

# Лабораторная работа №8

## $e^+e^-$ -аннигиляция

Целью работы является наблюдение двухфотонной  $e^+e^-$ -аннигиляции. Экспериментальными доказательствами этого являются:

- наличие в  $\gamma$ -спектре линии с энергией 0,511 МэВ;
- совпадение по времени моментов регистрации двух фотонов с энергиями 0,511 МэВ;
- максимум числа совпадений при разлете фотонов в противоположные стороны.

Последнее доказывает, что аннигилируют преимущественно остановившиеся позитроны.

1. Античастицы
2. Аннигиляция
3. Зарядовое сопряжение
4. Описание установки
5. Порядок выполнения работы
6. Сцинтиляционный счётчик
7. Контрольные вопросы и задачи

## 1. Античастицы

1. Существование античастиц следовало из полученного в 1928 г. Дираком релятивистского волнового уравнения для электронов и других частиц, имеющих спин 1/2.

Уравнение Дирака имеет четыре независимых решения, соответствующих четырем состояниям. Два из них относятся к электрону с положительной энергией  $\sqrt{m_e^2c^4 + c^2p^2}$  в двух спиновых состояниях ( $s = 1/2, s_z = 1/2$  и  $s = +1/2, s_z = -1/2$ ). Два других описывают электрон с отрицательной энергией  $-\sqrt{m_e^2c^4 + c^2p^2}$  и также имеют два спиновых состояния. Позднее Дирак показал, что электрон в состоянии с отрицательной энергией можно отождествить с положительно заряженным электроном — антиэлектроном, т. е. с частицей, которая является античастицей по отношению к электрону. Эта частица получила название позитрона. Экспериментально позитрон был обнаружен в 1932 г. Андерсоном в опытах по наблюдению следов космических частиц в камере Вильсона.

В 1936 г. К. Андерсоном и С. Недермейером также в космических лучах была обнаружена ещё одна пара частица-античастица  $\mu^- - \mu^+$  — отрицательно и положительно заряженные мюоны. Мюоны по своим свойствам очень похожи на электрон и позитрон, однако имеют гораздо большую массу — 105,7 МэВ.

В 1954 г. в опытах на ускорителе были обнаружены антипротоны — частицы по своим характеристикам очень похожие на протоны, но имеющие отрицательный электрический заряд и отрицательную величину магнитного момента. В настоящее время экспериментально обнаружены античастицы всех известных частиц. Частицы и античастицы равноправны. Можно было бы считать позитрон частицей, а электрон — античастицей. Из

античастиц можно построить антивещество точно так же, как из частиц — вещество. Однако в окружающей нас Вселенной присутствуют только частицы, так как процесс аннигиляции приводит к тому, что античастицы быстро погибают. Антивещество может существовать так же долго, как и вещество только если они не вступают во взаимодействие.

Связь между характеристиками частиц и античастиц показана в табл. 1. Значения зарядов (электронного, барионного и лептонного), магнитного момента, проекции изоспина и квантовых чисел странности, очарования, прелести и истины для частиц и античастиц отличаются знаком. Так, например, электрический заряд электрона отрицателен, позитрона — положителен. Магнитный момент нейтрона в ядерных магнетонах  $-1,91$ , антинейтрона —  $+1,91$ . Характеристики электрона и позитрона приведены в табл. 2.

Таблица 1

**Связь между характеристиками частиц и античастиц**

Характеристика	Частица	Античастица
Масса	$m$	$m$
Электрический заряд	$+(-)Q$	$-(+ )Q$
Барионный заряд	$B$	$-B$
Лептонные заряды	$+L_e, +L_\mu, +L_\tau$	$-L_e, -L_\mu, -L_\tau$
Спин	$I$	$I$
Магнитный момент	$+(-)\mu$	$-(+)\mu$
Изоспин	$T$	$T$
Проекция изоспина	$+(-)T_z$	$-(+ )T_z$
Странность	$-S$	$S$
Charm	$c$	$-c$
Bottom	$-b$	$+b$
Top	$t$	$-t$
Время жизни	$\tau$	$\tau$
Схемы распада	зарядово сопряженные	

Таблица 2

**Характеристики электрона и позитрона**

Характеристика	Электрон	Позитрон
Масса $m_e c^2$ , МэВ	0,511	0,511
Электрический заряд, $K$	$-1,6 \cdot 10^{-19}$	$+1,6 \cdot 10^{-19}$
Лептонный заряд, $L_e$	+1	-1
Спин, $\hbar$	1/2	1/2
Магнитный момент, $\frac{e\hbar}{2m_e c}$	+1,001159652187	-1,001159652187
Время жизни	стабилен, $> 4 \cdot 10^{24}$ лет	стабилен

## 2. Аннигиляция

Одним из ярких свойств взаимодействия частиц и античастиц, является процесс аннигиляции. Аннигиляция — это процесс, в котором частица и соответствующая ей античастица превращаются в кванты электромагнитного поля или в другие частицы — кван-

ты физических полей другой природы. Характер продуктов аннигиляции и соотношение вероятностей различных каналов аннигиляции определяются типом взаимодействия и правилами отбора, вытекающими из закона сохранения. Например, при соударении электрона и позитрона они оба могут исчезнуть, образовав два фотона:

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$$

При достаточно высокой энергии электрон-позитронная пара может превратиться в совокупность тяжелых частиц — адронов, например, возможен процесс образования пары протон–антипротон:

$$e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}$$

Для того чтобы была возможна аннигиляция пары  $e^+e^-$  с образованием протона и антипротона, полная суммарная энергии пары электрон–позитрон в системе центра масс должна быть больше, чем суммарная масса протона и антипротона, т. е. больше  $(2 \times 940)$  МэВ.

Попав в вещество, позитрон испытывает большое количество столкновений с атомами вещества и быстро теряет энергию на их ионизацию. Сечение двухфотонной аннигиляции для свободного электрона и позитрона, движущихся с относительной скоростью  $v \ll c$ , вычисленное Дираком, описывается следующей зависимостью от скорости:

$$\sigma = \frac{\pi r_0^2 c}{v} = \frac{7,48 \cdot 10^{-15}}{v} \text{см}^2,$$

где  $r_0$  — классический радиус электрона, а скорость  $v$  выражена в см/с. Таким образом, сечение аннигиляции быстро падает с увеличением скорости сталкивающихся частиц. Поэтому в подавляющем большинстве случаев аннигиляция происходит после того, как позитрон потерял всю свою энергию на ионизацию, т. е. при  $v \approx 0$ . Следовательно, относительный момент аннигилирующей пары  $l = 0$  и  $e^+e^-$  будут аннигилировать в  $S$ -состоянии.

Рассмотрим, как влияют законы сохранения на процесс двухфотонной аннигиляции остановившегося позитрона. Из закона сохранения энергии следует:

$$m_+c^2 + m_-c^2 = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}, \quad (1)$$

где  $m_{\pm}$  — масса соответственно позитрона и электрона ( $m_+c^2 = m_-c^2 = 0,511$  МэВ);  $E_{\gamma_{1,2}}$  — энергии фотонов. Из закона сохранения импульса следует:

$$0 = \mathbf{P}_- + \mathbf{P}_+ = \mathbf{P}_{\gamma_1} + \mathbf{P}_{\gamma_2} \quad (2)$$

Видно, что выполнение соотношений (1) и (2) приводит к тому, что рождающиеся в двухфотонной аннигиляции  $\gamma$ -кванты имеют одинаковые энергии:

$$E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = m_e c^2$$

и разлетаются в противоположных направлениях.

В том случае, когда аннигилирует движущийся позитрон ( $v \neq 0$ ), угол разлета фотонов и распределение энергии между фотонами зависят от скорости позитрона. При больших энергиях  $\varepsilon$  аннигилирующих позитронов ( $\varepsilon \gg m_e c^2$ ) фотоны испускаются преимущественно вперед и назад относительно направления движения позитронов. Фотон,

летающий вперед уносит почти всю энергию позитрона, на долю же фотона, летящего назад, остается энергия, примерно равная половине энергии покоя электрона, т. е.  $m_e c^2/2$ . На этом основан метод получения квазимонохроматических  $\gamma$ -квантов высокой энергии.

Возможна ли аннигиляция  $e^+e^-$  с образованием 3, 4, 5, ... фотонов? Из закона сохранения энергии, импульса и момента количества движения следует положительный ответ. Рассмотрим, например, случай трехфотонной аннигиляции. Закон сохранения энергии не запрещает трехфотонную аннигиляцию. Импульсы трех фотонов всегда можно направить так, что суммарный импульс будет равен 0 (рис. 1). Спин фотона равен 1. Суммарный спин трех фотонов определяется следующим соотношением:

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_2 + \mathbf{I}_3 = 1 + 1 + 1 \quad (3)$$

что также в сумме может дать  $\mathbf{I} = 0$ . Таким образом, видно, что законы сохранения энергии, импульса и момента количества движения разрешают трехфотонную аннигиляцию.

Аналогично можно показать, что возможна аннигиляция с образованием большого числа фотонов. На специфику процесса аннигиляции пары  $e^+e^-$  существенную роль будет оказывать полный спин системы  $e^+e^-$ .

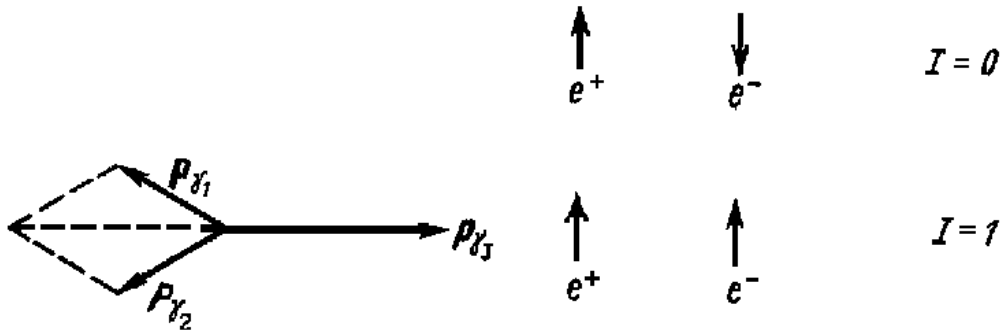


Рис. 1: а. Векторная диаграмма импульсов в случае трёхфотонной аннигиляции. б. Возможные значения полного спина системы  $e^+e^-$ .

Возможны два значения полного спина этой системы:  $I = 0$  — спины электрона и позитрона антипараллельны;  $I = 1$  — параллельны.

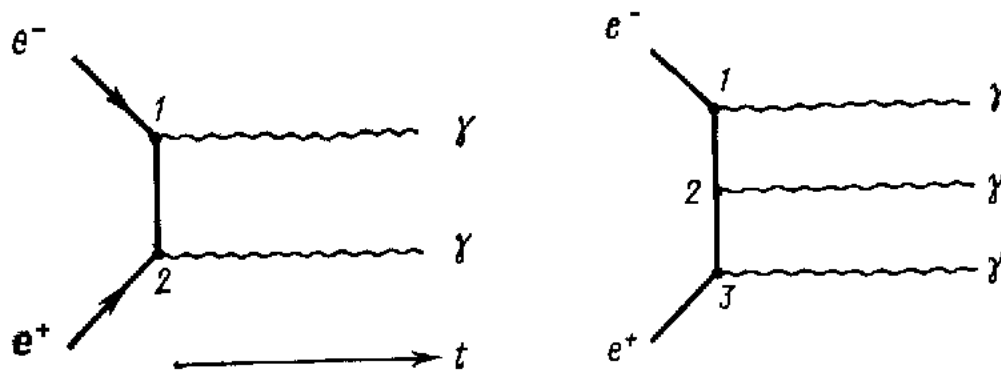


Рис. 2: Процесс аннигиляции пары  $e^+e^-$ : а) двухфотонная аннигиляция; б) трехфотонная аннигиляция.

Процесс аннигиляции  $e^+e^-$  пары с образованием  $\gamma$ -квантов происходит в результате электромагнитного взаимодействия. Для описания таких процессов Фейнманом был разработан метод диаграммной техники. Он позволяет изображать графически и рассчитывать сечения различных процессов. Так, например, процесс аннигиляции пары  $e^+e^-$  изображается диаграммами, показанными на рис. 2. Рис. 2а изображает процесс двухфотонной аннигиляции. На рис. 2б изображен процесс испускания трех фотонов. На рисунке ось времени направлена слева направо. Каждой частице на диаграмме соответствует определенная линия. Сплошные линии описывают электрон и позитрон, волнистые — фотоны. Свободные концы линий соответствуют невзаимодействующим частицам в начальном и конечном состояниях. Взаимодействие частиц на диаграммах описывается вершинами (точки 1, 2, 3 на рис. 2) и рассматривается как испускание и поглощение различных виртуальных частиц. Виртуальным частицам соответствуют внутренние линии, соединяющие вершины. На диаграмме рис. 2а в точке 1 электрон превратился в фотон и виртуальную частицу, которая затем в точке 2 поглощается позитроном. Вершине сопоставляется константа связи, характеризующая интенсивность взаимодействия. Так, в случае электромагнитных взаимодействий константа  $\sqrt{\alpha} = \sqrt{e^2/\hbar c}$ . Амплитуда процесса пропорциональна константе связи в степени равной числу вершин диаграмме Фейнмана. Диаграмме с  $N$  вершинами будет соответствовать амплитуда  $A$ , пропорциональная  $(\sqrt{\alpha})^N$ . Эффективное сечение процесса определяется квадратом амплитуды. Оно будет, таким образом, пропорционально  $\alpha^N$  так как для электромагнитного взаимодействия  $\alpha \ll 1$ , то наибольший вклад дают диаграммы с минимальным числом вершин. Даже не проводя расчетов, можно оценить соотношение вероятностей различных процессов. Так, например, для процессов, изображенных на рис. 2, можно сказать, что сечение двухфотонной аннигиляции примерно на два порядка больше сечения трехфотонной аннигиляции

$$\frac{\sigma(2\gamma)}{\sigma(3\gamma)} \approx \frac{A^2(2\gamma)}{A^2(3\gamma)} \approx \frac{[(\sqrt{\alpha})^2]^2}{[(\sqrt{\alpha})^3]^2} = \frac{1}{\alpha} = 137.$$

Таким образом, для электромагнитных процессов каждая вершина соответствует подавлению процесса примерно на 2 порядка.

Поэтому трехфотонная аннигиляция должна происходить гораздо реже, чем двухфотонная. Эксперименты показывают, что из каждой тысячи аннигилирующих позитронов, лишь единицы аннигилируют в три фотона.

Характерное время жизни позитронов в веществе  $\sim 10^{-10}$  с.

Часто аннигиляция идет через образование связанного состояния системы  $e^+e^-$ -позитрония. Позитроний, в котором спины электрона и позитрона антипараллельны (парапозитроний) имеет время жизни  $1,2 \cdot 10^{-10}$  с и распадается на 2 гамма-кванта. Позитроний, в котором спины электрона и позитрона параллельны (ортопозитроний) распадается на 3 гамма-кванта и имеет среднее время жизни  $1,4 \cdot 10^{-7}$  с.

### 3. Зарядовое сопряжение

Сохранение зарядовой четности в процессе аннигиляции приводит к тому, что состояние с  $I = 0$  может распадаться только на четное число фотонов:  $n = 2, 4, 6, \dots$ , а состояние  $I = 1$  может распадаться только на нечетное число фотонов:  $n = 3, 5, 7, \dots$ . Наблюдаемая в данной работе двухфотонная аннигиляция обусловлена, таким образом, распадом системы  $e^+e^-$  в состоянии со спином  $I = 0$ . Для того чтобы пояснить, как связано число аннигиляционных фотонов со спином системы  $e^+e^-$ , рассмотрим операцию

зарядового сопряжения.

Операция зарядового сопряжения  $\hat{C}$  изменяет знаки всех зарядов и странности на противоположные, оставляя неизменными импульс и спин частицы

$$\hat{C}|B, L, S, Q \rangle = |-B, -L, -S, -Q \rangle$$

$$\hat{C}|I, P \rangle = |I, P \rangle$$

Если операцию зарядового сопряжения применить дважды, то получится частица с исходными квантовыми числами:

$$\hat{C}\hat{C}|B, L, S, Q, I, P \rangle = \rho^2|B, L, S, Q, I, P \rangle \quad (4)$$

Из формулы (4) следует, что  $\rho^2 = 1$  и собственные значения оператора зарядового сопряжения равны  $+1$  и  $-1$ , т. е. оператор  $\hat{C}$  имеет те же самые собственные значения, что и оператор пространственной инверсии  $\hat{P}$ . Однако в отличие от оператора  $\hat{P}$  оператор  $\hat{C}$  не всегда имеет собственные значения, т. е. не всегда формально записанное соотношение

$$\hat{C}|\varphi \rangle = \rho|\varphi \rangle \quad (5)$$

имеет физический смысл. Например, действуя оператором  $\hat{C}$  на состояние, описывающее  $\pi^+$ -мезон, получим состояние ( $\pi^-$ ), отличное от исходного ( $\pi^+$ ). Эти специфические действия оператора  $\hat{C}$  обусловлены тем, что он не коммутирует с оператором заряда.

Оператор зарядового сопряжения имеет собственные значения только для полностью нейтральных частиц ( $\gamma$ ,  $\pi^0$  и др.) и для нейтральных систем ( $\pi^+\pi^-$ ,  $e^+e^-$  и др.). Для таких частиц и систем соотношение (5) имеет смысл и величина  $\rho = \pm 1$ . Величину  $\rho$  называют зарядовой четностью. Она сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и нарушается в слабых. Как можно приписать определенное значение зарядовой четности нейтральным частицам? Рассмотрим фотон. Он описывается векторным потенциалом  $\mathbf{A}$ , который создается зарядами и токами. Следовательно, он должен изменять знак при операции зарядового сопряжения.

$$\hat{C}|\mathbf{A} \rangle$$

Таким образом, зарядовая четность фотона отрицательна ( $\rho = -1$ ). Используя то обстоятельство, что в электромагнитных взаимодействиях зарядовая четность сохраняется, мы легко можем приписать определенное значение зарядовой четности  $\pi^0$ -мезону.

Так как  $\pi^0$ -мезон распадается в результате электромагнитного взаимодействия на два  $\gamma$ -кванта,

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

то он должен иметь положительную зарядовую четность.

$$\hat{C}|\pi^0 \rangle = \hat{C}|\gamma \rangle \cdot \hat{C}|\gamma \rangle = +1|\pi^0 \rangle$$

Как можно определить зарядовую четность системы  $e^+e^-$ ? Значение зарядовой четности  $\rho$  в этом случае определяется значением момента количества движения и спина системы  $e^+e^-$ :

$$\hat{C}|\uparrow_{e^+}\uparrow_{e^-}\rangle = |\uparrow_{e^+}\uparrow_{e^-}\rangle, \quad \hat{C}|\uparrow_{e^+}\downarrow_{e^-}\rangle = |\uparrow_{e^+}\downarrow_{e^-}\rangle.$$

Операция зарядового сопряжения сводится к перестановке электрона и позитрона, т. е. зеркальному отражению относительно центра положения частиц и перестановке их

спинов. Таким образом,  $\rho(e^+e^-) = \pi P_l P_\sigma$ , где  $\pi$  — внутренняя четность системы  $e^+e^-$ ,  $P_l$  — пространственная четность;  $P_\sigma$  — спиновая четность. Для  $e^+e^-$ -систем

$$\pi = -1, P_l = (-1)^l, P_\sigma = \begin{cases} +1, J = 1 \\ -1, J = 0 \end{cases}$$

Отсюда следует, что зарядовая четность  $e^+e^-$  системы равна  $(-1)^{l+s_1+s_2} = (-1)^I$ . В рассматриваемом случае  $l = 0$ , поэтому  $e^+e^-$ -пара имеет положительное значение зарядовой четности в случае  $\mathbf{J} = s_1 + s_2 = 0$  и отрицательное значение в случае  $\mathbf{J} = s_1 + s_2 = 1$

$$\left. \begin{aligned} \hat{C} | \uparrow_{e^+} \uparrow_{e^-} \rangle &= | \uparrow_{e^+} \uparrow_{e^-} \rangle = -1 | \uparrow_{e^+} \uparrow_{e^-} \rangle, \\ \hat{C} | \uparrow_{e^+} \downarrow_{e^-} \rangle &= | \uparrow_{e^+} \downarrow_{e^-} \rangle = +1 | \uparrow_{e^+} \downarrow_{e^-} \rangle, \end{aligned} \right\}$$

Так как зарядовая четность фотона отрицательна, то система  $n$  фотонов имеет зарядовую четность  $\rho = (-1)^n$ . Таким образом, закон сохранения зарядовой четности приводит к тому, что  $e^+e^-$ -состояние с  $I = 0$  распадается только на четное число фотонов, а состояние с  $I = 1$  только на нечетное число фотонов.

## 4. Описание установки

Блок-схема установки показана на рис. 3. Источником позитронов служит  $\beta^+$ -радиоактивный изотоп  ${}^{22}_{11}\text{Na}$  имеющий схему распада, приведенную на рис. 4. Ядро  ${}^{22}_{11}\text{Na}$  является  $\beta^+$ -радиоактивным и распадается из основного состояния со спином и четностью  $J^P = 3^+$  с периодом полураспада 2,62 года либо путем испускания позитрона (90% случаев), либо путем захвата орбитального электрона (10% случаев). При позитронном распаде в 99,9% случаев вылетают позитрон и электронное нейтрино с суммарной энергией 0,55 МэВ, при этом конечное ядро  ${}^{22}_{10}\text{Na}$  образуется в первом возбужденном состоянии 1,28 МэВ со спином и четностью  $J^P = 2^+$ . Очень малое ( $< 0,1\%$ ) число позитронных распадов идет с заселением основного состояния конечного ядра  ${}^{22}_{11}\text{Na}$  со спином и четностью  $J^P = 0^+$ .

Позитроны тормозятся в веществе источника и его защитной оболочке и аннигилируют. Толщина защитной оболочки превышает пробег позитронов ( $\approx 1$  мм в алюминии), поэтому местом аннигиляции с большой точностью можно считать центр источника позитронов. Регистрация  $\gamma$ -квантов осуществляется двумя сцинтилляционными спектрометрами, состоящими из кристаллов NaI и фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Один из спектрометров закреплен неподвижно. Другой расположен на вращающемся относительно источника стержне. Регистрация аннигиляционных фотонов в режиме совпадений позволяет проводить измерения для различных углов разлета фотонов. Кроме того, подвижный спектрометр может быть установлен в непосредственной близости от источника позитронов, что увеличивает скорость счета и обеспечивает измерение спектра  $\gamma$ -квантов с высокой статистической точностью. Импульсы от ФЭУ поступают на усилители. После усиления импульсов от подвижного спектрометра их амплитудное распределение (энергетический спектр регистрируемых фотонов) может быть получен с помощью многоканального анализатора. Оба спектрометра могут работать в режиме совпадений по времени моментов регистрации аннигиляционных фотонов. Для этого сигналы от усилителей после предварительной амплитудной дискриминации, выделяющей тот участок  $\gamma$ -спектра, который отвечает аннигиляционной линии 0,511 МэВ, поступают на вход схемы совпадений. Схема совпадений — это электронное устройство, выдающее на выходе

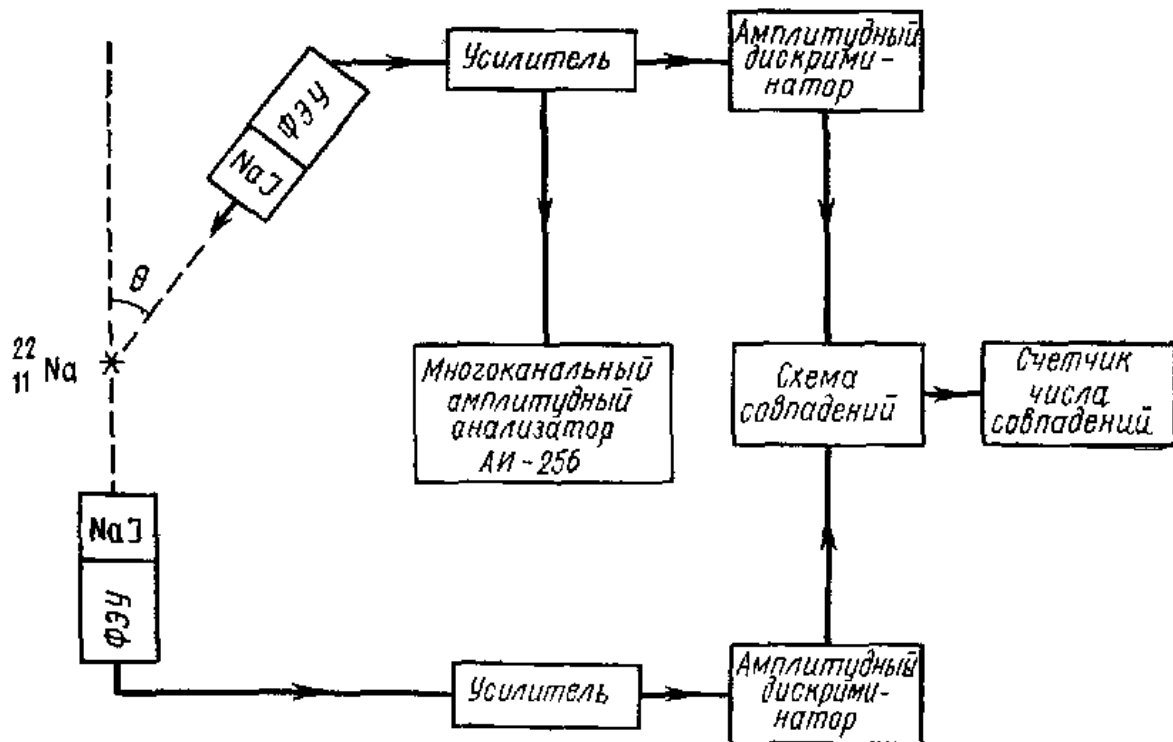


Рис. 3: Блок-схема установки.

сигнал лишь в том случае, когда на ее входы поступают сигналы с интервалом, не превышающим разрешающее время  $\tau$  схемы совпадений. В лабораторной работе используется схема совпадений с  $\tau = 5$  мкс. Схемы совпадений широко применяются в современных экспериментах по изучению атомного ядра и частиц. Совпадение по времени моментов регистрации двух или более частиц является доказательством того, что они образовались в одном и том же процессе ядерной реакции или распада.

## 5. Порядок выполнения работ

После включения и прогрева аппаратуры в течение 15–20 мин можно приступить к выполнению упражнений.

**Упражнение 1. Калибровка тракта  $\gamma$ -спектрометров.** Калибровка каналов анализатора в энергетических единицах осуществляется путем измерения амплитудных распределений импульсов  $\gamma$ -спектрометра от  $\gamma$ -источников известной энергии. В лабораторной работе в качестве калибровочных  $\gamma$ -источников используются радиоактивные изотопы  $^{27}_{60}\text{Co}$  (две  $\gamma$ -линии с энергиями 1,17 и 1,33 МэВ) и  $^{55}_{137}\text{Cs}$  (одна  $\gamma$ -линия с энергией 0,66 МэВ). Спектр  $\gamma$ -квантов, измеренный с помощью подвижного спектрометра и записанный в памяти многоканального анализатора, представляет собой распределение импульсов по амплитудам, т. е. зависимость числа импульсов от номера канала анализатора. Определив номера каналов, в которых расположены  $\gamma$ -линии, построить калибровочную кривую, связывающую энергии фотонов с номерами каналов. Определить энергетическое разрешение установки по полуширине  $\gamma$ -линий.



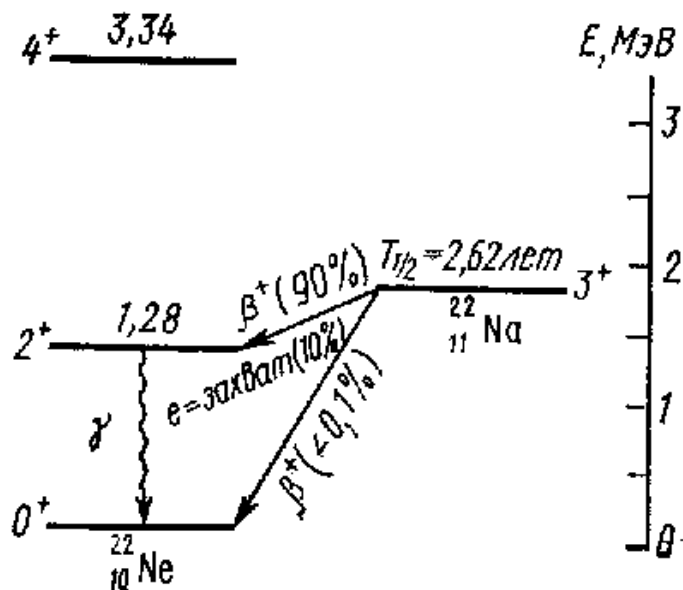


Рис. 4: Схема распада  $\text{Na}_{11}^{22}$

**Упражнение 2. Измерение энергетического спектра аннигиляционных  $\gamma$ -квантов.** Измерение энергетического спектра аннигиляционных  $\gamma$ -квантов проводится подвижным спектрометром при минимальном расстоянии от изотопа  $^{22}_{11}\text{Na}$ . Коэффициент усиления выбирается на основании результатов упражнения 1. Спектр  $\gamma$ -квантов выводится на цифropечатающее устройство. Результаты необходимо представить в виде графика с указанием статистических ошибок измерений. Определить величину энергетического разрешения эксперимента в относительных и абсолютных единицах (килоэлектронвольтах). Убедиться в присутствии в спектре интенсивной  $\gamma$ -линии с энергией 0,511 МэВ.

**Упражнение 3. Измерение зависимости интенсивности совпадений от угла разлета фотонов  $e^+e^-$ -аннигиляции** Установить подвижный  $\gamma$ -спектрометр на таком же расстоянии от источника  $^{22}_{11}\text{Na}$ , как и неподвижный. Измерить зависимость интенсивности совпадений от угла разлета фотонов. Убедиться, что интенсивность совпадений максимальна для угла разлета фотонов равного  $180^\circ$ . Результаты измеренной угловой зависимости разлета  $\gamma$ -квантов представить в виде графика с указанием статистических ошибок измерений.

## 6. Сцинтилляционный спектрометр

Для регистрации  $\gamma$ -квантов часто используются сцинтилляционные спектрометры.

Сцинтилляционный спектрометр состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя (рис. 5). Для регистрации  $\gamma$ -излучения в сцинтилляционных спектрометрах используют взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом сцинтиллятора. Результатом всех трех основных процессов взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом (фотоэффекта, комптоновского рассеяния и рождения пар) является передача энергии  $\gamma$ -кванта вторичным частицам — электронам и позитронам. При прохождении заряженных вторичных частиц

через вещество их энергия тратится на возбуждение и ионизацию среды. Переходы с возбужденных состояний сцинтиллятора на более низкие уровни энергии сопровождаются излучением фотонов: в сцинтилляторе возникает световая вспышка. Таким образом, сцинтиллятор трансформирует энергию падающего  $\gamma$ -кванта в большое количество вторичных  $\gamma$ -квантов низких энергий — фотонов флюоресценции.

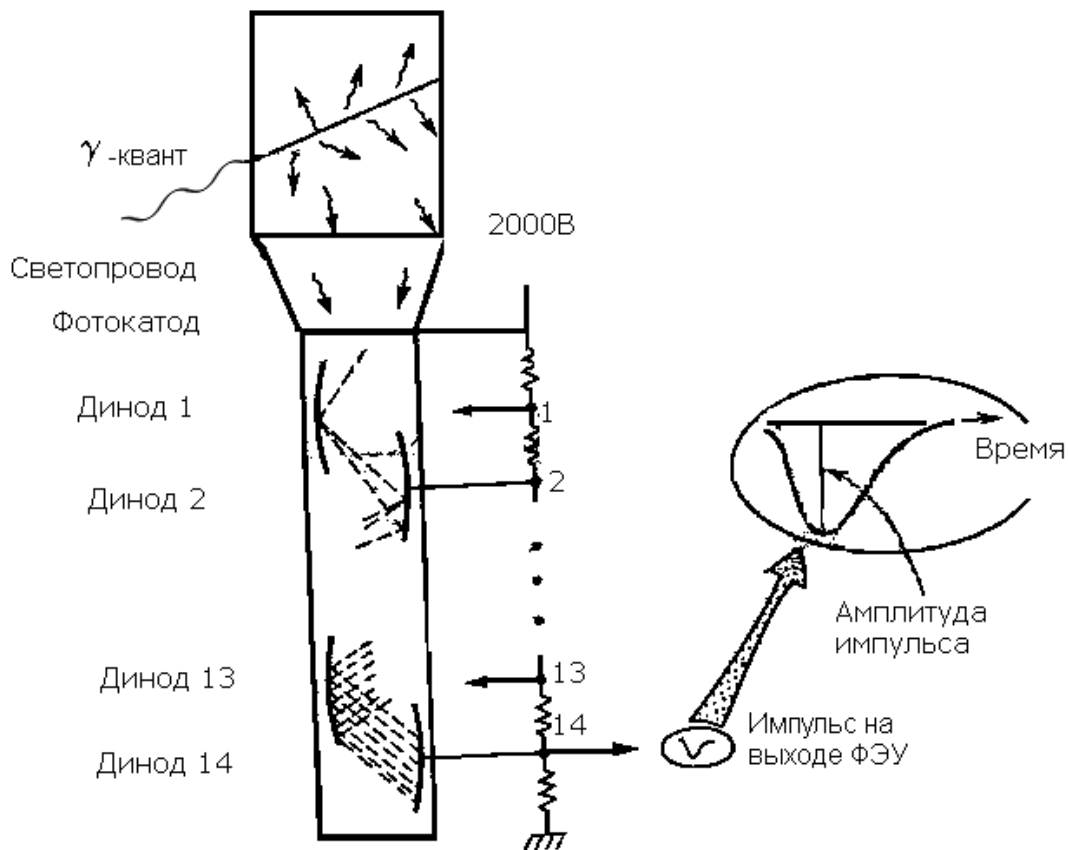


Рис. 5: Схема устройства сцинтилляционного детектора. Частица, попадая в сцинтиллятор, порождает фотоны флуоресценции, которые по светопроводу попадают на фотокаатод ФЭУ.

Возникшие в сцинтилляторе под действием падающего пучка  $\gamma$ -квантов вторичные фотоны попадают через светопровод на фотокаатод. Фотокаатод нанесен на внутреннюю торцевую поверхность стеклянного баллона ФЭУ, в котором создан высокий вакуум, необходимый для свободного движения электронов. Под действием фотонов происходит фотоэффект на фотокаатод с вылетом электронов, которые попадают в электронно-оптическую систему фотокаатод — диноды (электроды). В результате вторичной электронной эмиссии на динодах электроны выбивают из них вторичные электроны, образуя нарастающую от динода к диноду электронную лавину. Форма динодов подобрана для эффективного ускорения и фокусировки вторичных электронов. Величина коэффициента вторичной электронной эмиссии динодов находится в пределах от 2 до 5 в зависимости от материала поверхности динодов и энергии электронов, задаваемой делителем напряжения. Между динодами поддерживается разности потенциалов 100–150 В. Общий коэффициент усиления ФЭУ, имеющих обычно то 10 до 14 динодов, достигает величин порядка  $10^6$ – $10^9$ . Амплитуда импульса напряжения, создаваемого на нагрузке последнего динода (анода) ФЭУ, обычно составляет несколько десятых вольта и при определенных

условиях пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе.

При фотоэффекте все фотоэлектроны имеют энергию, равную разности энергии  $\gamma$ -кванта и энергии ионизации атома для данной оболочки:

$$E_e = E_\gamma - I_i \quad (6)$$

Поскольку вероятность фотоэффекта на К-оболочке составляет не менее 80% суммарной вероятности фотоэффекта, большая часть фотоэлектронов имеет одинаковую энергию. Если эти электроны полностью поглощаются в сцинтилляторе, на выходе регистрирующей системы будет зафиксирован импульс, величина которого пропорциональная энергии поглощенного электрона — это т.н. фотопик.

В процессе комптоновского рассеяния доля передачи энергии  $\gamma$ -кванта электрону зависит от угла рассеяния. При рассеянии  $\gamma$ -квантов с энергией  $\hbar\omega$  на  $180^\circ$  электрон получает максимальную энергию  $E_e$ , равную

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + m_e c^2 / 2E_\gamma}, \quad (7)$$

где  $m_e$  — масса электрона. Если  $E_\gamma > 2m_e c^2 = 1.02$  МэВ, то при взаимодействии такого  $\gamma$ -кванта с атомом возможно образование пары электрон–позитрон, суммарная кинетическая энергия которой равна  $E^{\text{пар}} = E_\gamma - 2m_e c^2$ . Таким образом, даже если имеется монохроматический пучок  $\gamma$ -квантов, энергетическое распределение, которое будет наблюдаться на выходе детектора, не будет монохроматическим. Для примера на рис. 6 приведен спектр импульсов на выходе сцинтилляционного счетчика NaI(Tl) при облучении монохроматическим пучком фотонов с энергией  $E_0$ .

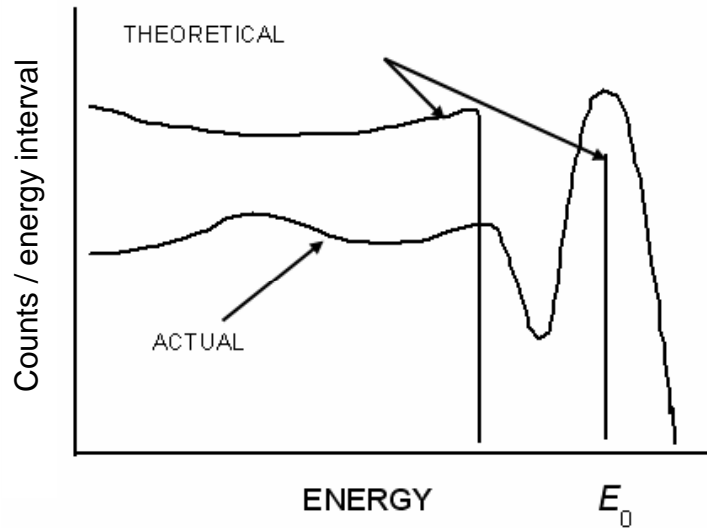


Рис. 6: Сравнение теоретического распределения энергии электрон и экспериментального спектра в детекторе NaI(Tl) в случае, когда  $\gamma$ -кванты регистрируют в результате фотоэффекта и комптон-эффекта. Уширение монохроматической линии, соответствующей фотопику, определяется разрешением детектора.

Форма спектра импульсов на выходе установки определяется также характером зависимости светового выхода кристалла от энергии частицы. Поскольку для целей спектроскопии требуется пропорциональность между энергией частицы и интенсивностью

вспышки, световой выход кристалла не должен зависеть от энергии частицы. В  $\gamma$ -спектроскопии наиболее часто используются неорганические кристаллы, в частности NaI(Tl). Выбор йодистого натрия для регистрации  $\gamma$ -излучения в первую очередь обусловлен тем, что в интервале энергий от 1 кэВ до 5 МэВ световой выход NaI(Tl) не зависит от энергии электронов, т.е. амплитуда светового импульса линейно возрастает с ростом энергии электронов. Плотность кристалла ( $\rho = 3,67 \text{ г/см}^3$ ) и его атомный номер (для йода  $Z = 53$ ) также достаточно велики, что обеспечивает довольно высокий коэффициент поглощения.

## 7. Контрольные вопросы и задачи

1. Что такое античастицы и чем они отличаются от частиц?
2. Перечислите основные характеристики частиц и античастиц. Какие характеристики частиц и античастиц совпадают и какие различаются?
3. Перечислите основные характеристики положительно и отрицательно заряженных мюонов.
4. Почему невозможна однофотонная  $e^+e^-$ -аннигиляция?
5. Чем отличаются связанные системы  $e^+e^-$  ортопозитроний и парапозитроний?
6. Рассчитайте пороговую энергию образования  $W^+W^-$  на встречных электрон-позитронных пучках.
7. Что такое операция зарядового сопряжения?
8. Что такое зарядовая четность?
9. Можно ли характеризовать зарядовой четностью заряженные частицы?
10. Что такое истинно нейтральные частицы?
11. Нарисуйте диаграмму четырехфотонной аннигиляции и оцените вероятность этого процесса.
12. За счет каких процессов регистрируются гамма-кванты в сцинтилляционном детекторе?
13. Что такое схема совпадений? Предложите эксперименты, в которых необходимо использовать схему совпадений.
14. Что такое разрешающая способность детектора?
15. Какие методы регистрации гамма-квантов вам известны?
16. Как регистрировать гамма-кванты с энергией несколько ГэВ?
17. Какой период полураспада имеет изотоп  $^{22}_{11}\text{Na}$ ? Как он распадается?
18. Что такое  $\beta^+$ - и  $\beta^-$ -распады?

19. Что такое слабые взаимодействия?
20. Что такое период полураспада?
21. Чем определяются спины и четности ядерных состояний?