

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2

Вивчення кутової кореляції анігіляційних фотонів та оцінка їх енергії

Опис роботи

Теоретичні відомості

За законом збереження енергії сумарна енергія фотонів в процесі $e^- + e^+ \rightarrow n\gamma$ дорівнює сумі повних енергій електрона та позитрона, тобто $2m_e c^2$. Оскільки ймовірність анігіляції різко зростає із зменшенням відносної швидкості позитрона та електрона (при малих енергіях вона обернено пропорційна до швидкості), переважна більшість актів анігіляції відбувається з позитронами, які загальмувалися до теплової рівноваги з середовищем. В актах анігіляції беруть участь валентні електрони атомів середовища (у випадку провідника — вільні електрони). Тому їхня кінетична енергія не перевищує кількох електрон-вольт. Таким чином, сума повних енергій позитрона та електрона практично не відрізняється від суми їх енергій спокою $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$.

За згаданих умов ця енергія розподіляється поміж фотонами порівну, тобто енергія з фотонів дорівнює $\frac{1.022}{n} \text{ MeV}$, n – кількість анігіляційних фотонів.

Найбільш ймовірна кількість частинок, що народжуються в акті анігіляції, залежить від природи взаємодії, що приводить до анігіляції. Анігіляція позитрона та електрона обумовлена електромагнітною взаємодією, і у випадку вільних e^- та e^+ найімовірнішою є двохфотонна анігіляція. Це пояснюється малим значенням сталої тонкої структури $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$, оскільки ймовірність анігіляції з народженням фотонів за теоретичними підрахунками на підставі квантової електродинаміки пропорційна до α^n (зауважимо, що при анігіляції протона та антипротона $p + \bar{p} \rightarrow n\pi$ народження двох піонів не є найімовірнішим, бо стала сильної взаємодії, що приводить до такої анігіляції, $\frac{g^2}{\hbar c} \approx 10$, не є малою).

Проте двохфотонна анігіляція може бути абсолютно заборонена законом збереження спіну. Дійсно, легко бачити, що парність, або непарність кількості анігіляційних фотонів N однозначно визначається законом збереження спіну.

Якщо спіни позитрона та електрона, що анігілюють, паралельні, то може утворюватись лише непарна кількість фотонів: $N=3,5,7\dots$ ($N=1$ у випадку вільних електронів заборонено законом збереження імпульсу), а якщо спіни антипаралельні — лише парна кількість фотонів: $N=2,4,6$. Фактично можна спостерігати лише двох- та трьохфотонну анігіляцію.

Якщо зустрічаються e^- та e^+ з випадковою орієнтацією спінів, то ймовірність трьохфотонної анігіляції приблизно на 2 порядки менша, ніж імовірність двохфотонної. Відношення імовірностей при цьому дещо залежить від властивостей середовища.

При анігіляції електрона та позитрона з сумарним імпульсом, рівним нулю, кути розльоту фотонів за законом збереження імпульсу дорівнюють $360^\circ/n$, тобто для двохфотонної — 180° , для трьохфотонної - 120° , тощо. Як вже вказувалося вище, для переважної більшості актів анігіляції ця умова виконується. Проте, невеликий внесок актів анігіляції з сумарним імпульсом, відмінним від нуля, спричинює деякий розкид напрямків розльоту фотонів навколо 180° .

Зауважимо, нарешті, що ще два універсальні закони збереження, так званих баріонного та лептонного зарядів забороняють процес (хоча всі інші закони збереження в ньому не порушувалися б). Якби не діяли ці закони, то взагалі атоми будь-яких елементів були б нестійкими по відношенню до анігіляції, тобто не існували б.

Експериментальна частина

Дослідження анігіляції за звичай проводять за допомогою установки для реєстрування імпульсів збігів.

Кутовий розподіл анігіляції у чистому вигляді можна було б спостерігати при наявності точкового джерела і детектора у вигляді нескінченно вузької щілини. Коли джерело можна вважати точковим, а детектор — щілиною кінцевої ширини, то кутовий розподіл (при розльоті фотонів точно під кутом 180°) визначається тільки кутовою шириною детектора (кут, під яким видно детектор з джерела) і має вигляд трикутника з основою, рівною ширині детектора (приладова крива).

У випадку більш складної конфігурації джерела і детектора (як у даній роботі) внаслідок протяжності джерела і великої кутової ширини детектора приладова крива уширюється. Відомості про справжній кутовий розподіл анігіляційного випромінювання можна одержати тільки шляхом порівняння експериментального кутового розподілу з розрахованою приладовою кривою. Однак заздалегідь зрозуміло, що справжній кутовий розподіл обов'язково більш анізотропний, ніж одержаний безпосередньо з досліду.

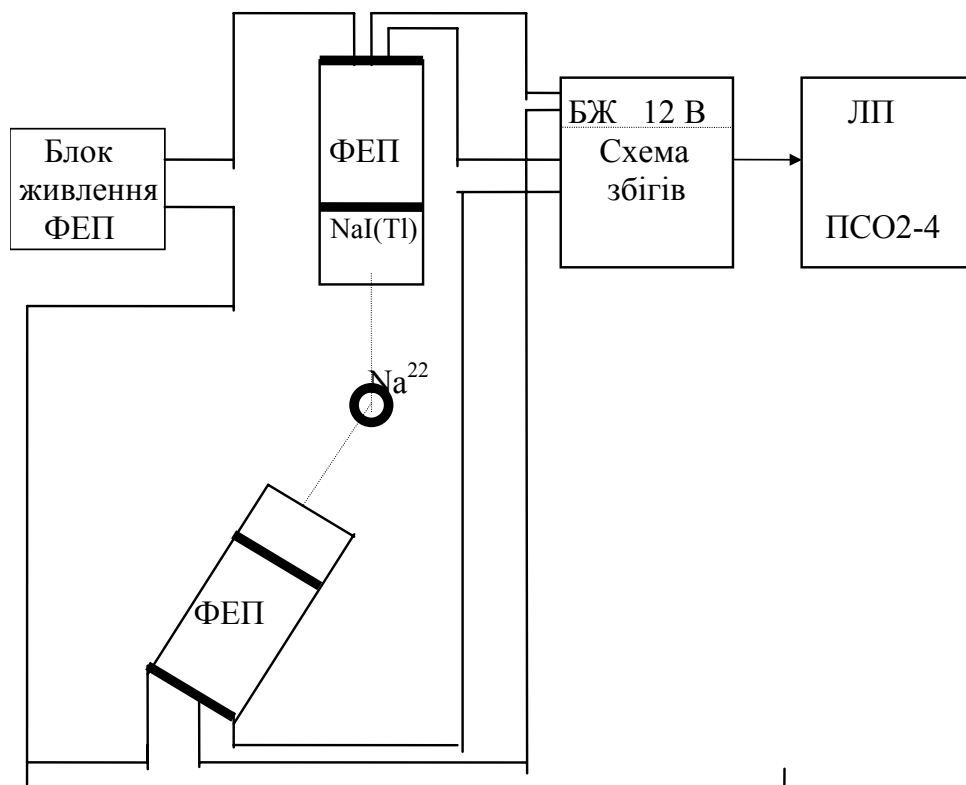


Рис.1. Блок-схема установки для реєстрації імпульсів збігів. |

При вивченні двофотонної анігіляції використовують такі прилади (рис. 1):

1. Два сцинтиляційні детектори, що являють собою кристали NaI(Tl) з фотопомножувачами. Один з детекторів закріплений нерухомо на гоніометрі, а другий – на рухомій частині гоніометру. Кут між детекторами обчислюється за шкалою, що спостерігається в окулярі, який знаходиться біля рухомого детектора. Джерело позитронів встановлюється в центрі столика гоніометра.

2. Блок живлення фотопомножувачів.
3. Блок живлення попередніх підсилювачів. В цьому ж корпусі розташована логічна схема, за допомогою якої на лічильний пристрій подаються імпульси з кожного детектора окремо чи тільки імпульси збігів.
4. Лічильний пристрій.

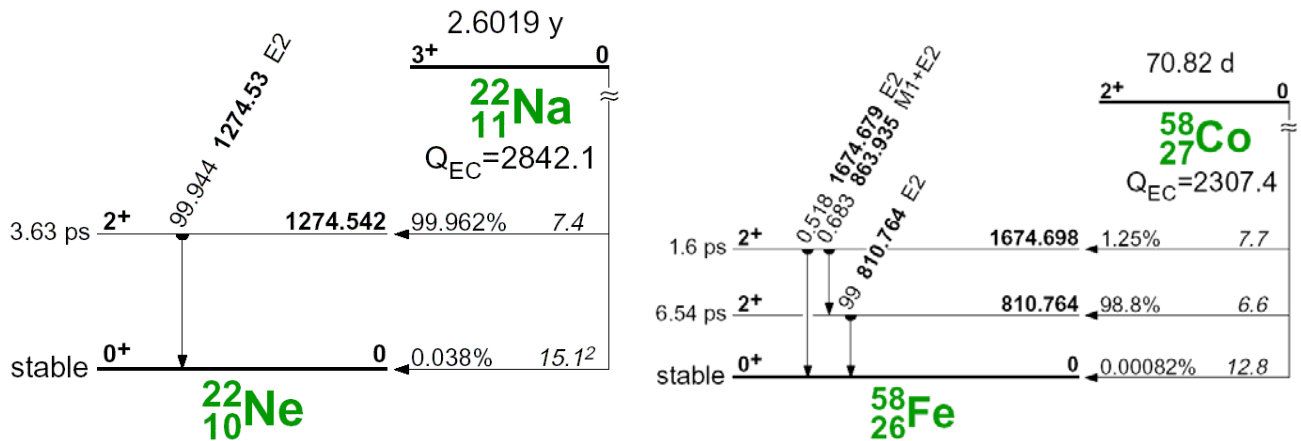


Рис.2. Схеми розпаду ядер ^{22}Na і ^{58}Co .

Джерелом позитронів в даній лабораторній роботі слугують радіоактивні ізотопи ^{22}Na або ^{58}Co (рис. 2), що випромінюють позитрони з максимальною енергією у декілька сотень кеВ.

В принципі, за допомогою цих приладів можна вивчати також трьохфотонну анігіляцію, проте, оскільки її імовірність на два порядки менша, то вона може маскуватися фоном випадкових збігів. Тому для вивчення трьохфотонної анігіляції краще використовувати три детектори, два з яких закріплені нерухомо під кутом 120° один до одного, а третій переміщується по колу; та схему потрібних збігів. За таких умов фон випадкових збігів буде відсутній.

В роботі потрібно, впевнившись в ізотропності випромінювання джерела, зняти кутовий розподіл анігіляційних γ -квантів і оцінити величину їх енергії.

Завдання

1. Ознайомитися з установкою.
2. Перед включенням високовольтного блоку живлення треба впевнитися, що вимикач «високе» вимкнено і ручка регулювання напруги повернута вліво до упору.
3. Ввімкнути прилади.
4. Через 5-10 хвилин ввімкнути «високе» на блоці живлення ФЕП і встановити напругу 1 кВ.
5. Виміряти фон в кожному з каналів і кількість випадкових збігів за одиницю часу.
6. Встановити джерело (бажано точно по центру) на столик гоніометру.
7. Зробити перевірку ізотропності джерела і приблизну рівність швидкостей лічби в каналах.
8. Провести підрахунок кількості збігів для кутів $170^\circ - 190^\circ$ із кроком 1° , а для інших кутів підрахунок збігів вести із кроком 10° . Час окремих вимірів визначити, виходячи з необхідної точності і часу, відведеного на виконання усієї роботи (орієнтовний час виміру — 300 с.)

9. Побудувати криву кутового розподілу анігіляційного випромінювання, вказати статистичну похибку.
10. Побудувати приладову криву, прийнявши діаметр кристалу рівним 25 мм, відстань між кристалом і джерелом — 120 мм.
11. Розташувати детектори під кутом, що відповідає максимуму кутового розподілу (близько до 180°). Між джерелом і нерухомим детектором посередині розташувати мідну пластинку і зробити відлік збігів як без пластини, так і з пластиною. Інтервал часу для вимірів вибрати так, щоб точність відліків була не гірша 10%.
12. За результатами вимірів обрахувати коефіцієнт поглинання γ -квантів в міді.
13. Користуючись таблицею масових коефіцієнтів поглинання для міді оцінити енергію анігіляційних γ -квантів.

Контрольні питання

1. Як відбувається процес сповільнення позитронів в речовині.
2. Що таке позитроній. Який його час життя.
3. Яким чином можна за допомогою позитронних джерел оцінювати температуру електронного газу в металах.
4. Навести приклади радіоактивних ядер, що випромінюють позитрони.
5. Що таке зарядове спряження.

Список літератури

1. Зигбан К. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. М., 1969.- С.588-91.
2. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика. - Харьков, 1991.- 480 с.
3. Гониометр Г-5. Техническое описание. - 1981.
4. Прайс В. Регистрация ядерного излучения.- М., 1960.- С.69-71, 206-213, 215-217, 437-438.