случай отвечает возникновению т.н. «длиннопробежных» α -частиц, второй - тонкой структуры α -спектра.

Родительское ядро в возбужденном состоянии образуется чаще всего в результате ядерного β -распада (см. далее). Как правило, это возбуждение за очень короткое время «снимается» γ -излучением. Поэтому длиннопробежные α -частицы обнаружены в считанном числе межъядерных переходов. Тонкая же структура α -спектров встречается довольно часто. Интенсивности линий тонкой структуры спектра характеризуют относительными вероятностями соответствующих переходов, так что полная вероятность (100%) соответствует постоянной распада данного α -активного изотопа.

Переход при α -распаде на возбужденный уровень дочернего ядра сопровождается *электромагнитным* переходом на его же основной или другой нижележащий уровень. Наиболее «простым» электромагнитным переходом является вышеупомянутое испускание γ -кванта. Если уровней несколько, то наряду с однократным переходом может осуществляться и *каскадный*, когда ядро переходит в основное состояние путем ряда последовательных переходов.

Спины J и пространственные четности P начального и конечного состояний ядра и момент импульса L , уносимый излучением, связаны определенными квантово-механическими соотношениями. Иначе говоря, переход (излучение) характеризуется некоторой *мультипольностью*. Вероятность γ -излучения быстро падает с ростом мультипольности, и переходы с $L \geq 4$ практически не наблюдаются.

Поскольку квант электромагнитного поля - фотон - имеет единичный спин, т.е. всегда $L \geq 1$, то т.н. переход $0 \rightarrow 0$ (начальное и конечное значения $J=0$) с испусканием *одного* γ -кванта запрещен. Он может происходить, например, с излучением 2-х фотонов или, альтернативно, путем *внутренней конверсии*: энергия возбуждения передается (посредством *виртуального* γ -кванта) одному из орбитальных электронов, который вылетает с соответствующей (за вычетом энергии связи данной оболочки) кинетической энергией.

Внутренняя конверсия может происходить и в других типах переходов и т.о. конкурирует с γ -излучением. В целом отношение вероятности внутренней конверсии к вероятности испускания γ , называемое *коэффициентом конверсии*, увеличивается с ростом мультипольности перехода. Полный коэффициент конверсии складывается из коэффициентов конверсии со всех атомных оболочек. Если энергии возбуждения ядра достаточно, то, как правило, преобладает конверсия с самой «глубокой» (т.н. K) оболочки,

В результате внутренней конверсии атом оказывается возбужденным, поскольку в одной из его (внутренних) оболочек не достает электрона. Практически мгновенно вакансия заполняется электроном с внешней оболочки, что сопровождается характеристическим рентгеновским излучением или, альтернативно, испусканием оже-электрона. Так, при заполнении вакансии в K -оболочке электроном из (ближайшей) L -оболочки энергия рентгеновского кванта $E_p = E_K - E_L$, а кинетическая энергия электрона Оже $E_e = E_K - E_{2L}$, где E_K , E_L , E_{2L} - энергии связи соответственно одного электрона на K -оболочке, L -оболочке и двух электронов на L -оболочке.

Вернемся к α -распаду. В квантовой механике он рассматривается как процесс проникновения α -частицы, заключённой в потенциальную яму ядерного взаимодействия, через кулоновский энергетический барьер. Глубина ямы определяется энергией связи α -частицы в ядре, ширина – размером ядра, форму потенциала в простейшей модели полагают прямоугольной.

Для получения постоянной распада λ вероятность подбарьерного «туннелирования» D , т.е. отношение плотностей потоков для прошедшей и падающей волн, надо умножить на частоту f «соударений» α -частицы с барьером - поверхностью ядра: $\lambda = f D$.

В классическом представлении $f = v/(2R)$, где v – скорость α -частицы в потенциальной яме; $f \sim 10^{20} \text{ с}^{-1}$.

В квазиклассическом приближении и для кулоновского потенциала $V(r)$ проницаемость барьера

$$D = \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_T} \sqrt{2\mu(V(r) - E)} \, dr \right) = \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_T} \sqrt{2\mu(Zze^2/r - E)} \, dr \right) ,$$

где $E=T$ – кинетическая энергия частицы, пределы интегрирования R и $r_T = Zze^2/T$ – соответственно радиус ядра и точка поворота, $\mu = mM/(m+M)$ – приведенная масса системы тел с массами дочернего ядра M и α -частицы m , их заряды соответственно Z и $z = 2$.

Взятие интеграла приводит к выражению

$$D = \exp\{-2g(Z,R) \gamma(x)\},$$

где введены безразмерная переменная $x=E/B$, $B=Zze^2/R$ – высота барьера, и функции

$$g(Z,R) = 2e/\hbar \sqrt{\mu ZR}, \quad \gamma(x) = \frac{\arccos(\sqrt{x})}{\sqrt{x}} - \sqrt{1-x}.$$

Разложение в ряд Тейлора вблизи $x=0$ дает для показателя экспоненты

$$\ln D = -\sqrt{2MBR}/\hbar \left(\pi\sqrt{B/E} - 4 + E/B - \frac{3}{4}(E/B)^2 + \dots \right)$$

Пренебрегая высшими членами и считая предэкспоненциальный множитель константой, получают связь постоянной α -распада (или времени полураспада) и его энергии в форме, соответствующей эмпирическому закону Гейгера – Нэттола:

$$\lg t_{1/2} = \frac{A_z}{\sqrt{Q_{eff}}} + B_z$$

Энергия распада Q_{eff} складывается из энергии α -частицы E_α и энергии ядра отдачи $E_\alpha M_\alpha/M_j$, а также поправки (~ 40 кэВ) на экранирование кулоновского поля родительского ядра электронами $\Delta E_{экр} = 65.3 (Z+2)^{7/5} - 80 (Z+2)^{2/5}$ эВ.

Полуэмпирическая постоянная A_z в первом приближении пропорциональна Z , зависимость $B_z(Z)$ слабая. Для тяжелых элементов, где и наблюдается α -распад, $A \approx 140$ и $B \approx 50$, если t – в сек., Q_{eff} – в МэВ.

Столь сильная зависимость $t_{1/2}(Q)$ объясняет гигантский диапазон (до 20 порядков) наблюдаемых времен полураспада α -активных ядер при сравнительно близких энергиях распада (4–9 МэВ). По мере уменьшения атомного номера ядра энергетический выигрыш относительно “удаления” из него 2-х протонов и 2-х нейтронов также уменьшается, вследствие чего α -распад становится все менее вероятен. Для ядра ^{209}Bi энергетически возможен α -распад с энергией излучения 3 МэВ, но с периодом полураспада $>10^{18}$ лет, и экспериментально он не наблюдается.

Наиболее адекватно закон Гейгера – Нэттола применим к переходам между основными (невозбужденными) состояниями четно-четных ядер (т.е. состоящих из $2k$ протонов и $2m$ нейтронов). Для других распадов наблюдается большее или меньшее

отклонение от приведенной простой зависимости, измеряемое т.н. коэффициентом запрета F :

$$\lg F = \lg t_{1/2} - \left(\frac{A_Z}{\sqrt{Q_{\text{eff}}}} + B_Z \right) .$$

Из сотен известных распадов $F < 1$ лишь в считанных случаях, что оправдывает применение термина. Так определенный коэффициент запрета связан с различными факторами. Наиболее изученный среди них и хорошо вычисляемый (при известном изменении углового момента при переходе) - центробежный эффект. При испускании α -частицы с орбитальным угловым моментом $L \neq 0$ проникаемость барьера уменьшается примерно в $D_0/D_L = \exp\{ \hbar L(L+1) / (MRZe^2)^{1/2} \}$ раз. При встречающихся на практике небольших значениях $L \leq 10$ добавочный “центробежный барьер” довольно мал сравнительно с основным кулоновским (напомним, диапазон изменения $\Delta \lg t_{1/2} \sim 20$).

В качестве примера приведём распад $^{213}\text{Bi} \rightarrow ^{209}\text{Tl}$, являющийся переходом между состояниями со спин-чётностью ядра $J^P = (9/2)^+$ и $(1/2)^-$ и, соответственно, с испусканием α -частицы в состоянии $L=5$ (минимально возможное по правилу сложения моментов значение $L=4$ запрещено сохранением четности). Соответствующий коэффициент подавления скорости распада составляет около 0.08 (см. Приложение). Поскольку проникаемости барьера для различных L сравнимы, часто можно ожидать в одном типе распада смесь α -частиц с допустимыми угловыми моментами в диапазоне $|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f$, где индексы i, f относятся соответственно к начальному и конечному состояниям.

Кроме центробежного фактора, есть более трудно учитываемые и модельно-зависимые эффекты несферичности ядер и взаимодействия α -частицы с сопровождающим распад электромагнитным излучением дочернего ядра.

Вероятно, большую роль играет также вероятность образования α -частицы вблизи поверхности ядра, соответствующая квазиклассической частоте соударений с барьером. Менее значимые факторы – не прямоугольность ядерного потенциала и передача части энергии распада электронам оболочки вплоть до ионизации атома.

Отметим, что полная и последовательная теория α -распада, обусловленного т.н. сильным (иногда называемым также ядерным) взаимодействием, ещё не создана.

Любой из α -активных изотопов принадлежит к одному из 4-х рядов, или цепочек превращений ядер, характеризуемых своим значением целого числа $k = 0 \dots 3$ в представлении числа нуклонов в ядрах ряда в виде $N = 4n + k$ с целым n (напомним, что при распаде N меняется на 4).

Количество ядер i -го члена цепи распадов в образце в момент времени t от момента приготовления $t_0=0$ исходного ($i=1$) чистого изотопа определяется выражением:

$$N_i(t) = \sum_{k=1}^i \alpha_{ik} \exp(-t/\tau_k) \quad , \quad \text{где } \tau_k \text{ — время полураспада соответствующего ядра, а}$$

коэффициенты экспонент

$$\alpha_{ik} = \frac{\tau_i \tau_k^{i-1}}{\tau_1 (\tau_k - \tau_2) (\tau_k - \tau_3) \cdots (\tau_k - \tau_i)} \quad (i > 1; k = 1, \dots, i-1),$$

$$\alpha_{ii} = - \sum_{k=1}^{i-1} \alpha_{ik} \quad (i > 1),$$

$$\alpha_{11} = N_1(0) .$$

Можно показать, что при $\tau_1 \gg t \gg \tau_i$ ($i > 1$) $N_i(t)$ подчиняются т.н. “вековому уравнению”: $N_i / \tau_i = N_1 / \tau_1 \sim \exp(-t/\tau_1)$. Отметим, что при указанных условиях вековое уравнение справедливо для любого процесса, происходящего по закону радиоактивного распада, в т.ч. для рассматриваемого далее β^- - распада.

По мере уменьшения атомного числа ядра в ряду оно становится нейтроно-избыточным и энергетически неустойчивым относительно β^- - распада, которым и “разряжается”, по-прежнему оставаясь в “своём” ряду. β^- - распадом называется процесс самопроизвольного превращения ядра в ядро-изобару (т.е. с тем же числом нуклонов) с зарядом, отличающимся на $\Delta Z = \pm 1$, за счёт испускания электрона или позитрона или захвата электрона. Ядра рассматриваемой цепочки испытывают первый из 3-х указанных видов – т.н. β^- - распад. В его основе - распад одного нейтрона: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, где $\bar{\nu}_e$ означает электронное антинейтрино. Бета - распад происходит за счёт т.н. слабого взаимодействия, которое вместе с электромагнитным взаимодействием описывается одной из наиболее последовательных и полных современных теорий - теорией электрослабого взаимодействия. В этом смысле β^- -распад не является «истинно» ядерным процессом, описываемым сильным взаимодействием. Ядро участвует в нём в той мере, в какой отличаются состояния свободного и внутриядерного нуклона.

В частности, энергетическое условие возможности β^- - распада определяется разностью масс родительского и дочернего ядер (зависящей в т.ч. от энергии связи нуклона в ядре): $E_0 = M(A, Z) - M(A, Z+1) > m_e + m_{\nu} \approx m_e$ (считаем массу (анти)нейтрино $m_{\nu} \approx 0$). Поскольку, в отличие от двух-частичного α -распада, часть энергии-импульса уносится нейтрино, электроны не будут обладать строго определённой энергией. Получим в упрощённой квантово-механической (не полевой) модели форму их энергетического спектра.

Вероятность перехода за единицу времени системы с гамильтонианом H (слабого) взаимодействия нуклонов с электронно-нейтринным полем из начального состояния с волновой функцией ψ_i в конечное состояние ψ_f

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_f^* H \psi_i d\tau \right|^2 \frac{dN}{dE}, \quad \text{где интеграл берётся по фазовому объёму, а } dN/dE$$

обозначает плотность конечных состояний.

Функции $\psi_i = \psi_{Ni}$, $\psi_f = \psi_{Nf} \psi_e \psi_\nu$, где в свою очередь ψ_{Ni} и ψ_{Nf} означают волновые функции нуклона соответственно в родительском и дочернем ядрах, а ψ_e и ψ_ν - функции электрона и нейтрино. Волновые функции нейтрино и электрона (в пренебрежении кулоновским взаимодействием последнего, тем более допустимым, чем выше его кинетическая энергия $T_e > 200$ кэВ) представим плоской волной, нормированной на единичный объём: $\psi_l = e^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}_l \vec{r})} = 1 + i\mathbf{k}\mathbf{r} + \frac{(i\mathbf{k}\mathbf{r})^2}{2!} + \dots$, где $\hbar k = p_l$ - импульс лептона ($l = e, \nu$), а \mathbf{r} -- пространственная координата относительно центра ядра. Это выражение представляет собой мультипольное разложение плоской волны.

По порядку величины энергосвободное $E_0 \approx 1$ МэВ, или $p_\nu \sim p_e \sim m_e c$. Т.о., в области взаимодействия с характерным размером в радиус ядра $R \sim 1 \times A^{1/3}$ Фм величина $kr \approx m_e c R / \hbar \approx 1/100$, и можно в выражениях для них принять $r = 0$. Тогда в разложении ψ_l можно ограничиться первым членом, соответствующим S - волновому (с орбитальным угловым моментом $l=0$) состоянию, и интеграл $\int \psi_f^* H \psi_i d\tau = \int \psi_{Nf}^* H \psi_{Ni} d\tau$. Величина интеграла определяется известным из теории оператором взаимодействия и конкретным видом начальной и конечной волновых функций (в т.ч. их спиновыми компонентами). Его можно представить в виде $\int \psi_{Nf}^* H \psi_{Ni} d\tau = gM$, где размерная константа g определяет «силу» взаимодействия (подобно заряду e в электродинамике), а безразмерный матричный элемент M характеризует степень «схожести» начального и конечного состояний ядра, включая значения их спинов и пространственных чётностей. Максимальное значение $|M|^2 \approx 1$ для (почти) совпадающих функций (например, в случае свободных нейтрона и протона) отвечает т.н. разрешенным переходам, а $|M|^2 \ll 1$ - т.н. запрещённым. Запрещённые переходы сопровождаются изменением конфигурации ядра (в первую очередь его спин-чётности) и ненулевым орбитальным моментом $l > 0$ «электрон-нейтринного излучения»,

Т.о., в таком приближении $P = \frac{2\pi}{\hbar} G_F^2 |M|^2 \frac{dN}{dE}$, где G_F - т.н. постоянная Ферми, характеризующая силу взаимодействия, а интересующая нас зависимость P от энергии электрона содержится в факторе плотности состояний.

В предположении о равновероятности распределения по всем допустимым элементам фазового объёма число состояний для электрона с импульсом в интервале от p_e до $p_e + dp_e$, проинтегрированное по углам вылета, равно $4\pi p_e^2 dp_e / (2\pi\hbar)^3$. Аналогично для нейтрино этот фактор равен $4\pi p_\nu^2 dp_\nu / (2\pi\hbar)^3$. В трёх-частичном распаде суммарный импульс двух лептонов «принимает» на себя протон отдачи: $\vec{p}_p + \vec{p}_\nu + \vec{p}_e = 0$ (в системе покоя начального нейтрона). Пренебрежём возможной в случае $|M|^2 \neq const$ угловой корреляцией между импульсами электрона и нейтрино и рассмотрим их факторы фазового объёма как независимые. Т.к. импульс протона теперь фиксирован, для него не возникает множителя фазового объёма, и число состояний (в интервале энергий электрона dE_e)

$$d^2N = \frac{p_e^2 dp_e p_\nu^2 dp_\nu}{4\pi^4 \hbar^6}.$$

Запишем энергобаланс распада: $T_N + E_\nu + E_e = E_0$, где T_N - кинетическая энергия нуклона отдачи массой M_0 . Оценка вклада нуклона в баланс энергий даёт $T_N = p_N^2 / 2M_0 \approx p_e^2 / 2M_0 \approx m_e^2 c^2 / 2M_0 \approx 10^{-3}$ МэВ, и им можно пренебречь (но не в балансе импульсов!). Т.о., энергия E_0 полностью распределена между электроном и нейтрино. С учётом соотношений $E_e^2 = m_e^2 c^4 + p_e^2 c^2$, $E_\nu = p_\nu c$, переходя к кинетической энергии $T = E_e - m_e c^2$ и соответствующей граничной энергии T_0 , получаем $\frac{dN}{dT} \propto (T + m_e c^2) \sqrt{(T + m_e c^2)^2 - m_e^2 c^4} (T_0 - T)^2$, что и определяет форму энергетического спектра. Его вид (при $T_0 = 0.36$ МэВ) показан на рис.6.1. Наиболее вероятная полная энергия электрона, т.е. энергия, при которой спектр имеет максимум, находится как вещественный корень кубического уравнения $4E_e^3 - 2E_e^2 E_0 - 3m_e^2 c^4 E_e + m_e^2 c^4 E_0 = 0$, где m_e - масса электрона, и близка к $m_e c^2 + T_0/3$.

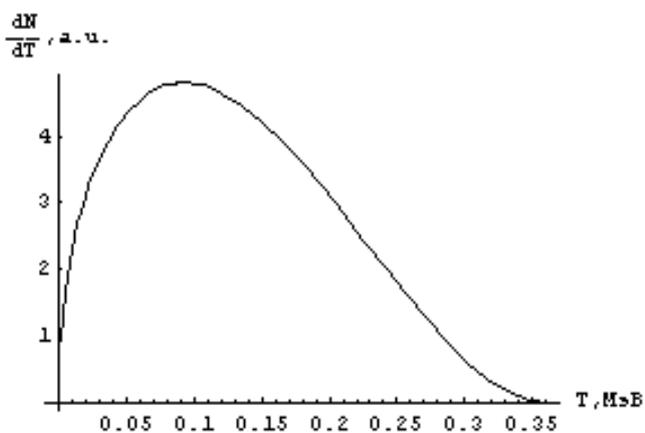


Рис.6.1 Спектр кинетической энергии электронов сверх-разрешенного бета-распада.

Напомним, что такой спектр присущ лишь «простейшим» (сверх)разрешённым распадам. В общем случае спектральная функция имеет более сложную форму. Однако её «колоколообразный» вид сохраняется. С хорошей степенью точности сохраняется также квадратичный характер её правого окончания в области $E_e \sim E_0$, что в принципе позволяет определить граничную энергию распада путем подгонки экспериментального спектра данной функцией. Более того, в очень тонких и точных экспериментах по измерению спектра вблизи граничной энергии получены сильные ограничения сверху на массу нейтрино, поскольку ненулевая масса приводит к изменению формы спектра.

Известно всего несколько т.н. «чистых» β -излучателей - β -активных нуклидов, в которых переход происходит только в основное состояние дочернего ядра. В остальных случаях распад идет (иногда со сравнимой или даже подавляющей вероятностью) также и на возбужденные уровни, переход с которых на основной осуществляется через γ -излучение соответствующей энергии и/или внутреннюю конверсию, с характеристическим рентгеновским излучением и испусканием электронов Оже. Кроме того, при торможении в веществе излучателя и/или детектора электрон распада испускает тормозные γ -кванты непрерывного энергетического спектра, с соответствующим уменьшением его кинетической энергии. Таким образом, практически всегда β -излучение сопровождается γ -компонентой и моноэнергетическими электронами.

Любой радиоактивный распад является случайным пуассоновским процессом. При среднем числе распадов в единицу времени, равном n , вероятность того, что за время t произойдет N распадов, определяется распределением Пуассона $P(N) = \frac{N^\mu e^{-\mu}}{N!}$, где среднее $\mu = nt$. Одним из характерных свойств пуассоновского процесса является экспоненциальное распределение вероятностей временных интервалов (отмеряемых от произвольно выбираемого начального момента, например, от акта распада) до ближайшего во времени распада: $P(\Delta t) = n e^{-n\Delta t}$. Т.о., измеряя распределение интервалов времен, можно, во-первых, проверить его совместимость с пуассоновостью процесса или обнаружить отклонения, например из-за вклада от периодических сигналов и/или причинно обусловленных, типа послеимпульсов ФЭУ. Во-вторых, можно подгонкой определить среднюю скорость распада без необходимости явного учета «мертвого» времени аппаратуры (просчетов счетчика импульсов и т.п.).

7. Детектор на основе кристалла YAP с радиоактивным источником. Измерительная аппаратура

Рассмотрим непосредственно используемый в работе детектор.

Это экземпляр из большой партии специально изготовленных кристаллов $YAlO_3:Ce$ с нанесённым на них слабоинтенсивным радиоактивным (р/а) источником. Он предлагается разработчиками в качестве опорного источника света для мониторинга стабильности и измерения линейности отклика детекторов частиц полного поглощения – т.н. *калориметров*. Поэтому, в частности, представляет интерес сравнение удельного световыхода данного образца сцинтиллятора для α - и β - излучения, а также оценка возможной нелинейности световыхода для α - частиц разной энергии.

Кристалл представляет собой параллелепипед размерами 2 x 2 x 0.1 мм. Р/а вещество нанесено слоем микроскопической толщины на одну из больших граней. Со стороны всех граней, кроме противоположной к указанной, кристалл закрыт защитным и одновременно светоотражающим фторопластовым корпусом. Нанесение р/а-источника прямо на сцинтиллятор позволяет избежать ионизационных потерь испускаемыми частицами в воздухе и соответствующего искажения измеряемого энергетического спектра.

Состав излучения в заданный момент времени с момента приготовления может быть определен, исходя из известной цепи распадов данного радиоактивного ряда.

Первоначально, при его приготовлении в середине 90-х гг. XX века, источник представлял собой препарат изотопа ^{229}Th . Он принадлежит к получаемому искусственно т.н. «нептуниевому» ряду ($k = 1$), члены которого не встречаются в естественных земных условиях.

На рис.7.1 показана цепочка распадов ряда с основными компонентами излучения (исключая γ). Для каждого распада ряда указаны период полураспада, тип и энергия ($MэВ$) частиц (для β - распада – максимальная), в скобках -- относительная вероятность в %%. Символом * помечены дублеты линий. В угловые скобки (< >) заключены средневзвешенные значения энергии на один распад: для α -частиц – с учетом всех (в том числе опущенных) линий, для электронов – с учетом конверсионных.

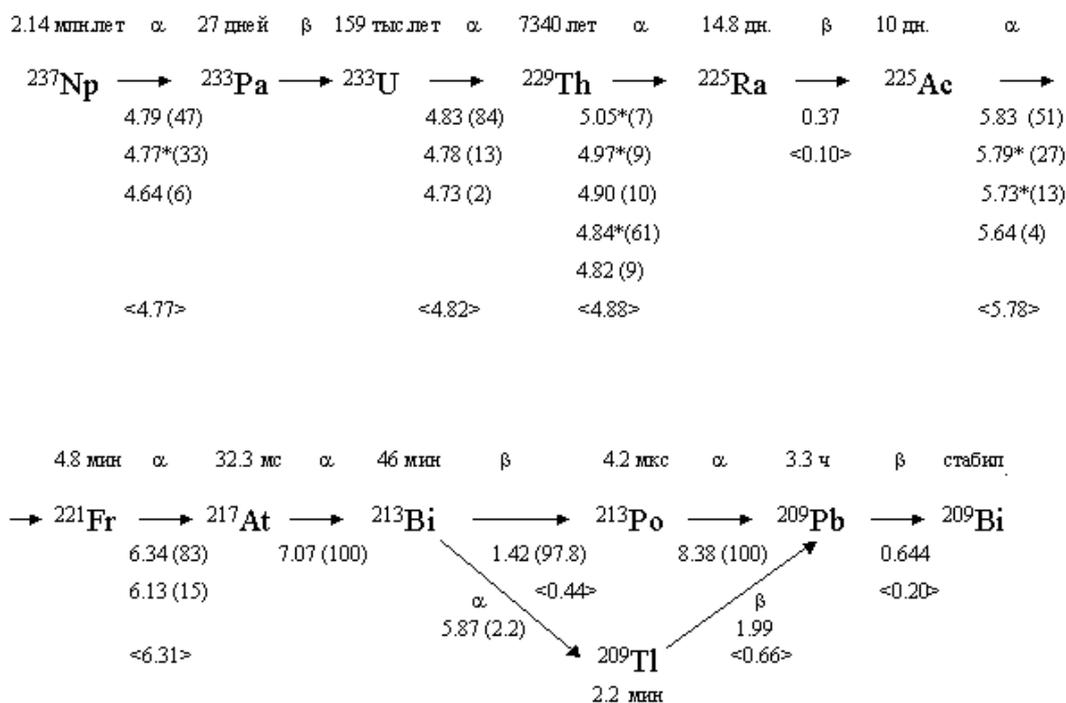


Рис.7.1 Цепь радиоактивных распадов изотопов нептуниевого ряда.

Более подробно тонкая структура α -распадов ряда приведена в Приложении, с указанием спин-четности состояний. Для линий, сопровождающихся γ - излучением заметной (на уровне процентов) интенсивности, даны его энергия и вероятность.

Здесь также даны постоянные A_z и B_z , поправка экранировки $\Delta E_{\text{экp}}$ и учитывающая ее энергия распада Q_{eff} , допустимые угловые моменты L . Вычислены коэффициент запрета F и “приведенный” коэффициент запрета $F_L = F \cdot D_{L_{\text{min}}}/D_0$, где L_{min} – минимально возможное L .

Еще более детальные схемы уровней, характеристики распадов и излучений доступны на специальных ресурсах сети Интернет - см. Приложение.

Поскольку в момент измерения (более чем через 10 лет с момента изготовления препарата) выполнены условия применимости векового уравнения, то состав рассматриваемого р/а – источника квазистационарен, и в его излучении с почти равными интенсивностями представлены 5 основных линий (отвлекаясь от их тонкой структуры) α - распадов и 3 спектра β - излучения. Присутствует также слабая (2.2%) α -линия от соответствующего распада ядра ^{213}Bi .

Рассмотрим поглощающую способность детектора в нашем случае. Плотность ионизационных потерь α -частиц, называемая также тормозной способностью, очень велика. Так, в алюминии, близком по тормозной способности к YAP, ее максимум, достигаемый в области энергии ~ 0.7 МэВ, составляет около 1.3 ГэВ*см²/г, что на 3 порядка (!) превышает плотность ионизации минимально ионизирующей частицы. Поэтому практический пробег даже самых жестких из выпускаемых α -частиц составляет ~ 30 мкм, т.е. все они гарантировано полностью тормозятся в кристалле.

Пробег в кристалле YAP электронов с энергиями 0.36 МэВ, 0.635 МэВ и 1.42 МэВ, равными граничным энергиям T_0 трех бета-спектров, составляет соответственно 0.18 мм, 0.42 мм и 1.13 мм. Поэтому основная часть энергичных электронов, испущенных в сторону тонкого - толщиной 0.1 мм - кристалла, не тормозится в нем до полной остановки и, следовательно, дает уменьшенную сцинтилляцию. Т.о., измеряемые амплитудные спектры (см. ниже) β - частиц сильно искажены в сторону "смягчения" геометрическим фактором.

Как уже говорилось выше, в качестве фотоприемника используется фотоэлектронный умножитель ФЭУ-84, с 12-ти-диодной системой жалюзийного типа, с многощелочным (SbKNaCs) фотокатодом. Его квантовая чувствительность составляет около 20% в максимуме на 420 нм, снижаясь до $\sim 12\%$ на 350 нм, что неплохо соответствует спектру излучения YAP. Для сравнения, чувствительность одного из «эталонных» ФЭУ XR2020 фирмы Philips составляет 26% на 400 нм и 24% на 350 нм. Некоторый дополнительный выигрыш в чувствительности к «синей» сцинтилляции мог бы быть получен за счёт применения ФЭУ с входным окном из материала (например, кварца, как в XR2020Q) с коротковолновой в сравнении с обычным стеклом границей пропускания.

Питание подается на делитель ФЭУ от высокостабильного трансформаторного источника высокого напряжения (ИВН), регулируемого в диапазоне от 1 до 2.5 кВ. Коэффициент усиления ФЭУ достаточен для того, чтобы обойтись без дальнейшего усиления сигнала радиотехническими методами. Сигнал может быть подан непосредственно на тот или иной измерительный прибор, в зависимости от задачи.

Отметим, что ФЭУ как электронное устройство имеет очень большое выходное сопротивление и является в этом смысле источником тока. Поэтому амплитуда импульса напряжения в широких пределах определяется нагрузочным сопротивлением. Для сохранения хороших частотных свойств, присущих быстрым детекторам частиц, в т.ч. в рассматриваемом случае, желательна нагрузка с достаточно низким сопротивлением. Кроме того, во избежание искажения высокочастотных сигналов их передача должна осуществляться по согласованным линиям. В ядерно-физических экспериментах де-факто стандартом является использование коаксиальных кабелей с волновым сопротивлением 50

Ом (типа РК50) и соответствующих коаксиальных радиочастотных соединителей (типа СР-50). При этом согласованная нагрузка 50 Ом обеспечивается либо внутренней цепью прибора, либо параллельным подключением к его высокоомному входу сопротивления «заглушки». Такие же линии и согласование нагрузки используются для передачи быстрых логических сигналов (см. ниже) между приборами.

Одна из задач лабораторного практикума – изучение амплитудного спектра сигналов. Амплитудный спектр измеряется обычно с помощью АЦП. АЦП может быть выполнен как отдельный прибор, или плата персонального компьютера, или, как обычно принято в практике ядерно-физических экспериментов, являться частью системы сбора данных (ССД), построенной на основе той или иной магистральной модульной автоматизированной измерительной системы.

Данная работа дает пример простой ССД, построенной на основе аппаратуры «СУММА» - аналога более широко распространенной отечественной системы «ВЕКТОР», в свою очередь «родственной» зарубежной системе КАМАК. Ниже дается минимум сведений собственно о «СУММА», нужных для понимания конкретной реализации ССД.

Конструктивно СУММА выполнена в виде *стоек* для размещения *каркасов*, которые в свою очередь служат для размещения функциональных *блоков*. В данной работе в силу небольшого объема аппаратуры собран одно-каркасный вариант ССД. Соответственно, из возможных в СУММА каналов передачи данных ограничимся кратким рассмотрением «канала каркаса» (КК) (рис.7.2).

КК СУММА содержит - на тыльной стороне каркаса - линии питания и унифицированный *кросс* сигнальных линий. Подача и контроль питания осуществляется занимающим в каркасе крайнее правое положение *контроллером питания* (КП). Большинство линий сигнального кросса шинные, т.е. насквозь проходят через одноименные контакты разъемов всех *станций* для блоков. Часть линий – радиальные, или индивидуальные - соединяют разъемы каждой из станций с разъемом *управляющей станции*, под которую в каркасе выделено первое (крайнее правое) место на кроссе и которую всегда занимает блок управления – *контроллер каркаса*. Контроллер каркаса часто занимает еще одну станцию. Корпус контроллера, как и других блоков, может быть при этом n -кратной, $n=2,3,\dots$, ширины по числу станций.

Контроллер осуществляет по кроссу сбор информации с блоков, а через многоконтактный разъем на передней панели - связь с ЭВМ. В данной работе используется контроллер К-331, соединяемый плоским кабелем с установленной на ISA-шине IBM PC-386 специализированной платой связи.

Межблочная передача (с передних панелей) быстрых логических сигналов осуществляется согласно т.н. стандарту NIM (Nuclear Instruments and Methods) - токовым сигналом (-16 мА соответствует логической «1»; 0 мА - «0».) по согласованным кабелям. Основными блоками, используемыми в данной работе при измерениях амплитудного спектра, являются дискриминаторы – формирователи (ДФ) УФ-5, служебный блок БС-225 (т.н. триггерный, см. ниже), блок АЦП П-337, а также кабельные линии задержки (ЛЗ-134). Имеются также блоки выработки логической функции «ИЛИ», генератор прямоугольных импульсов, счетчик импульсов. При необходимости ССД может быть дополнена и другими блоками: время-цифровыми преобразователями, усилителями и пр.

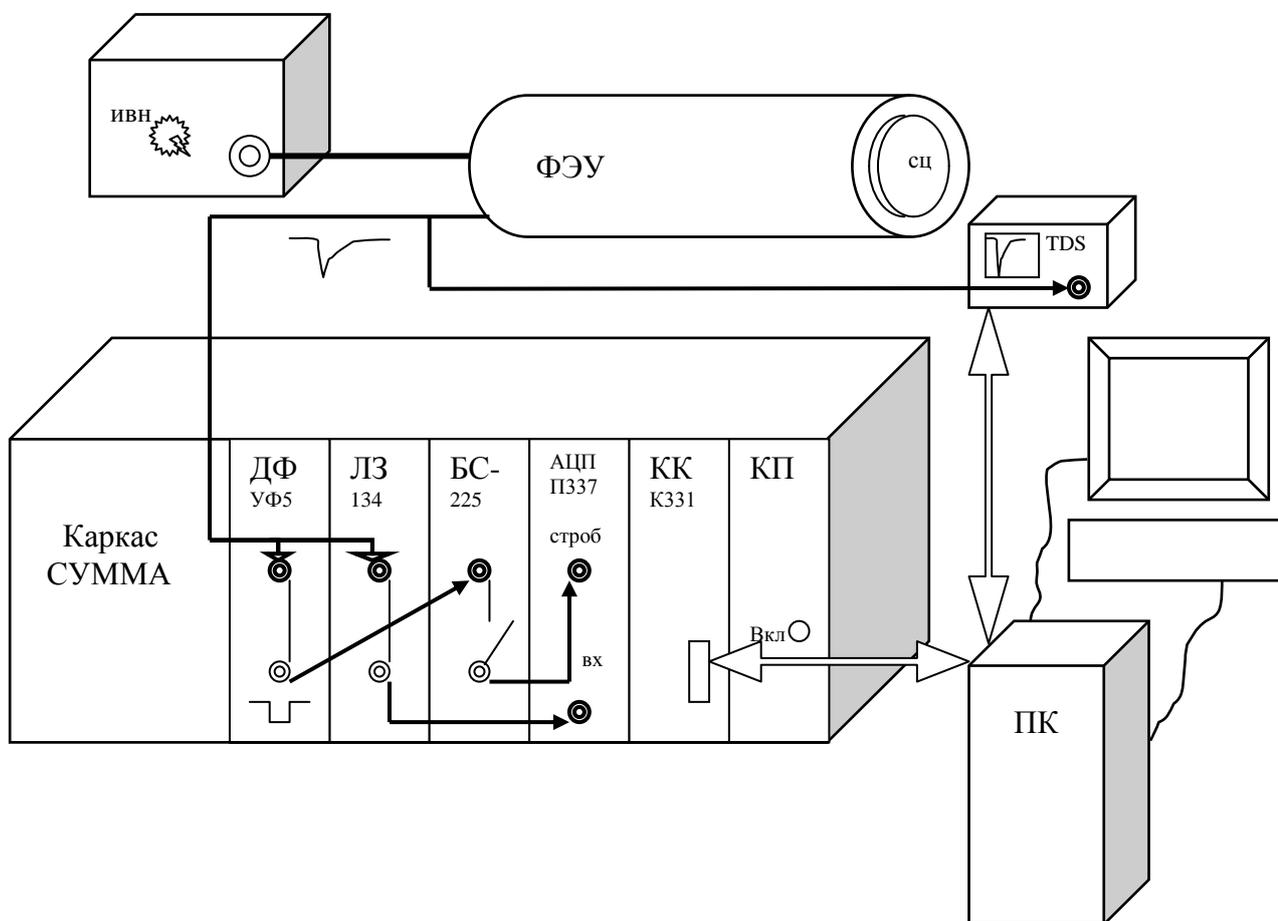


Рис.7.2 Схема измерений. ФЭУ со сцинтиллятором показаны условно без экрана и делителя. Обозначения приборов и блоков см. в тексте. Коаксиальные входы блоков показаны жирными линиями, выходы - тонкими. Жирными стрелками показаны соединения коаксиальными кабелями, тонкими линиями - внутриблочные логические соединения (в БС-225 соединение блокируемое, см. в тексте), двойными двунаправленными стрелками - каналы связи с ПК.

Опишем общую схему работы ССД. Процесс оцифровки и последующей передачи данных необходимо инициировать синхронно с подвергаемым обработке «событием» (актом изучаемой реакции, калибровочным импульсом и др.), для чего служит т.н. «триггерный» (пусковой) сигнал.

Блок БС-225 контролирует прохождение триггера. Он имеет несколько разно-приоритетных входов, которые могут быть деактивированы в произвольной комбинации путём программной записи в *регистр маски* соответствующего битового слова. Это позволяет организацию многоуровневой системы триггирования, что, впрочем, в нашем случае не требуется. Первичный триггерный импульс, поступающий на незамаскированный вход, с минимальной внутренней задержкой передается на соответствующий этому входу выход блока.

При этом во внутреннем *регистре входов* блока бит, соответствующий данному входу, устанавливается в “1”, а вход аппаратно *самоблокируется* до момента его программного разблокирования. Это позволяет избежать прохождения в схему последующих триггеров до завершения обработки события, включая выполнение программных процедур в ЭВМ. Так построенная ССД имеет заметное «мёртвое время». Это, однако, не является критическим в случае небольших потоков данных, как в нашем случае низкоинтенсивного (~100 распадов/с) р/а – источника.

Источником первичного сигнала для выработки триггера в нашем случае может быть либо внешний генератор – при измерении пьедестала основного входа АЦП и при измерениях со светодиодом, запускаемым тем же генератором, либо сам ФЭУ – при измерении (случайного) сигнала от р/а-источника. В последнем случае сигнал с ФЭУ, подаваемый на согласованный вход амплитудного анализатора (см. далее), параллельно этому поступает через пассивный разветвитель-«тройник» на вход быстрого низкопорогового (~30 мВ) дискриминатора-формирователя. При превышении сигналом фиксированного порога формирователь вырабатывает на выходе импульс NIM фиксированной длительности, подаваемый далее в схему триггера. Неизбежным побочным следствием такого «самозапуска» ССД является пороговое отбрасывание событий с низкой амплитудой анализируемого сигнала. Более «тонкий» и в нашем случае мало значимый эффект – зависимость момента срабатывания дискриминатора, т.е. выработки триггера, от амплитуды сигнала ФЭУ. (Для устранения этого эффекта используют более сложный дискриминатор «со следящим» порогом, вырабатывающий импульс в момент превышения сигналом определённой доли (обычно ~0.1) от его полной амплитуды.)

Прошедший на выход БС-225 триггерный импульс после дополнительной формирования по длительности (см. далее) подается на разрешающий – т.н. “стробирующий” -

вход аналого-цифрового преобразователя, общий для всех его 16-ти независимых, функционально равнозначных и работающих параллельно измерительных входов (каналов).

12-ти-битный (т.е. с длиной шкалы преобразования 4096 отсчётов) зарядовый АЦП П-337 организован как последовательно соединенные преобразователи «заряд-время» (Q/T) и «время-цифра». Схематически он работает следующим образом: на время длительности строба каждый из входов открыт для интегрирования входного тока на своей измерительной емкости. По его окончании автоматически запускается медленный разряд конденсатора стабильным источником тока. Временной интервал от начала разряда до его окончания, пропорциональный накопленному заряду, измеряется путём его заполнения импульсами внутреннего генератора с заданной частотой следования (в нашем случае 40 МГц) и подсчёта их числа.

Отметим, что в случае недостаточной длительности строба или при его запаздывании относительно токового импульса результат интегрирования будет систематически занижен. Кроме того, возможные вариации временных параметров строба - начала и ширины - и (или) флуктуации времени прихода измеряемого импульса будут давать вклад в аппаратное разрешение.

В работе используются два входа АЦП: один, как уже сказано, соединён с выходом ФЭУ, другой служит для слежения за стабильностью собственного пьедестала АЦП.

Порядок работы ССД следующий.

При первоначальном запуске на ПК ССД считывающая часть программы сбора данных выполняет операции инициализации системы (обнуление регистров входов и запись маски БС-225, разблокирование его входов, перевод АЦП в начальное состояние) и переходит в режим ожидания триггера, периодически опрашивая состояние регистра входов БС-225. При обнаружении единичного значения в интересующем бите, свидетельствующего о поступлении импульса на соответствующий вход, соответствующая процедура программы вычитывает данные оцифровки для интересующих входов АЦП. Поскольку время преобразования в АЦП $(4096 \times (40 \text{ МГц})^{-1} \approx 100 \text{ мкс})$ больше, чем времена выполнения команд ПК и СУММА, перед чтением АЦП требуется программная задержка.

Далее обрабатывающая часть программы буферизует данные пособытийно («потриггерно») для их последующей записи в файл, либо накапливает ее в виде гистограмм, представляющих амплитудные спектры для опрашиваемых каналов АЦП.

Цикл сбора данных заканчивается подготовкой к приёму следующего события (обнуление регистра входов и разблокирование входа триггерного модуля) и возвратом в цикл ожидания триггера.

При остановке программы выполняется спасение накопленных данных в файл (на жёсткий диск ПК ССД) и выход из программы в ОС DOS. Дальнейшая математическая обработка производится на достаточно мощном ПК под ОС LINUX с помощью соответствующего программного обеспечения.

Наряду с модульной ССД, для осциллографических измерений в работе используется широкополосный (500 МГц) цифровой осциллограф (Tektronix модели TDS-3052) с высокой частотой оцифровки ($5 \cdot 10^9$ /с) в режиме "реального времени", опрашиваемый компьютером по интерфейсу GPIB («канал общего пользования», КОП). Наиболее информативным (и используемым в качестве основного в данном практикуме) опросом является передача (всей или части) измеренной осциллограммы. По этому же интерфейсу может опрашиваться цифровой вольтметр В7-40/5 при измерениях и мониторинговании стабильности напряжения питания ФЭУ.

Использование цифрового осциллографа, хотя и с ограниченным по сравнению с АЦП амплитудным диапазоном (ср. 9 бит и 12 бит соответственно) и существенно меньшей скоростью сбора данных, дает дополнительные возможности в случае измерений, не требующих большой точности и/или динамического диапазона амплитудных измерений и высокой скорости опроса.

Так, с его помощью возможно измерение временных характеристик сигналов. При спектроскопических измерениях осциллограмма обеспечивает динамический учет "пьедесталов". Это может быть использовано, например, при измерениях р.о.и. ФЭУ.

С помощью осциллографа осуществляется наблюдение сигналов и настройка аппаратуры, в т.ч. модульной ССД. Т.о., осциллографические измерения и измерения ССД взаимно дополняют друг друга.

8. Амплитудный спектр сцинтиллятора с источником. Измерение нелинейности световыхода.

Можно сформулировать задачу-максимум спектрометрического эксперимента, состоящую из трех шагов:

- 1) измерить в стабильных условиях статистически обеспеченный спектр сигналов;
- 2) построить максимально исчерпывающую вычислительную модель спектра, как функцию некоторых подлежащих измерению физических параметров;

3) провести по какому-либо из алгоритмов подгонку модели к измерениям и определить ее адекватность и наилучшие значения параметров.

Для описания наблюдаемого в данном лабораторном практикуме сложного спектра сигналов от сцинтиллятора с р/а-источником (см. рис.8.1) с учетом довольно широкой – до неразрешимости линий – аппаратурной функции (5.11) важным оказывается максимальное использование априорной информации о свойствах спектра. Таким образом, спектр сигналов от α -распадов представляется суммой пяти гауссовых функций с шириной, определяемой разрешением, зависящим от средней амплитуды данной линии спектра. При этом интегральные нормировки 3-х из гауссианов должны быть равны, для одного увеличена на фактор 1.02 для учета вклада от неразрешенной слабой линии от ядра ^{213}Bi , а для другого – уменьшена на фактор 0.98. Результат подгонки спектра такой функцией и полученные параметры также приведены на рис. 8.1.

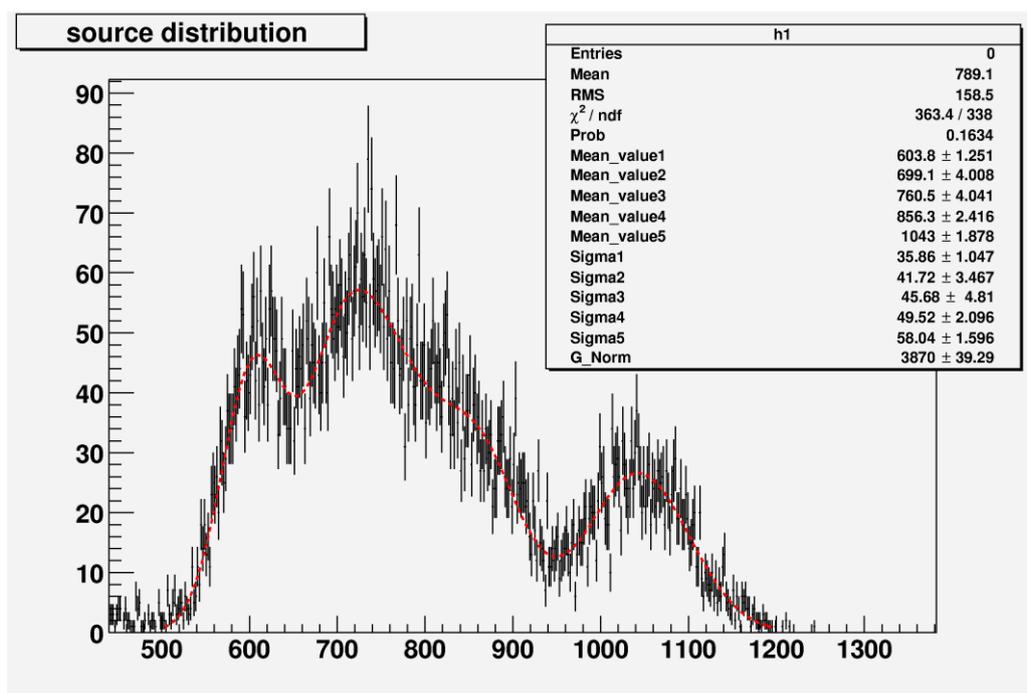


Рис.8.1 Пример участка спектра, измеренного с помощью АЦП, с наложенным на него результатом подгонки суммой пяти гауссианов. Результаты подгонки – в таблице в верхнем правом углу рисунка.

Сложнее дело обстоит с тремя компонентами от β -распадов. Резюмируя из предыдущих глав, полагаем, что форма их суммарного амплитудного спектра определяется а) собственно спектрами распадов, зависящими от матричных элементов; б) аппаратурным

разрешением; в) геометрией кристалла YAP; г) искомой нелинейной зависимостью сцинтилляции от энергии частицы. Сопровождающее β - и α - распады γ - компонента взаимодействует с веществом кристалла за счет фотопоглощения и комптоновского рассеяния на атомных электронах, с зависящими от энергии сечениями. Фотоэлектроны и электроны отдачи, соответственно, тоже дают вклад в измеряемый спектр. Перечисленные факторы делают весьма сложной задачу построения модели для адекватного описания экспериментального распределения во всем диапазоне измерений.

Применительно к нашему практикуму, одна из задач связана с изучением упомянутой ранее возможной нелинейности световыхода сцинтиллятора как функции энергии. Сформулируем проблему конкретнее. С одной стороны, для частиц релятивистских энергий световыход параметризуют формулой Биркса (3.1), и соответствующие коэффициенты измерены для некоторых общеупотребительных в этой области сцинтилляторов, в основном пластических. С другой стороны, для сцинтилляторов, применяемых в ядерной спектрометрии, принято указывать отношение световыходов от α и β (γ) частиц, приведенных к одной энергии (т.н. α/β – отношение). В данной работе предлагается попытаться описать световыход кристалла YAP от разных компонентов ядерного излучения на основе формулы Бете-Блоха (2.1) для ионизационных потерь (еще раз отметим: при диапазоне их изменения в 3 порядка!) и модели Биркса. Возникающий при этом интеграл удельного световыхода не берется аналитически и должен находиться численно.

Для измерения нелинейности сцинтилляций можно ограничиться измерением положения максимально возможного числа более – менее хорошо определяемых точек энергетического спектра. Исходя из изложенного выше, это в первую очередь средние значения (максимумы вероятности) пяти α -линий. Кроме того, можно попытаться измерить амплитуды, соответствующие характерным точкам β -спектров – граничным и/или наиболее вероятным энергиям.

Основываясь на известном из литературы для данного сцинтиллятора α/β – отношении, следует ожидать, что наиболее сильные сцинтилляции от электронов могут быть сравнимы по величине со сцинтилляциями «мягких» α -частиц. Отметим, что мешающим фактором для наблюдения слабых сигналов являются шумы ФЭУ, имеющие примерно экспоненциальный амплитудный спектр и, т.о., быстро растущие по интенсивности при снижении порога регистрации и/или повышении напряжения питания ФЭУ.

9. Статистическая обработка измерений

Типичная задача физического эксперимента – описать совокупность данных какой-либо эмпирической или теоретической закономерностью. Методы, используемые в лабораторной работе и конспективно изложенные ниже, обосновываются в курсах теории вероятности и математической статистики, к которым мы и отсылаем читателя за точными определениями, формулировками и доказательствами.

Пусть имеется набор измерений некой величины y при m значениях величины x : $y_i(x_i)$, $i=1\dots m$. Предполагается, что две величины связаны функциональной зависимостью известного вида F , зависящей от набора неизвестных параметров $\theta=\{\theta_j\}$ ($j=1\dots k$): $y = y(x) = F(x; \theta)$.

Одним из наиболее распространенных методов оценки достоверности гипотезы об адекватности F и одновременно определения значений θ является т.н. метод наименьших квадратов (м.н.к.), или χ^2 – метод. Если измерение y_i является случайной величиной, распределенной нормально со средним $\langle y_i \rangle = F(x_i; \theta)$ и дисперсией σ_i , то величина

$\chi^2 = \sum_i^m \frac{(y_i - F(x_i; \theta))^2}{\sigma_i^2}$ распределена по т.н. χ^2 – распределению с числом степеней свободы

(“number of degrees of freedom”) $N.d.f. = m-k$. Это распределение характеризуется средним $\langle \chi^2 \rangle = N.d.f.$ и дисперсией $\sigma = \sqrt{2N.d.f.}$. Т.н. кумулятивное распределение, или вероятность $P(\chi^2)$ получить величину χ^2 не больше заданной, затабулировано для различных значений $N.d.f.$ в справочниках и библиотеках программ.

При изучении процессов, являющихся статистическими по своей природе, типичная задача может быть сформулирована следующим образом:

подгонка (“фитирование” от английского “to fit”) распределения случайной величины x (в нашем случае амплитуды АЦП) или случайного вектора $x=\{x_i\}$ в случае многомерного распределения функцией плотности вероятности (ф.п.в.) известного вида $f(x; \theta)$ с подлежащими определению параметрами $\theta=\{\theta_j\}$ ($j=1\dots k$).

Самым важным и общим из известных методов оценивания параметров является т.н. метод максимума правдоподобия (м.п.), состоящий в нахождении набора θ , который максимизирует объединенную плотность вероятности набора независимых данных x_i , а именно

$L(\theta) = \prod_i f(x_i; \theta)$, называемую правдоподобием. Максимум достигается решением уравнений правдоподобия

$$\frac{\partial \ln L}{\partial \theta_j} = 0, \quad j = 1 \dots k.$$

Применительно к “счетному” эксперименту с пуассоновским распределением данных метод м.п. может использоваться в двух подходах. При малом суммарном числе счетов N_{ev} предпочтительным является т.н. “пособытийный” подход, в котором экспериментальное распределение представляется всей совокупностью “событий” - отдельных измерений величины x , нумеруемых в выражении для правдоподобия индексом $i = 1 \dots N_{ev}$. При большом числе событий обычно (в т.ч. в нашем случае) используется альтернативный, вычислительно более «экономичный», подход. Диапазон независимой переменной x разбивают на (не обязательно равновеликие) интервалы - “бины” $[x_i, x_{i+1}]$ ($i = 1 \dots N_{bin}$), и распределение представляют в виде гистограммы - набора количества измерений N_i , давших результат в данном интервале. N_i в разных бинах - независимые пуассоновски распределенные случайные величины с квадратом дисперсии σ_i^2 , оцениваемом как

$$\sqrt{N_i(N_i - 1)} \quad (\text{для бинов с } N_i = 0, 1 \text{ полагают } \sigma_i^2 = 1), \text{ и средним } \mu_i = N_{ev} \int_{x_i}^{x_{i+1}} f(x; \theta) dx = N_{ev} f_i \Delta x_i.$$

Здесь введены ширина бина Δx_i и среднее ф.п.в. по бину f_i , $N_{ev} = \sum_i N_i$ - полное число

событий, нормировка $\int_{x_1}^{x_{bin+1}} f(x; \theta) dx = 1$. Тогда максимизация правдоподобия эквивалентна

минимизации выражения

$$\chi^2 = \sum_i^{N_{bin}} [2(\mu_i - N_i) + 2N_i \ln(N_i / \mu_i)] \quad (\text{Для бинов с } N_i = 0 \text{ второй член суммы равен } 0.)$$

Значения минимума являются случайной величиной, асимптотически, с ростом числа событий N_{ev} , распределенной по классическому χ^2 с точки зрения оценки параметров, доверительных интервалов и качества фита. При этом площадь под подгоночной функцией f при условии, что ее нормировка является одним из параметров подгонки, равна N_{ev} , что не обязательно так в случае “истинной” статистики χ^2 . Мерой адекватности используемой для описания экспериментальных данных функции f является т.н. приведенная величина найденного минимума $\chi^2 / N.d.f.$, точнее, упомянутая выше вероятность $P(\chi^2)$, для $N.d.f. = N_{bin} - k$.

Решение задач минимизации, как правило, ищется численными методами. В данном практикуме для этого используется программа MINUIT из пакета программ Европейского Центра Ядерных Исследований (CERN).

Это весьма интеллектуальная программа численной минимизации функций многих (более ста!) переменных, приспособленная к задаче подгонки экспериментальных данных. В арсенале программы – различные методы поиска минимума, такие как градиентный спуск, симплекс-метод, случайный поиск; автоматизированные процедуры выбора стратегии поиска; оценка точности решения; оценка матрицы ошибок параметров в рамках используемой для подгонки функции (логарифма правдоподобия или χ^2); довольно развитый пользовательский командный интерфейс.

Подгонка изучаемого в работе амплитудного спектра требует минимизации нелинейной функции многих (сильно коррелирующих) параметров. Для нахождения осмысленного минимума в подобных сложных случаях, как правило, требуется задание как можно более близкого к решению набора начальных значений и/или применение итерационной процедуры, когда одновременно подгоняется лишь часть определяемых параметров (например, один), а остальные на данном шаге фиксируются, с их последовательным “расслаблением” на последующих шагах. Полезными могут оказаться подача минимизатору в виде подпрограммы-функции аналитического вычисления матрицы производных, управляемое комбинирование различных методов минимизации, имеющаяся в программе возможность “визуального” сканирования функции по любому из параметров и др. элементы программы.

Кроме минимизатора MINUIT, используемое программное обеспечение содержит другие разнообразные компоненты: ввода-вывода, упаковки и доступа к данным; работы с гистограммами, в т.ч. двумерными; операций с векторами (массивами); многофункциональная графика; командный интерпретируемый пользовательский язык; математические функции; элементы математической статистики.

10. Задачи и упражнения практикума

В рамках лабораторного практикума предлагается ряд измерений, требующих применения разнообразных аппаратных и вычислительных средств. При этом предполагается, что усвоение данного пособия позволяет выбрать более или менее законченный набор измерений.

Исходя из удобства практического выполнения, задачи разбиты на две группы.

I. Измерения со светоизлучающим диодом (СИД).

СИД «поджигается» от генератора прямоугольных импульсов. Длительность импульса устанавливается максимально короткой (<20 нс). Регулировкой амплитуды генератора подбирается желаемая амплитуда выходного сигнала ФЭУ (по осциллографу или по шкале АЦП). Во избежание заметного разогрева СИД и сопутствующего этому дрейфа его световых параметров ограничьте частоту вспышек ~ 1 кГц.

- 1) При некотором значении высокого напряжения (ВН) из рабочей области (1.7-2.1 кВ) включите вспышки СИД. Наблюдайте по осциллографу сигнал с ФЭУ, отрегулировав амплитуду вспышек СИД до уровня выходного сигнала 0.1-1 В. Зарегистрируйте форму сигнала, в частности длительности переднего и заднего фронтов. Сказывается ли на измерении ограниченность частотной полосы осциллографа?
- 2) Снимите амплитудный спектр сигналов с помощью АЦП и осциллографически. Определите чувствительность АЦП в единицах заряда/отсчет.

Н.В. В этом и последующих амплитудных измерениях, в т.ч. со сцинтиллятором, необходимо измерять и учитывать «пьедестал».

- 3) Измерьте зависимость усиления ФЭУ (в произвольных единицах) от напряжения на нём, используя фиксированную по амплитуде вспышку СИД. Определите показатель степени при подгонке $M(V)$ степенной функцией
- 4) При фиксированном напряжении питания ФЭУ измерьте зависимость дисперсии амплитудного спектра сигнала СИД от его среднего и определите статистический и «константный» члены разрешения, подогнав полученные данные соответствующей функцией. Для произвольно выбранной по шкале АЦП интенсивности вспышки оцените число фотоэлектронов. Исходя из этого, оцените усиление ФЭУ. Повторите при другом напряжении на ФЭУ.
- 5) Измерьте одноэлектронный спектр ФЭУ. Исходя из его среднего, (грубо) оцените усиление M .

II. Измерения со сцинтиллятором и радиоактивным источником.

Сцинтиллятор прикрепляется на оптической замазке к входному окну ФЭУ.

- 1) Измерить распределение временных интервалов от (произвольного) начального момента времени до момента регистрации сигнала. В качестве время-цифрового преобразователя использовать ПК с соответствующей программной функцией таймера. Проверить совместимость полученного распределения с пуассоновским процессом. Найти среднюю частоту следования сигналов.

- 2) Измерить временные характеристики сигналов, используя (усредненные) осциллограммы. Различаются ли они для сигналов от электронов и сигналов из области преимущественно α -частиц?
- 3) Измерить (с помощью АЦП) амплитудный спектр сигналов в максимально информативном (для измерения α и β спектров) диапазоне, подобрав соответствующие напряжение питания ФЭУ и порог УФ.
- 4) Подогнать α -спектры модельной функцией. Найти характерные точки β -спектров. Исходя из известных энергий данных распадов, построить зависимости сигнала от энергии соответствующих частиц.
- 5) Используя результаты (численного и/или модельного) вычисления световых выходов от частиц соответствующих сорта и энергий как функции подгоночных параметров модели (коэффициент Биркса, положение максимума ионизационных потерь), определить значения этих параметров, дающие наилучшее описание зависимостей из п.4, и адекватность такого описания.

Приложение

I Таблица α -распадов элементов нептуниевого ряда.

Род. ядро	$T_{1/2}$	J^P осн. сост	A_Z ; B_Z ; $\Delta E_{\text{экп,кЭВ}}$	Дочернее состояние	E_α (МэВ); ветвл. (%) [E_γ (кэВ);%]	$Q_{\text{эфф}}$ МэВ	L	Коэф. запр.F ; F_L
$^{237}_{93}\text{Np}$	$2.14 \cdot 10^6$ лет	5^+ $\bar{2}$	146.86 ; -52.8732; 37.	$^{233}_{91}\text{Pa}$ 3/2 ⁻ 7/2 ⁻ 5/2 ⁺ 7/2 ⁺ 9/2 ⁺ 5/2 ⁺ 5/2 ⁺	4.874 ; 2.6 4.817 ; 2.5 4.789 ; 47. 4.772 ; 25. 4.766 ; 8.0 4.665 ; 3.3 4.640 ; 6.2	4.995 4.937 4.908 4.891 4.885 4.782 4.757	1, 3 1, 3, 5 0, 2, 4 2, 4, 6 2, 4, 6 0, 2, 4 0, 2, 4	380. ; 320. 160. ; 140. 5.5 8. ; 4.8 23. ; 14. 11. 3.8
$^{233}_{92}\text{U}$	$1.59 \cdot 10^5$ лет	5^+ $\bar{2}$	147.49 ; -53.6565; 36.	$^{229}_{90}\text{Th}$ 5/2 ⁺ 7/2 ⁺ 9/2 ⁺	4.825 ; 84. 4.783 ; 13. 4.729 ; 1.6	4.945 4.903 4.848	0, 2, 4 2, 4, 6 2, 4, 6	1.3 4.3 ; 2.6 15. ; 8.8
$^{229}_{90}\text{Th}$	7340 лет	5^+ $\bar{2}$	144.19 ; -53.2644; 35.	$^{225}_{88}\text{Ra}$ 5/2 ⁺ 9/2 ⁺ 7/2 ⁺ 3/2 ⁺ 5/2 ⁺ 5/2 ⁺ 7/2 ⁺ 9/2 ⁺ 7/2 ⁺	5.052 ; 6.6 4.979 ; 3.2 4.969 ; 6.0 4.902 ; 10. 4.846 ; 56. [194.; 4.6] 4.839 ; 4.8 4.815 ; 9.3	5.177 5.103 5.092 5.024 4.967	0, 2, 4 2, 4, 6 2, 4, 6 (0),2, 4 0, 2, 4	350. 200. ; 120. 90. ; 54. 20. 1.5
$^{225}_{89}\text{Ac}$	10 суток	3^- $\bar{2}$	141.68 ; -52.7060; 34.5	$^{221}_{87}\text{Fr}$ 5/2 ⁻ 3/2 ⁻ 9/2 ⁻ 5/2 ⁻ 7/2 ⁻ 7/2 ⁻	5.830 ; 51. 5.794 ; 18. 5.792 ; 8.7 5.732 ; 10. 5.724 ; 3.2 5.638 ; 4.4	5.970 5.933 5.931 5.870 5.862 5.775	2, 4 0, 2 4, 6 2, 4 2, 4 2, 4	8.9 ; 5.3 17. 34. ; 6.8 15. ; 9. 42. ; 25. 11. ; 6.6
$^{221}_{87}\text{Fr}$	4.8 мин.	5^- $\bar{2}$	138.31 ; -52.3037; 33.	$^{217}_{85}\text{At}$ 9/2 ⁻ 7/2 ⁻ 5/2 ⁻	6.341 ; 83. 6.243 ; 1.3 6.127 ; 15. [218.; 13.]	6.491 6.391 6.273	2, 4, 6 2, 4, 6 0, 2, 4	3.6 ; 2.2 87. ; 52. 2.3
$^{217}_{85}\text{At}$	32.3 мсек.	9^- $\bar{2}$	133.40 ; -51.19; 32.	$^{213}_{83}\text{Bi}$ 9/2 ⁻	7.068 ; 100	7.233	чет. 0÷8	1.3
$^{213}_{83}\text{Bi}$	46 мин.	9^- $\bar{2}$	~132. ; ~-50.5; 31.	$^{209}_{81}\text{Tl}$ 1/2 ⁺	5.870 ; 2.0	6.013	5	64. ; 5.1
$^{213}_{84}\text{Po}$	4.2 мксек.	9^+ $\bar{2}$	129.35 ; -49.9229; 32.	$^{209}_{82}\text{Pb}$ 9/2 ⁺	8.376 ; 100	8.568	чет. 0÷8	2.3

II Список литературы

- 1) V.A. Kachanov et al. Light Source for Energy Stabilization of Calorimetric Detectors Based on Photodetectors. NIM A314 (1992) 215.
- 2) P. Dorenbos et al. Non-proportionality in the Scintillation Response and the Energy Resolution Obtainable with Scintillation Crystals. IEEE Transactions on Nuclear Science. Vol.42, No.6 (1995) 2190.
- 3) M.Moszynski et al. Properties of the YAP:Ce scintillator. NIM A 404 (1998) 157.
- 4) Таблицы физических величин (под ред. И.К.Кикоина). М.: Атомиздат, 1976.
- 5) Б.В.Кацнельсон и др. Электроракуумные электронные и газоразрядные приборы. Справочник. М.: Радио и связь, 1985.
- 6) Н.А.Соболева, А.Е.Меламид. Фотоэлектронные приборы. М.: Высшая школа, 1974 г.
- 7) И. Перлман, Д. Расмуссен. Альфа – радиоактивность. М.: ИИЛ, 1959.
- 8) Схемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения. (Публикация 38 МКРЗ). М.: Энергоатомиздат, 1987.
- 9) М.В. Васильев и др. Электронная аппаратура регистрации информации со сцинтилляционных калориметров. Препринт ИФВЭ 95-88. Протвино, 1995.
- 10) С.С.Курочкин. Системы КАМАК-ВЕКТОР, М.:Энергоиздат, 1981.
- 11) G.Kaye, T.Laby. Tables of Physical and Chemical Constants. Longman. London.
- 12) D.Horn et al. NIM A320 (1992) 273
- 13) J. Birks. Theory and Practice of Scintillation Counting. Pergamon Press, 1964.
- 14) К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. М.: Энергоатомиздат. 1985.
- 15) Review of Particle Physics. Phys. Let. B 592 (2004).
- 16) А.Г.Берковский, В.А.Гаванин, И.Н.Зайдель. Вакуумные фотоэлектронные приборы. М.: Радио и связь. 1988.
- 17) Н.Г.Волков, В.А.Христофоров, Н.П.Ушакова. Методы ядерной спектрометрии. М.: Энергоатомиздат. 1990.
- 18) Принципы и методы регистрации элементарных частиц (сборник, ред. Люк К.Л.Юан и Ву Цзянь-Сюн). М.: ИИЛ. 1963
- 19) Л.Б.Окунь. Физика элементарных частиц. М.: Наука. 1988.
- 20) А.И.Абрамов, Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.:Энергоатомиздат, 1985.
- 21) <http://www.nndc.bnl.gov/>
- 22) <http://physics.nist.gov/PhysRefData/>