

Лабораторная работа №8

Двухфотонная электрон-позитронная аннигиляция.

Целью работы является наблюдение двухфотонной e^+e^- аннигиляции.

Экспериментальными доказательствами этого являются:

- наличие в γ -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, что свидетельствует о преимущественной аннигиляции остановившихся позитронов.

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

1. Античастицы

Существование античастиц впервые предсказал Поль Дирак в статье, опубликованной им в 1930 году. Чтобы понять, как ведут себя частицы и античастицы при взаимодействии по Дираку, представьте себе ровное поле. Если взять лопату и вырыть в нем ямку, в поле появятся два объекта — собственно ямка и кучка грунта рядом с ней. Теперь представим, что кучка грунта — это обычная частица, а ямка, или «отсутствие кучки грунта», — античастица. Засыпьте ямку ранее извлеченным из нее грунтом — и не останется ни ямки, ни кучки (аналог процесса аннигиляции). И снова перед вами ровное поле. Существование античастиц следовало из полученного 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 $\sqrt{m_e^2 c^4 + c^2 p^2}$ 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 $-\sqrt{m_e^2 c^4 + c^2 p^2}$ 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.

Пока шло теоретизирование вокруг античастиц, молодой физик-экспериментатор из Калифорнийского технологического института Карл Дейвид Андерсон монтировал оборудование астрофизической лаборатории на вершине Пайк в штате Колорадо, намереваясь заняться изучением космических лучей. Работая под руководством Роберта Милликена, он придумал установку для регистрации космических лучей, состоящую из мишени, помещенной в мощное магнитное поле. Бомбардируя мишень, частицы оставляли в камере вокруг мишени треки из капелек конденсата, которые можно было сфотографировать и по полученным фотографиям изучать траектории движения частиц.

При помощи этого аппарата, получившего название конденсационная камера, Андерсон смог

зарегистрировать частицы, возникающие в результате столкновения космических лучей с мишенью. По интенсивности трека, оставленного частицей, он мог судить о ее массе, а по характеру отклонения ее траектории в магнитном поле — определить электрический заряд частицы. К 1932 году ему удалось зарегистрировать ряд столкновений, в результате которых образовывались частицы с массой, равной массе электрона, однако отклонялись они под воздействием магнитного поля в противоположную сторону по сравнению с электроном и, следовательно, имели положительный электрический заряд. Так была впервые экспериментально выявлена античастица — позитрон. В 1932 году Андерсон опубликовал полученные результаты, а в 1936 году был отмечен за них половиной Нобелевской премии по физике.

В 1936 г. К. Андерсоном и С. Недермейером также в космических лучах была обнаружена ещё одна пара частица-античастица μ^- и μ^+ — 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

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

Характеристики электрона и позитрона

Характеристика	Электрон	Позитрон
Масса $m_e c^2$	0,511 МэВ	0,511 МэВ
Электрический заряд Q	$-1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$	$+1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Лептонный заряд L_e	+1	-1
Спин $\hbar$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Магнитный момент $\frac{e\hbar}{2m_e c}$	+1,001159652187	-1,001159652187
Время жизни τ	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 – кванты 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 несколько фотонов:

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

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 электрон-позитронной пары 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 $2 \cdot 940 \text{ МэВ}$.

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

Характерное время жизни позитронов в веществе $\sim 10^{-10} \text{ с}$. Попад 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 $v < c$, 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 $v \approx 0$. Скорость электрона также равна нулю.

Следовательно, относительный момент аннигилирующей пары $l = 0$ и аннигиляция будет проходить в S-состоянии.

При торможении позитрона в среде до скоростей порядка скорости атомных электронов, позитрон и электрон образуют связанное состояние, называемое позитронием.

Существуют два основных состояния позитрония:

- синглетное, или парапозитроний, спины электрона и позитрона антипараллельны, $\uparrow \downarrow \quad I = 0$
- триплетное, или ортопозитроний, спины электрона и позитрона параллельны, $\uparrow \uparrow \quad I = 1$

Законы сохранения момента количества движения и четности накладывают ограничение на возможное число фотонов аннигиляции позитрония. Так как система двух фотонов не имеет состояний с моментом 1, то ортопозитроний распадается не на два фотона, а на три, и имеет среднее время жизни $1,4 \cdot 10^{-7}$ с. В то же время парапозитроний имеет время жизни $1,2 \cdot 10^{-10}$ с и распадается на два фотона.

Влияние законов сохранения на процесс двухфотонной аннигиляции.

Из закона сохранения энергии следует:

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

где m_e – масса позитрона и электрона ($m_e c^2 = 0,511 \text{ МэВ}$), T_e – кинетическая энергия позитрона, E_{γ_1} – энергии фотонов. Из закона сохранения импульса следует:

$$\vec{P}_+ = \vec{P}_{\gamma_1} + \vec{P}_{\gamma_2}$$

Если **скорость позитрона равна 0**, получаем систему уравнений:

$$\begin{cases} 2m_e c^2 = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \\ 0 = \vec{P}_{\gamma_1} + \vec{P}_{\gamma_2} \end{cases}$$

Видно, что выполнение соотношений приводит к тому, что рождающиеся в двухфотонной аннигиляции γ -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. На рис. 1 изображена векторная диаграмма импульсов для случая аннигиляции позитрона с кинетической энергией T и импульсом $\vec{P}$ со свободным электроном. Закон сохранения импульсов $\vec{P} = \vec{P}_{\gamma_1} + \vec{P}_{\gamma_2}$ изображается в виде $\vec{AB} = \vec{AK} + \vec{KB}$.

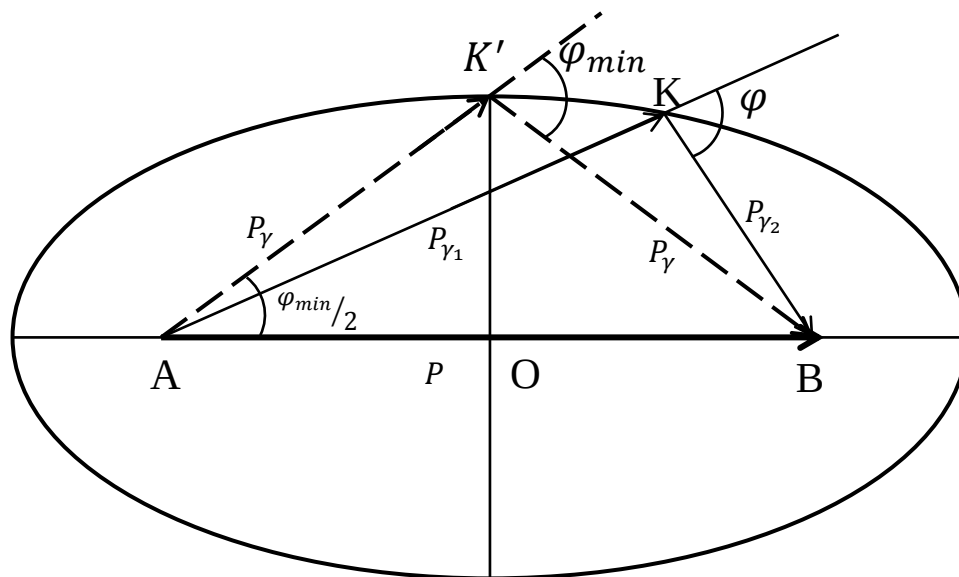


Рис. 1 векторная диаграмма импульсов

Нетрудно догадаться, что точка К лежит на эллипсе. Как видно из диаграммы, угол разлета фотонов изменяется от 180° до φ_{min} , а минимальный угол разлета фотонов φ_{min} соответствует симметричному разлету (точка К'). Малая полуось ОК эллипса соответствует импульсу фотонов в системе центра масс $OK = P'_\gamma$. А большая полуось ОА соответствует величине $OA = \frac{P'_\gamma}{\sqrt{1-\beta^2}}$,

$$\beta = \frac{v}{c} - \text{безразмерная скорость системы центра масс: } \beta = \frac{Pc}{T+2m_e c^2} = \sqrt{\frac{T}{T+2m_e c^2}}.$$

Закон сохранения энергии имеет вид $T + 2m_e c^2 = 2E_\gamma$. Используя релятивистский инвариант $E^2 = P^2 c^2 + m^2 c^4$ получим P'_γ .

$$(2E_\gamma)^2 - P^2 = (2 \cdot P'_\gamma c)^2$$

$$(T + 2m_e c^2)^2 - (T^2 + 2Tm_e c^2) = (2 \cdot P'_\gamma c)^2.$$

Таким образом, $OK = P'_\gamma = m_e c \cdot \sqrt{1 + \frac{E}{2m_e c^2}}$. Так как $\sqrt{1-\beta^2} = \sqrt{\frac{2m_e c^2}{E+2m_e c^2}}$, то $AK = \frac{E+2m_e c^2}{2c}$.

Тогда можно определить минимальный угол разлета фотонов: $\sin \frac{\varphi_{min}}{2} = \frac{OK}{AK} = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{E}{2m_e c^2}}}$.

Из этого же соотношения можно по наименьшему из наблюдаемых углов разлета квантов оценить максимальную энергию аннигилирующего позитрона.

При больших энергиях E аннигилирующих позитронов ($E \gg m_e c^2$) фотоны испускаются преимущественно вперед и назад относительно направления движения позитронов. Фотон, летящий 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 γ -квантов высокой энергии.

Многофотонная аннигиляция.

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. 2). Спин фотона равен 1. Суммарный спин трех фотонов определяется следующим соотношением:

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_1 + \mathbf{I}_2 + \mathbf{I}_3 = 1 + 1 + 1,$$

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.

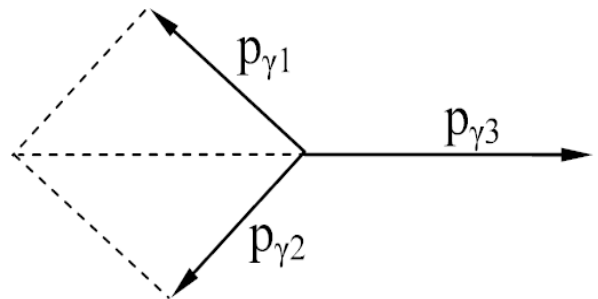


Рис.2 Векторная диаграмма импульсов в случае трёхфотонной аннигиляции.

3. Диаграммы Фейнмана

Процесс аннигиляции e^+e^- пары с образованием γ -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. 3.

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.3) и рассматривается как испускание и поглощение различных виртуальных частиц. Виртуальным частицам соответствуют внутренние линии, соединяющие вершины. На диаграмме рис. 3а 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 $A \sim (\sqrt{\alpha})^N$. Эффективное сечение процесса определяется квадратом амплитуды. Оно будет, таким образом, пропорционально α^N , $\sigma \sim \alpha^N$. 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. 3, можно сказать, что сечение двухфотонной аннигиляции примерно на два порядка больше сечения трёхфотонной аннигиляции:

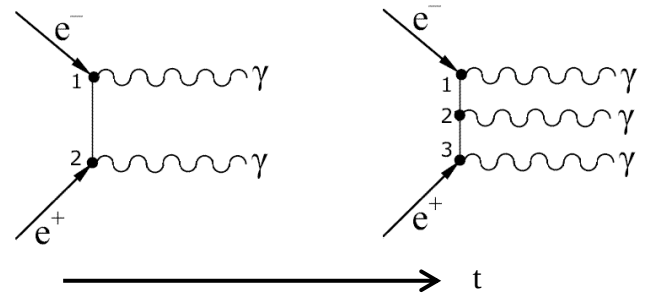


Рис. 3 Процесс аннигиляции пары e^+e^- :
а) двухфотонная аннигиляция;
б) трехфотонная аннигиляция.

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

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.

4. 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:

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

Из формулы 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 $\hat{C}|\varphi\rangle = \rho|\varphi\rangle$ имеет физический смысл. Например, действуя оператором $\hat{C}$ на состояние, описывающее π^+ -мезон, получим состояние (π^-) , отличное от исходного (π^+) . 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 (γ, π^0 и др.) и для нейтральных систем ($\pi^+\pi^-$, e^+e^- и др.). Для таких частиц и систем $\rho = \pm 1$. Величину ρ 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 π^0 -мезону.

Так как π^0 -мезон распадается в результате электромагнитного взаимодействия на два γ -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 ρ 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 π - внутренняя четность системы e^+e^- , P_l пространственная четность; P_σ - 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 $(-1)^{l+s_1+s_2} = (-1)^l$. В рассматриваемом случае $l = 0$, поэтому e^+e^- -пара имеет положительное значение зарядовой четности в случае $J = s_1+s_2=0$ и отрицательное значение в случае $J = s_1+s_2=1$

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

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.

5. Сцинтилляционный спектрометр

Для регистрации γ -квантов часто используются сцинтилляционные детекторы. Когда гамма-квант попадает в детектор, в результате трех процессов: фотоэффекта, эффекта Комптона и образования электрон-позитронных пар - образуются заряженные частицы. В сцинтилляторах при прохождении через них заряженных частиц возникают световые вспышки. Интенсивность световой вспышки пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе.

В результате фотоэффекта выбитый из атома электрон приобретает энергию $E_e = E_\gamma - E_b - E_r$, где E_γ – энергия гамма-кванта, E_b – энергия связи электрона и E_r – энергия ядра отдачи, которой можно пренебречь. Фотоэффект сопровождается характеристическим рентгеновским излучением или эмиссией оже-электронов. Характеристическое рентгеновское излучение в свою очередь вызывает фотоэффект. Образующиеся в результате всех этих процессов электроны возникают практически одновременно, они чаще всего поглощаются в детекторе и сигналы от них суммируются. Таким образом, практически вся энергия гамма-кванта передается электронам, $E_\gamma = \sum E_e$ и в сцинтилляторе возникает световая вспышка, интенсивность которой пропорциональна энергии γ -кванта. В функции отклика детектора фотоэффекту соответствует пик – фотопик.

В результате комптоновского рассеяния электронам передается только часть энергии.

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \theta)}, \quad E_e = E_\gamma - E_{\gamma'},$$

где E_γ и $E_{\gamma'}$ – энергии гамма-квантов до и после рассеяния, E_e – энергия фотоэлектрона, mc^2 – энергия покоя электрона, θ – угол рассеяния гамма кванта. Максимальная энергия, которая в результате комптоновского рассеяния может быть передана электрону (при $\theta = 180^\circ$),

$$E_e^{\max} = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}} = \frac{2E_\gamma^2}{mc^2 + 2E_\gamma}.$$

В детекторах большого объема часть рассеянных гамма-квантов может испытать еще одно или несколько неупругих взаимодействий, в результате которых вся энергия попавшего в детектор первичного гамма-кванта будет полностью поглощена. В связи с этим, фотопик обычно называют пиком полного поглощения. На рис. 4 показан экспериментальный спектр ^{137}Cs и его теоретическая "идеализация". Размытие пика полного поглощения и края комптоновского распределения связана с энергетическим разрешением системы.

Образование пар электрон-позитрон становится возможным при энергии гамма квантов больших $2mc^2 = 1022$ кэВ. При этом вся энергия гамма-кванта передается электрону и позитрону. Если и электрон и позитрон поглотятся в веществе детектора, то суммарный импульс будет пропорционален энергии гамма-кванта и событие будет зафиксировано в пике полного поглощения. Однако позитрон может проаннигилировать. При этом образуются два гамма кванта, каждый с энергией 511 кэВ. Если один из этих аннигиляционных гамма-квантов, не вступив во взаимодействие, вылетит из детектора, то суммарная энергия поглощенная в детекторе будет $E_\gamma - 511$ кэВ. Такие события будут вносить вклад в так называемый пик одиночного вылета. Если из детектора вылетят оба аннигиляционных гамма-кванта, то это событие будет зафиксировано в пике двойного вылета ($E_\gamma - 1022$ кэВ).

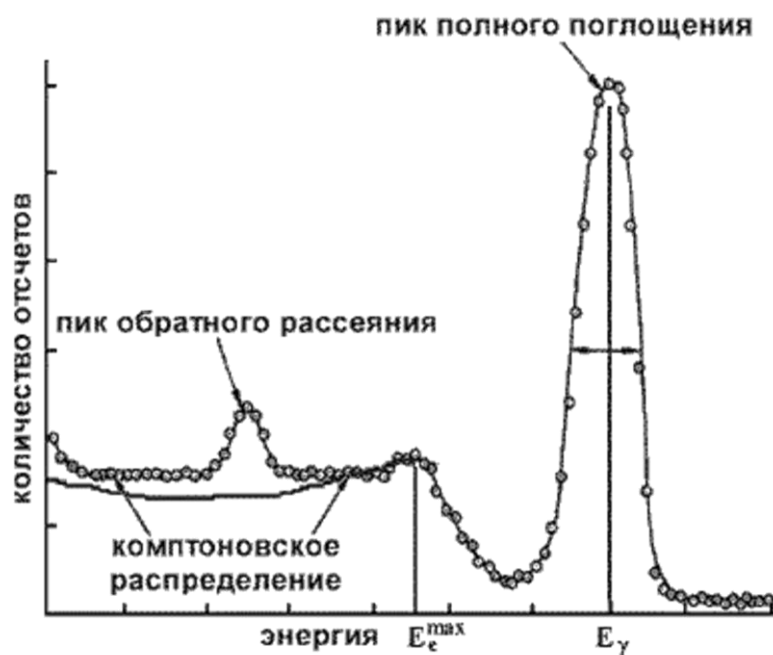


Рис. 4: Сравнение теоретического распределения энергии электрон и экспериментального спектра в детекторе NaI(Tl) в случае, когда γ -кванты регистрируют в результате фотоэффекта и комптон-эффекта. Уширение монохроматической линии, соответствующей фотопику, определяется разрешением детектора.

Сцинтилляционный спектрометр состоит из сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя (рис. 5). Для регистрации γ -излучения в сцинтилляционных спектрометрах используют взаимодействия γ -квантов с веществом сцинтиллятора. Результатом всех трех основных процессов взаимодействия γ -квантов с веществом (фотоэффекта, комптоновского рассеяния и рождения пар) является передача энергии γ -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 γ -кванта в большое количество вторичных γ -квантов низких энергий - фотонов флюоресценции.

Возникшие в сцинтилляторе под действием падающего пучка γ -квантов вторичные фотоны попадают на фотокатод. Фотокатод нанесен на внутреннюю торцевую поверхность стеклянного баллона ФЭУ, в котором создан вакуум, необходимый для свободного движения электронов. Под действием фотонов происходит фотоэффект на фотокатод с вылетом электронов, которые попадают в электронно-оптическую систему фотокатод - 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. Между динодами поддерживается разности потенциалов 100-150 В. Общий коэффициент усиления ФЭУ, имеющих обычно от 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 пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе.

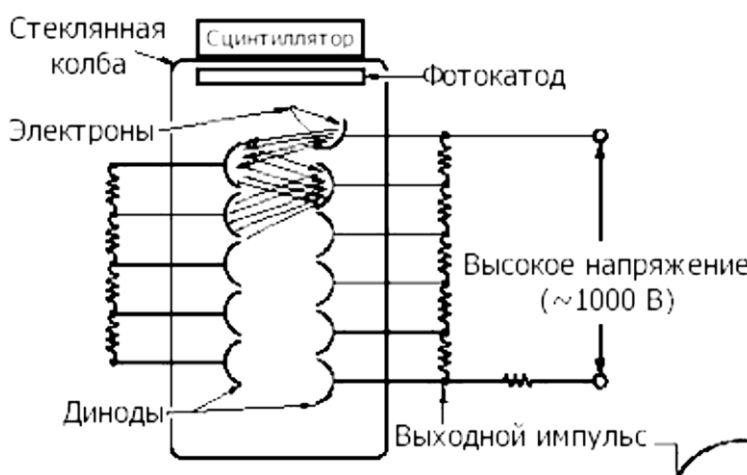


Рис. 5: Схема устройства сцинтилляционного детектора. Частица, попадая в сцинтиллятор, порождает фотоны флуоресценции, которые по светопроводу попадают на фотокатод ФЭУ.

6. Описание установки

Источником позитронов служит β^+ -радиоактивный изотоп $^{22}_{11}\text{Na}$ имеющий схему распада, приведенную на рис. 6. Ядро $^{22}_{11}\text{Na}$ является β^+ - 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 $^{22}_{10}\text{Ne}$ 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 $^{22}_{10}\text{Ne}$ со спином и четностью $J^P = 0^+$.

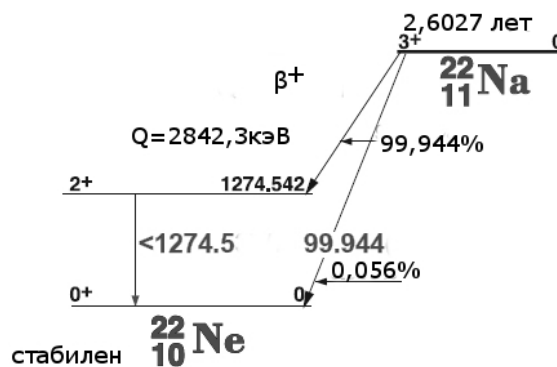


Рис. 6: Схема распада $^{22}_{11}\text{Na}$

Позитроны тормозятся в веществе источника и его защитной оболочке и аннигилируют. Толщина защитной оболочки превышает пробег позитронов (≈ 1 мм в алюминии), поэтому местом аннигиляции с большой точностью можно считать центр источника позитронов. Регистрация γ -квантов осуществляется сцинтилляционными спектрометрами, состоящими из кристаллов NaI и фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Импульсы от ФЭУ поступают на усилители. После усиления импульсов от спектрометров производится анализ их амплитудного распределения (энергетический спектр регистрируемых фотонов)

Так же в установках задействована схема совпадений - электронное устройство, выдающее на выходе сигнал лишь в том случае, когда на ее входы поступают сигналы с интервалом, не превышающим разрешающее время τ схемы совпадений. В данном случае 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.

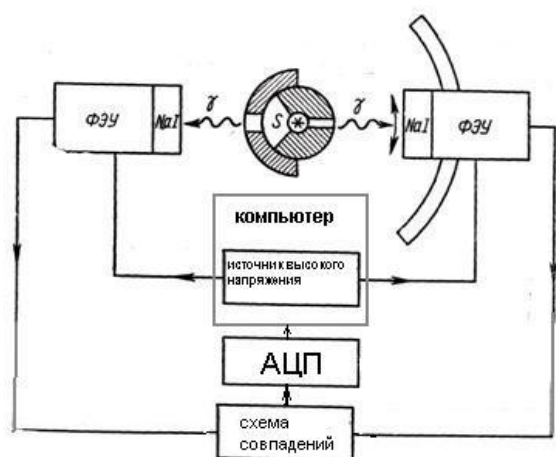


Рис. 7. Блок-схема старой установки

Кроме того, подвижный спектрометр может быть установлен в непосредственной близости от источника позитронов, что увеличивает скорость счета и обеспечивает измерение спектра γ -квантов с высокой статистической точностью.

Новая установка.

Блок-схема установки показана на рис. 8. Регистрация γ -квантов осуществляется шестью неподвижными сцинтилляционными спектрометрами, установленными друг на против друга. Регистрация аннигиляционных фотонов происходит в двух режимах: счетном и аналитическом. В счетном режиме регистрация фотонов проводится с помощью пересчетного устройства ПСО 2.2 еМ. Выбор ФЭУ осуществляется тумблерами на передней панели установки, вынесенной в отдельный блок. Так же схема совпадений позволяет проводить измерения одновременно для двух ФЭУ. В аналоговом режиме можно получить энергетический спектр регистрируемых фотонов с помощью многоканального анализатора.

Старая установка. Блок-схема старой установки показана на рис. 7. Регистрация γ -квантов осуществляется двумя сцинтилляционными спектрометрами. 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. Для этого сигналы от усилителей после предварительной амплитудной дискриминации, выделяющей тот участок γ -спектра, который отвечает аннигиляционной линии 0,511 МэВ, поступают на вход схемы

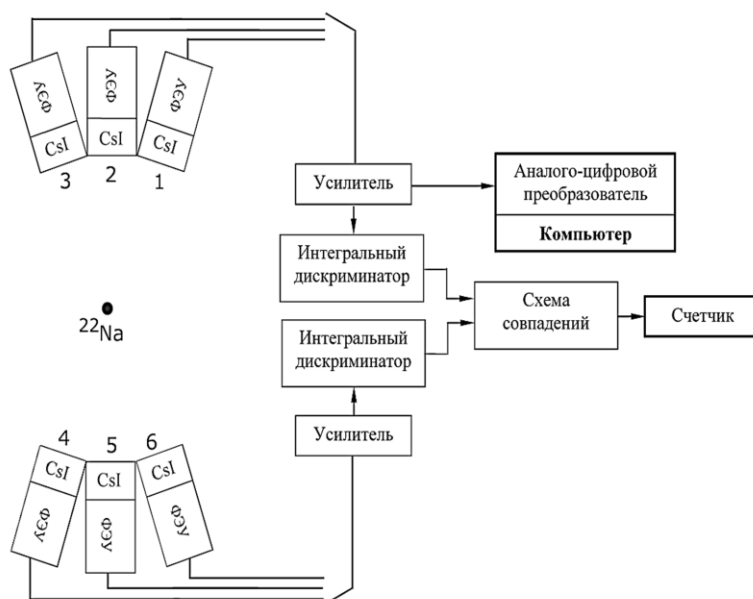


Рис. 8 Блок-схема новой установки

7. Порядок выполнения работ.

Старая установка.

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

Упражнение 1. Калибровка тракта γ -спектрометров.

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

Упражнение 2. Измерение энергетического спектра аннигиляционных γ -квантов

Измерение энергетического спектра аннигиляционных γ -квантов проводится подвижным спектрометром при минимальном расстоянии от изотопа $^{22}_{11}\text{Na}$. Снять спектр γ -квантов. Результаты необходимо представить в виде графика с указанием статистических ошибок измерений. С помощью калибровочной кривой определить энергии линий в спектре γ -квантов.

Упражнение 3. Измерение зависимости интенсивности совпадений от угла разлета фотонов e^+e^- -аннигиляции

Установить подвижный γ -спектрометр на таком же расстоянии от источника $^{22}_{11}\text{Na}$, как и неподвижный. Снять спектр совпадений для разных углов разлета фотонов в промежутке 165° - 195° . Убедиться, что интенсивность совпадений максимальна для угла разлета фотонов равного 180° . Результаты измеренной угловой зависимости разлета γ -квантов представить в виде графика с указанием статистических ошибок измерений.

Новая установка.

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

Упражнение 1. Измерение в счетном режиме.

В счетном режиме измерить количество гамма-квантов, попадающих на детектор за фиксированное время. Эксперимент провести для всех детекторов. Далее, используя схему совпадений, измерить количество попаданий на противоположные и рядом стоящие детекторы.

Упражнение 2. Измерение энергетического спектра аннигиляционных γ -квантов.

В аналоговом режиме (для двух различных ФЭУ) измерить энергетический спектр. Результаты необходимо представить в виде графика с указанием статистических ошибок измерений. Сделать предположение о энергиях линий в спектре γ -квантов.

Упражнение 3*. Измерение энергетического спектра совпадений аннигиляционных γ -квантов.

В аналоговом режиме измерить энергетический спектр совпадений. Результаты необходимо представить в виде графика с указанием статистических ошибок измерений.

8. Контрольные вопросы и задачи

1. Что такое античастицы и чем они отличаются от частиц?
2. Почему невозможна однофотонная e^+e^- -аннигиляция?
3. Что такое позитроний?
4. В чем различие между ортопозитронием и парапозитронием?
5. Нарисуйте диаграмму Фейнмана для двухфотонной и четырехфотонной аннигиляции.
6. На сколько порядков вероятность двухфотонной аннигиляции больше, чем четырехфотонной?
7. Что такое операция зарядового сопряжения?
8. Что такое зарядовая четность?
9. Можно ли характеризовать зарядовой четностью заряженные частицы?
10. Определить зарядовую четность гамма-кванта.
11. Что такое истинно нейтральные частицы?
12. Что такое слабые взаимодействия?
13. Что такое бета-распады?
14. Что такое слабые взаимодействия?
15. Что такое период полураспада?
16. За счет каких процессов регистрируются гамма-кванты в сцинтилляционном детекторе?
17. Что такое схема совпадений? Предложите эксперименты, в которых необходимо использовать схему совпадений.
18. Что такое разрешающая способность детектора?
19. Какой период полураспада имеет изотоп ${}^{22}_{11}\text{Na}$? Как он распадается?