

**Саратовский государственный университет  
им. Н.Г. Чернышевского**

**С.Б. Вениг, М.А. Клочков, Б.Н. Кондрашов**

**Сборник лабораторных работ**

**Приложение к курсу**

**Взаимодействие излучения с веществом**

**2015**

# Лабораторная работа № 1.

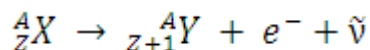
## ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКТИВНОСТИ ИСТОЧНИКА $\beta$ -ЧАСТИЦ

### Бета- распад

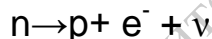
Бета-распадом называется процесс превращения нестабильного ядра в ядро-изобар с зарядом, отличным от исходного на  $\pm 1$ , сопровождаемый испусканием электрона (позитрона) или захватом электрона с оболочки атома. Одновременно ядро испускает нейтрино или антинейтрино. Периоды полураспада бета-активных ядер лежат в пределах от 10 секунд до  $10^{10}$  лет.

Бета-распад свойствен ядрам как с малым, так и с большими значениями массового числа  $A$ . Известны три вида  $\beta$  -распада:

$\beta^-$  -распад, при котором из ядра вылетает электрон и антинейтрино и обрадуется ядро с тем же массовым числом, но с увеличенным на единицу атомным номером :

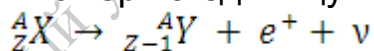


Простейший примером  $\beta^-$  -распада является распад свободного нейтрона по схеме



При  $\beta^-$  -распаде ядра этот процесс превращения нейтрона в протон идет внутри ядра.

$\beta^+$  - распад, при котором из ядра вылетает позитрон и нейтрино, а новое ядро имеет атомный номер на единицу меньше :



Распад свободного протона невозможен энергетически, так как его масса меньше массы нейтрона. Внутри же ядра такой процесс может идти за счет энергии ядра.

К распадным явлениям относится также электронный захват, при котором ядро захватывает электрон с одной из атомных оболочек и испускает нейтрино:

Чаще всего электрон захватывается с K-оболочки, и поэтому процесс называется K-захватом, но может захватываться и с других оболочек. При этом внутри ядра один протон превращается в нейтрон:

Явление K-захвата сопровождается характеристическим рентгеновским излучением, возникающим, когда освободившееся в оболочке место заполняется электронами, находящимися на более высоких атомных уровнях.

Исследование энергетического распределения электронов, рождающихся при  $\beta$  - распаде, показало, что в процессе  $\beta$  – распада испускаются электроны всех энергий от 0 до  $T_{max}$ .

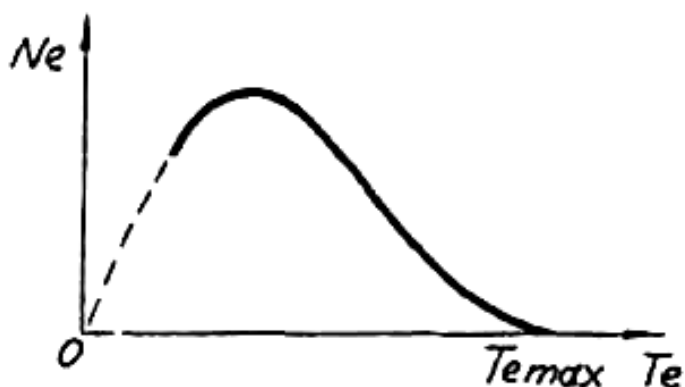


Рис.1.  
Энергетический спектр электронов при бета-распаде

Величина  $T_{max}$  является характерной для данного изотопа и может служить идентификацией радиоактивного препарата. Типичная форма энергетического  $\beta$ -спектра для разрешенных переходов приведена на рис.1. В 1931 году Паули объяснил непрерывность спектра тем, что при  $\beta$ -распаде вылетает ещё одна частица - нейтральная с массой, близкой к нулю, и со спином, равным половине. Ферми назвал её нейтрино. Согласно гипотезе Паули, энергия  $T_{max}$  освобождающаяся в каждом акте распада, по-разному распределяется между электроном и нейтрино.

Благодаря отсутствию электрического заряда и массы, слабости взаимодействия с веществом, нейтрино долгое время были совершенно неуловимыми и были открыты только через двадцать лет.

### Взаимодействие $\beta$ - излучения со средой.

Основной причиной потерь энергии заряженной частицы при прохождении через вещество является столкновения её с атомами вещества. Энергия падающей частицы может передаваться одному из электронов атома, в результате чего происходит возбуждение или ионизация атома (неупругое столкновение), или частично переходить в поступательное движение атома как целого (упругое столкновение). Повторяясь, эти ядерные столкновения приводят к многократному рассеянию частиц в веществе.

При торможении заряженной легкой частицы кулоновским полем ядра эта частица получает ускорение, что приводит к электромагнитному излучению. Возникает непрерывный спектр - тормозное рентгеновское излучение. Величина потери энергии на ионизацию и возбуждение на единице пути (ионизационные потери) можно выразить формулой:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2}{m_0 v^2} ZNB$$

где  $E$  - кинетическая энергия частицы,  $e$  - заряд электрона,  $eZ_1$  - заряд частицы,  $m_0$  - масса электрона,  $v$  - скорость первичной частицы,  $Z$  - атомный номер поглотителя,  $N$  - число атомов в  $1 \text{ мм}^2$  поглотителя,  $B$  - коэффициент торможения.

Величина удельной потери энергии на тормозное излучение (радиационные потери) определяется соотношением:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} \sim Z^2 EN\Phi$$

где  $Z$  и  $N$  - атомный номер и атомная плотность поглотителя,  $E$  - энергия электрона,  $\Phi$ - некоторая функция, слабо зависящая от энергии. Энергия, при которой ионизационные и радиационные потери становятся равными для данного вещества, называется критической.

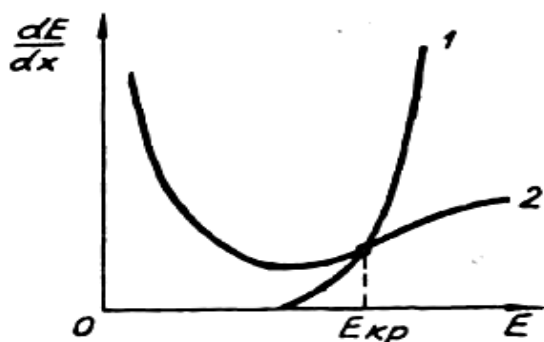


Рис.2. Зависимость потерь энергии на излучение (1) и ионизацию (2) от энергии частицы

При прохождении через вещество электроны претерпевают многократное рассеяние. Поэтому электроны с одинаковой начальной энергией, проходя в веществе равный путь, достигают разных глубин, так как траектории их различны. Влияние рассеяния на проникающую способность электронов, как следует из (9) и (10), существенно в веществе с большим  $Z$ , в легких веществах влияние рассеяния меньше, но все же играет существенную роль.

#### Определение активности $\beta$ источника.

Активность радиоактивного источника (естественного или искусственного) есть число распадов в единицу времени:

$$A = - dN/dt = \lambda N$$

где  $N$  - число наличных радиоактивных ядер,  $\lambda$  - вероятность распада ядра в единицу времени. Активность является характеристикой всего радиоактивного препарата, а не отдельного ядра. Практической единицей активности (мерой радиоактивности) является кури (С), равное среднему числу распадающихся ядер в 1 г радия за 1 с ( $3,7 \cdot 10^{10}$  расп/с). В системе Си единица активности 1Бк (беккерель)=1 расп/с.

При абсолютных измерениях активности производят подсчет числа электронов (или позитронов), испускаемых источником, с помощью торцового счетчика. Однако в этих измерениях число зарегистрированных импульсов счетчика, около которого помещен препарат, всегда меньше числа распадов в препарате. Чтобы по числу зарегистрированных счетчиком импульсов определить активность источника, необходимо ввести ряд поправок:

- 1) на разрешающее время счетчика,
- 2) на телесный угол,
- 3) на отражение частиц от подложки,

4) на поглощение  $\beta$  -частиц в воздухе и окошке счетчика.

Введение поправки на разрешающее время связано с тем, что счетчики Гейгера имеют большое разрешающее время ( $3 \cdot 10^{-3}$  с). Частицы, попавшие в рабочий объем счетчика одна после другой за время, меньшее мертвого времени счетчика, сосчитываются как одна. Если  $N_0$  -число частиц, поступающих в рабочий объем счетчика в единицу времени,  $\tau$ - разрешающее время счетчика,  $N$  число зарегистрированных в единицу времени частиц, тогда:

$$N_0 = N / (1 - \tau N)$$

Не все отсчеты счетчика вызываются  $\beta$  -частицами от измеряемого препарата. Часть отсчетов вызывается космическими лучами, излучением Земли и окружающих предметов. Поместив счетчик в свинцовый домик, можно уменьшить фон.

Регистрацию  $\beta$  - частиц производят торцовым счетчиком (рис.3). Торцовый счетчик представляет собой стеклянный цилиндр, внутренняя поверхность которого имеет металлическое покрытие, служащее катодом. Тонкая вольфрамовая нить 2 по оси счетчика является анодом. Открытый торец стеклянного цилиндра затянут тонким слюдяным листом 3 толщиной 3-5 мг/см. Малая толщина слюдяного окошка обеспечивает свободное прохождение  $\beta$  -частиц в рабочий объем счетчика. Точечный источник 5 помещается на расстоянии  $h$  от диафрагмы с круглым отверстием радиуса  $r$ , ограничивающей пучок  $\beta$  -частиц, испускаемых источником.

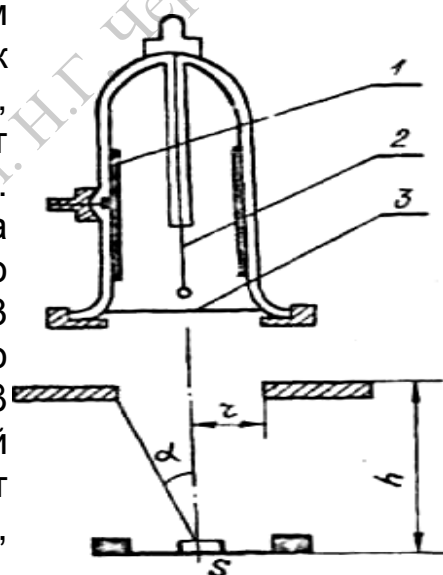


Рис.3. Устройство торцового-счетчика

Источник расположен на прямой, перпендикулярной к плоскости диафрагмы и проходящей через центр.

Счетчик регистрирует электроны, излучаемые в некотором телесном угле  $\omega$ , величина которого зависит от геометрии измерений. Телесный угол, под которым видно отверстие диафрагмы из середины источника  $S$ , равен:

$$\omega = 2\pi \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}}\right)$$

Подложка, на которую нанесен источник, служит отражателем для  $\beta$  - частиц, вылетающих из источника вниз (в сторону подложки препарата). Из слоя подложки электрон может вылететь в направлении источника. Если подложкой служит тонкая пленка, изготовленная из вещества с малым атомным номером, то влиянием подложки можно пренебречь и считать распределение  $\beta$  - частиц по углам изотропным.

Как видно из рис. 3, между источником и рабочим объемом счетчика находится воздух и слюдяное окно счетчика. В связи с этим необходимо

ввести поправку, учитывающую поглощение электронов на пути от источника к счетчику. Энергия электронов уменьшается за счет радиационных и ионизационных потерь. Радиационными потерями можно пренебречь из-за малого атомного номера вещества, через которое пролетают электроны. Электроны, выбывают из телесного угла  $w$  также и за счет рассеяния в поглотителе. Вместо электрона, выбывшего из угла  $w$ , в этот телесный угол могут попасть другие электроны из угла  $4\pi-w$ . Многочисленные измерения поглощения электронов  $\beta$  - распада доказали, что для не слишком толстых слоев поглотителя (по сравнению с пробегами электронов) зависимость интенсивности  $\beta$  -излучения от толщины поглотителя имеет вид:

$$N_{\beta} = N_w e^{-\mu d}$$

где  $\mu$  - массовый коэффициент поглощения  $\beta$  - лучей, практически одинаковый для всех легких веществ и зависящий от максимальной энергии  $\beta$  -спектра,  $\mu = 0.0155 T_{\max}^{-1.41}$ ,

$d$  - суммарная толщина слюдяного окошка счетчика и слоя воздуха, выраженная в  $\text{г/см}^2$ ,  $d = d_{\text{сл}} + \rho h'$

$d_{\text{сл}}$  - толщина окошка (в  $\text{г/см}^2$ ),  $\rho$  - плотность воздуха (в  $\text{г/см}^3$ ),  $h'$  - расстояние между источником и окошком торцового счетчика (в см).

Таким образом, полное число бета-частиц  $N_{\pi}$ , испускаемых препаратом в единицу времени по всем направлениям, определяется из выражения

$$N_{\pi} = 2 \frac{N_{\beta}}{1 - \frac{1}{1 + \frac{r^2}{h^2}}} e^{\mu d}$$

### Порядок выполнения работы

1. В работе используется радиометр типа Б-2. Торцовый счетчик с тонким слюдяным окном укреплен в вертикальном положении в плексигласовом каркасе с ребристыми стенками. Ребра понижают рассеяние электронов от стенок каркаса и позволяют устанавливать на разных расстояниях от окна счетчика источник.

2. Подать на торцовый счетчик рабочее напряжение.

3. Измерить фон с точностью не более 3%.

5. Со статистической точностью 1% выполнить измерение скорости счета от препарата с фоном  $N$ .

7. Измерить радиус отверстия диафрагмы  $r$ , расстояние  $h$  между препаратом и диафрагмой и расстояние  $h'$  между препаратом и окошком счетчика.

Определить активность источника в расп/мин и мккюри.

Разрешающее время торцового счетчика, используемого в работе,  $\tau = 3 \cdot 10^{-3}$  с, толщина слюды окошка  $d_{\text{сл}} = 3-5 \text{ мг/см}^2$ ,  $\rho = 1,29 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ .

## Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М. Наука, 1980,
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. М.: Энергоатомиздат, 1993.
3. Практикум по ядерной физике. М. , Изд-во МГУ, 2005.
4. Ракобольская И.В. Ядерная физика. Изд.3, перераб. 2014

## 5.Лабораторная работа № 2.

### СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СЧЕТЧИК

Сцинтилляционный счетчик - это универсальный прибор для регистрации ядерного излучения. Отличительной особенностью счетчика является малое разрешающее время, следовательно, возможность обеспечивать большие скорости счета. Счетчик обладает высокой эффективностью при регистрации  $\gamma$  - излучения, способен отличать излучения разных типов и измерять энергию частиц. По своим формам и размерам сцинтилляционные счетчики могут быть весьма разнообразными.

#### I.Принцип работы сцинтилляционных счётчиков

Сцинтилляционный счетчик состоит из двух основных устройств – сцинтиллятора и фото-электронного умножителя. При прохождении через вещество заряженные частицы теряют свою энергию на возбуждение и ионизацию молекул или атомов среды. При переходах возбужденных молекул или атомов в основное состояние возникают кванты света, которые поглощаются этим же веществом. Основная часть энергии быстрой заряженной частицы переходит в тепло и лишь малая доля излучается средой.

Если движение быстрой частицы происходит в люминесцирующем веществе, то часть её энергии идет на возбуждение люминесцентного излучения. Спектр люминесценции может лежать в видимой области. В этом случае прохождение ионизирующей частицы через вещество будет сопровождаться световой вспышкой, которая используется для регистрации частиц.

Сцинтиллятор (фосфор) - вещество, способное испускать видимое или ультрафиолетовое излучение под действием заряженных частиц. Фото -электронный умножитель (ФЭУ) - устройство, которое преобразует световой импульс в электрический. Электрический импульс регистрируется обычными радиотехническими средствами. Интенсивность световой вспышки пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе.

Фосфоры различаются спектром люминесценции. Световая вспышка регистрируется при помощи ФЭУ, обладающего определенной спектральной характеристикой (максимум его чувствительности приходится на длину волны 4500Å . Поэтому спектр волн, излучаемых сцинтиллятором, должен перекрываться со спектральной характеристикой ФЭУ. При этом фосфор должен быть прозрачен для собственного излучения.

Для обеспечения достаточно высокой разрешающей способности счетчика по времени длительность световой вспышки должна быть мала. Интенсивность высвечивания сцинтиллятора с течением времени падает по экспоненциальному закону:

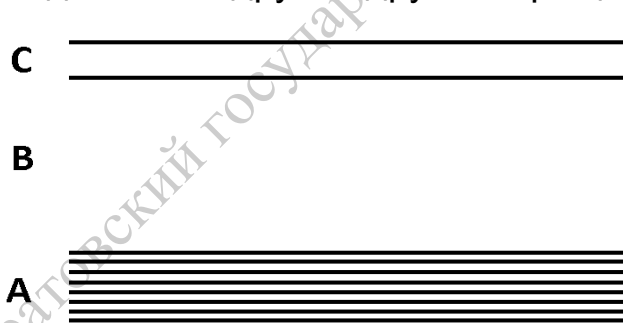
$$I = I_0 e^{-t/\tau}$$

где  $\tau$  - время, в течение которого длительность высвечивания падает в  $e$  раз. Величина  $\tau$  называется временем высвечивания сцинтиллятора, характеризует длительность световой вспышки.

Свечение, вызванное быстрой заряженной частицей, охватывает лишь небольшой объем фосфора. Из центров свечения фотоны распространяются изотропно.

Фосфоры разделяются на три основные группы, различающиеся механизмами возбуждения и высвечивания: неорганические кристаллы (йодистый натрий), органические (стильбен) и смешанные (растворы, пластмассы).

Рассмотрим механизм высвечивания неорганических кристаллов на примере йодистого натрия. В отдельном атоме, не взаимодействующем с другими, электроны находятся на определенных дискретных энергетических уровнях. В твердом теле расстояния между атомами малы и их взаимодействие достаточно сильно. Поэтому уровни внешних электронных оболочек расщепляется и образуют зоны А и С, отделенные друг от друга запрещенными зонами В (рис.1). Верхняя зона



С разрешенных энергий, называемая зоной проводимости, пуста, а нижняя А, называемая валентной зоной, полностью занята электронами. Под действием быстрой заряженной частицы электроны перебрасываются из валентной зоны в зону проводимости. В валентной зоне остаются свободные места, обладающие свойствами положительно

Рис.1 Распределение энергетических зон в кристалле

заряженных частиц и называемые дырками. При обратном переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону происходит рекомбинация дырки и электрона. Фотоны, возникающие при таких радиационных переходах, являются фотонами сцинтилляции. Энергии



фотонов будут определяться шириной запрещенной зоны кристалла, и спектр люминесценции перекрывается спектром поглощения. Таким образом, из-за способности чистого кристалла избирательно поглощать собственное люминесцентное излучение большинство фотонов люминесценции поглощается внутри кристалла и световой выход ничтожен. Для увеличения светового выхода в кристаллы специально вводят чужеродные атомы, которые называются активаторами. Типичным активатором для кристалла йодистого натрия является таллий. Атомы таллия, (внесенного в кристалл йодистого натрия, создают дополнительные свободные уровни между зонами А и С.

Электроны из зоны проводимости с большей вероятностью переходят на уровни активатора, которые расположены к валентной зоне, а с уровней активатора путем радиационного перехода - в заполненную зону. В результате таких переходов испускаются фотоны с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны. Для таких фотонов вероятность поглощения в самом кристалле мала, и поэтому световой выход для него больше, чем для чистого беспримесного кристалла.

В запрещенной зоне не органических кристаллов могут присутствовать локальные метастабильные уровни, образовавшиеся вследствие дефектов кристаллической решетки и играющие роль электронных ловушек. Переход электронов с них непосредственно в валентную зону запрещен. Однако благодаря тепловым флуктуациям электроны через некоторое время могут вновь перескочить с метастабильного уровня в зону проводимости, а лишь затем участвовать в рекомбинации дырок.

Процесс высвечивания, связанный с непосредственным переходом электронов из зоны проводимости в валентную зону, называется флуоресценцией.

Процесс высвечивания, связанный с переходом электрона на локальные метастабильные уровни, называется фосфоресценцией. Спектры испускания для фосфоресценции и флуоресценции будут одинаковыми, а время высвечивания - разное.

Сцинтилляционный процесс в органических сцинтилляторах происходит иначе. Процесс высвечивания молекул из возбужденных состояний можно рассмотреть на примере двухатомных молекул.

На рис. 2 показана зависимость потенциальной энергии от расстояний между центрами атомов для двухатомной молекулы, находящейся в основном (кривая а - А - а') и возбужденном (кривая b - В - b') состояниях. Минимумы потенциальной энергии в основном и возбужденном состояниях смещены.

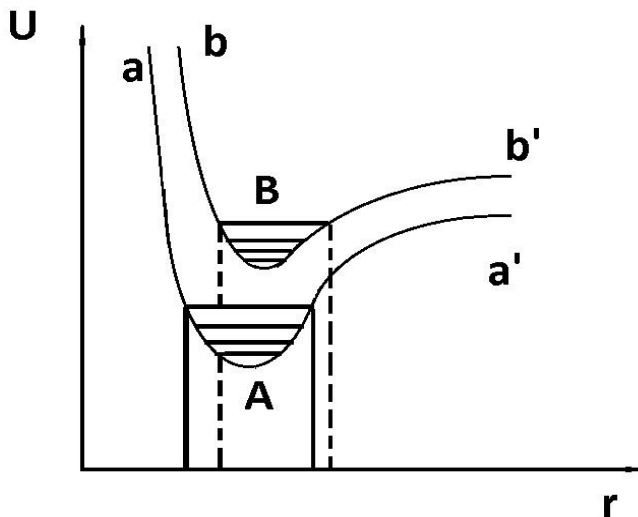


Рис.2 Потенциальная энергия в органическом кристалле

Горизонтальные линии вблизи точек А и В соответствует колебательным уровням. При заданной температуре молекула находится на определённом колебательном уровне сцинтиллятора. Чем выше температура, тем более высоко расположен этот уровень.

Радиационные переходы с колебательного уровня возбужденного состояния возможны при испускании фотонов, энергия которых равна разности ординат колебательного уровня возбужденного состояния и

ординат основного уровня. Спектр поглощения такой двухатомной молекулы будет соответствовать фотонам, энергия которых равна разности энергий колебательного уровня основного состояния и энергии первого (или более высоких) возбужденного состояния. Из рисунка видно, что спектр испускания сдвинут относительно спектра поглощения в сторону меньших энергий фотонов.

Спектры испускания и поглощения частично перекрываются (чем меньше их перекрытие, тем большим световым выходом будет обладать сцинтиллятор).

Помимо радиационных переходов из возбужденного в основное состояние возможны и не радиационные переходы, при которых энергия возбуждения переходит в энергию теплового движения, т.е. происходит тушение сцинтилляций.

### Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ)

Импульс света, возникающий в сцинтилляторе при прохождении через него быстрой заряженной частицы, регистрируется с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). ФЭУ как видно из рис.1 состоит из фотокатода, диафрагмы, динодов (или эмиттеров) и анода. Вся система размещается в баллоне с высоким вакуумом, необходимым для свободного движения электронов. К электродам ФЭУ прикладывается высокое напряжение, причем потенциал электродов возрастает от катода к аноду. Это осуществляется с помощью делителя напряжения. В сцинтилляционном счетчике ФЭУ работает в импульсном режиме. Попадая сквозь прозрачное окно на фотокатод умножителя, кванты света, возникающего в фосфоре, вырывают из светочувствительного слоя некоторое количество электронов. Фотоэлектроны собираются электрическим или магнитным полем и через диафрагму направляются на первый эмиттер. При этом электрическое поле ускоряет электроны до энергий, достаточных для выбивания вторичных электронов из

эмиттера в количестве, превышающем число первичных в несколько раз. Выбитые при ударе электроны вновь ускоряются электрическим полем и направляются на следующий динод, также являющийся эмиттером вторичных электронов. Таким образом, при переходе от динода к диноду количество электронов возрастает и может превысить первоначальное количество электронов, возникающих за счет фотоэффекта на катоде умножителя, на несколько порядков.

При пролете электронного пучка между последним динодом и собирающим электродом (анодом) или коллектором во внешней цепи ФЭУ возникает импульс электрического тока, который регистрируется радиотехническим устройством.

ФЭУ работает в линейном режиме, то есть амплитуда импульса на выходе пропорциональна числу фотоэлектронов, выбитых с катода, а следовательно, интенсивности света, падающего на фотокатод. Это и определяет возможность измерения энергии частиц, попадающих в счетчик.

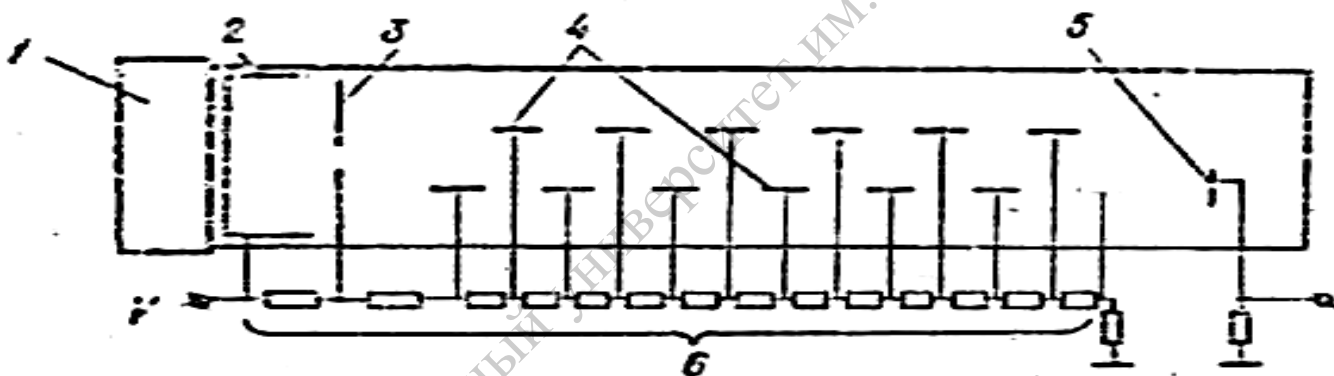


Рис.1. Схема включения сцинтилляционного счетчика показана на рис.1. 1-Сцинтиллятор; Элементы фотоумножителя: 2 - фотокатод; 3 - диафрагма; 4 - диноды; 5 - анод; 6 - делитель напряжения

Кроме полезных сигналов в ФЭУ имеют место шумовые импульсы. Причиной возникновения шумовых импульсов являются:

- 1) термоэлектронная эмиссия - вылет термоэлектронов из фотослоя или первых эмиттеров; число импульсов, связанных с термоэлектронной эмиссией, не зависит от приложенного к ФЭУ напряжения, а определяется температурой фотослоя и эмиттеров;
- 2) автоэлектронная эмиссия - холодное вырывание электронов из поверхности электродов в местах образования большого градиента потенциала, число шумовых импульсов, связанных в автоэлектронной эмиссией, зависит от напряжения на ФЭУ;
- 3) ионная обратная связь, обусловленная ионами остаточного газа (электроны пучка могут возбуждать и даже ионизировать молекулы остаточного газа, который всегда имеется в баллоне ФЭУ; положительные ионы будут увлекаться электрическим полем в направлении катода, а при ударе положительного иона о фотокатод

появляется несколько вторичных электронов, что также приводит к возникновению ложного импульса; ложный импульс будет сдвинут относительно истинного на некоторый интервал времени).

4) оптическая обратная связь (фотоны, возникающие при высвечивании возбужденных молекул, могут попасть на фотокатод прямо или после многократного отражения от конструктивных деталей умножителя и от стекла баллона и вырвать из светочувствительного слоя некоторое количество фотоэлектронов, что приводит к появлению ложного импульса, сдвинутого относительно истинного на время пролета электронов через ФЭУ).

Сцинтилляционный счётчик характеризуется высокой разрешающей способностью по времени, большой эффективностью регистрации как заряженных частиц, так и гамма - квантов, линейной зависимостью амплитуды импульса от энергии, потерянной регистрируемой частицей в сцинтилляторе. Разрешающая способность сцинтилляционных счетчиков по времени, особенно при использовании органических кристаллов, определяется длительностью свечения, которая для некоторых фосфоров порядка  $10^{-9}$ с. Эффективность регистрации сцинтилляционным счетчиком заряженных частиц близка к 100%.

Незаряженные частицы детектируются по продуктам их взаимодействия со средой. Поэтому большая эффективность регистрации достигается благодаря использованию сцинтиллятора большого объема, из которого могут быть собраны вторичные продукты. Эффективность регистрации гамма-излучения не менее 10%.

### **Порядок выполнения работы**

Снять зависимость амплитуды импульса ФЭУ от напряжения на ФЭУ. В этом упражнении используется генератор световых импульсов дающий вспышки постоянной интенсивности.

Снять зависимость амплитуды импульса ФЭУ от напряжения на ФЭУ. В этом упражнении используются органический и неорганический сцинтилляторы облучаемые частицами от радиоактивного источника.

Сравнить эффективность органического и неорганического сцинтилляторов.

### **Л и т е р а т у р а**

1. К. Группен. Детекторы элементарных частиц: Справочное издание. 1999 год
2. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М. Наука, 1980,
3. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. М.: Энергоатомиздат, 1993.
4. Практикум по ядерной физике. М. , Изд-во МГУ, 2005.
5. Прайс В. Регистрация ядерного излучения 1960.
6. Ракобольская И.В. Ядерная физика. Изд.3, перераб. 2014

## Лабораторная работа № 3.

### ХАРАКТЕРИСТИКА ГАЗОРАЗРЯДНОГО СЧЕТЧИКА

Газоразрядные счетчики - это приборы, предназначенные для регистрации излучения от радиоактивных источников. Обладая высокой чувствительностью, они способны регистрировать почти каждую ионизирующую частицу, проходящую через счетчик.

В зависимости от схемы включения счетчики могут регистрировать отдельные частицы или потоки частиц в единицу времени. Устройство и геометрические размеры счётчиков могут быть различными (цилиндрические, торцевые и т.д.).

Газоразрядный счетчик - это своеобразный конденсатор. Он, как всякий конденсатор, состоит из двух электродов. Внутренним электродом в счетчике служит тонкая нить из вольфрама или другого металла, диаметром 0,1-0,5 мм. Она выполняет роль анода. Эта нить проходит по оси внешнего электрода (катода), стеклянного, покрытого с внутренней стороны проводящим слоем, или металлического диаметром 1-3 см.

В большинстве случаев форма электродов цилиндрическая. Электрическое поле между цилиндрическими электродами не однородно, его напряженность изменяется в зависимости от радиуса  $r$

в соответствии с формулой: 
$$E = \frac{V}{r \ln \frac{r_1}{r_2}}$$

где  $V$  - напряжение, приложенное к электродам,  $r_1$  - радиус центрального электрода (нити),  $r_2$  - внутренний радиус внешнего электрода. Уравнение показывает, что напряженность электрического поля велика около поверхности нити. Только в этой области первичные ионы за время прохождения пути, равного длине свободного пробега, приобретают достаточную энергию, чтобы вызвать вторичную ионизацию. Роль диэлектрика в счетчике выполняет смесь газов, заполняющая под пониженным давлением (порядка 100 ми рт. ст.) пространство между электродами.

Рассмотрим механизм разряда в газоразрядном счетчике. Прохождение электрического тока через газ сопровождается рядом особенностей, резко отличающих их от токов, проходящих по твердым или жидким проводникам. Для появления тока в газе необходимо наличие в пространстве между электродами свободных электрических зарядов (ионов и электронов) и электрического поля, поддерживающего ток. Поэтому если к электродам приложена разность потенциалов, то ток через счетчик будет проходить лишь при условии, что под действием попавших в счетчик заряженных частиц или квантов электромагнитного излучения в нем образуются ионы.

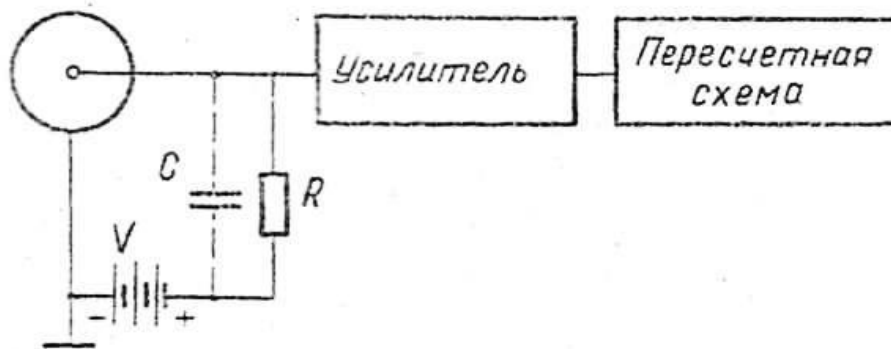


Рис.1. Принципиальная схема включения счетчика: С - общая емкость счетчика и входа усилителя; R - сопротивление нагрузки

На счетчик (рис.1) подают высокое напряжение, создающее в его объеме электрическое поле; величина последнего определяется геометрией счетчика. Для безопасности работы катод счетчика поддерживают под потенциалом земли.

Регистрация частиц протекает следующим образом. Частица ядерного излучения, попадая внутрь счетчика, вызывает ионизацию газа, благодаря которой в цепи возникает ток. Импульс напряжения с сопротивления R подается на усилитель и пересчетную схему. Рис. 2 показывает зависимость амплитуды импульса напряжения на выходе детектора от напряжения на его электродах.

Кривые 1 и 2 относятся к случаям различной начальной ионизации, большей для кривой 1. Такие кривые называют вольт-амперной характеристикой. Эту кривую можно разделить на характерные области.

На участке I происходят два конкурирующих процесса: собирание зарядов на электродах и рекомбинация ионов в газовом объеме. При увеличении поля скорость ионов возрастает, что уменьшает вероятность рекомбинации.

На участке II практически все заряды, образованные в детекторе, собираются на электродах. Этот участок называют областью насыщения. Именно здесь работают ионизационные камеры.

При дальнейшем увеличении напряжения (участок III) электроны, созданные в результате первичной ионизации, ускоряются полем настолько, что становятся способными, сталкиваясь с нейтральными атомами газа, ионизировать их, т.е. создавать некоторое число вторичных ионов. Происходит газовое усиление. При этом амплитуда импульса пропорциональна первичной ионизации. В этой области работают так называемые пропорциональные счетчики.

Область работы пропорциональных счетчиков затем сменяется областью ограниченной пропорциональности (участок IV).

Наконец, на участке V газовое усиление возрастает настолько, что собираемый заряд не зависит от первичной ионизации. Это так называемая область Гейгера - Мюллера. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к непрерывному разряду (участок VI).

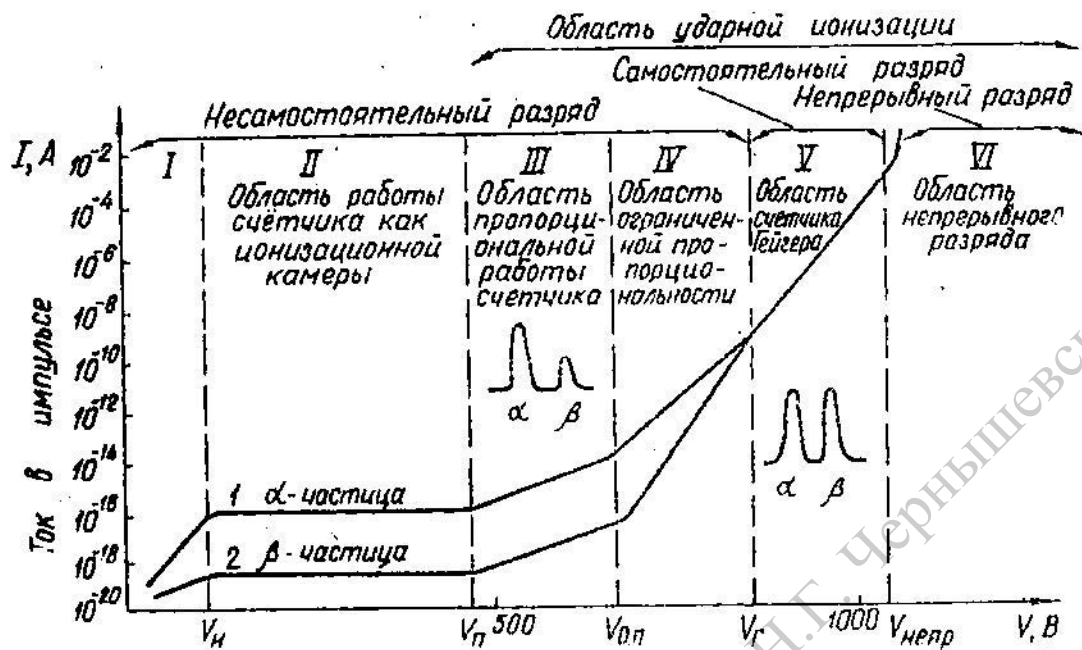


Рис.2. Вольт-амперная характеристика

### Мертвое время счетчиков

Минимальное время, за которое счетчик, зарегистрировавший одну частицу, успевает вернуться в состояние, при котором он может зарегистрировать следующую частицу, называется "мертвым временем" счетчика. Мертвое время счетчика связано с процессом разряда и восстановления электрического поля - между нитью и катодом после очередной вспышки разряда (рис.3). Напряжение поля возрастает постепенно, по мере удаления от нити к катоду экранирующего положительного пространственного заряда, который рассасывается под действием поля примерно за  $10^{-4}$  с. Новая вспышка самостоятельного разряда становится возможной только тогда, когда ионы уходят на достаточное расстояние от нити. Поэтому очевидно, что мертвое время счетчика зависит от напряженности электрического поля, подвижности ионов и величины пространственного заряда. Чем больше заряд, тем больше должно быть расстояние от ионов до нити для достаточного уменьшения их экранирующего действия. Поэтому с уменьшением заряда мертвое время сокращается. Если частицы приходят редко, то большинство из них попадает в счётчик тогда, когда электрическое поле восстановилось после предыдущего разряда. Поэтому каждая такая частица вызывает появление большого пространственного заряда и импульса с большой амплитудой. Если же частицы приходят часто, то многие из них проникают в счетчик в период восстановления поля и создают меньше ионов. Пространственный заряд при этом уменьшается, и восстановление поля после слабого импульса занимает менее продолжительное время.

Следовательно, с увеличением загрузки счетчика его мертвое время уменьшается, но не настолько, чтобы доля незарегистрированных

частиц оставалась постоянной при всех условиях счета, а тем более уменьшалась при возрастании скорости счета. Напротив, их число особенно велико, когда загрузка счетчика большая.

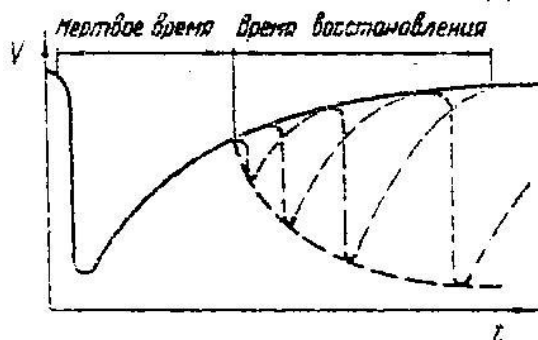


Рис.3. Зависимость величины импульса от момента его появления

Взаимосвязь мертвого времени с числом незарегистрированных частиц позволяет определить число всех частиц, попадающих внутрь счетчика.

Пусть  $\tau$  - мертвое время счетчика,  $N_0$  - число частиц, попадающие внутрь счетчика,  $N$  - число зарегистрированных частиц в единицу времени.

Тогда можно найти:

$$N_0 = N / (1 - \tau N)$$

### Механизм самостоятельного разряда

В несамогасящихся счетчиках положительные ионы, достигнув поверхности катода, могут выбить из него электроны. Эти электроны будут рекомбинировать с положительными ионами и тем самым создавать кванты ультрафиолетового излучения. Падая на катод, эти кванты выбивают, в свою очередь, фотоэлектроны, которые, двигаясь к нити, создадут новый импульс и т.д. Тем самым будет создан дополнительный импульс.

В результате совместного действия всех перечисленных факторов в счетчике может установиться процесс непрерывной ударной ионизации (непрерывное "горение\*").

Попадание ионизирующей частицы в "горящий" счетчик не оказывает заметного влияния на разряд, следовательно, она не будет зарегистрирована. Поэтому необходимо автоматически прерывать разряд в счетчике, чтобы подготовить его к регистрации новой частицы. Существуют два основных метода гашения разряда:

- 1) применение гасящих радиотехнических схем,
- 2) заполнение счетчиков такими смесями газов, которые обеспечивают гашение.

Простейшая схема гашения состоит из очень большого (миллиарды Ом) сопротивления, включенного последовательно с анодом счетчика. При прохождении тока разряда на этом сопротивлении происходит падение напряжения, в результате чего разность потенциалов между



электродами счетчика в этот момент уменьшается. Снижение разности потенциалов между электродами приведёт к прерыванию самостоятельного разряда, так как счетчик оказывается переведенным в режим области пропорционального счета или даже тока насыщения.

В более сложных схемах гашения обычно применяется отрицательная обратная связь. В ответ на возникший в счетчике импульс тока специальная радиотехническая схема вырабатывает отрицательный импульс напряжения. Этот отрицательный импульс подается на счетчик, снижает разность потенциалов на электродах и вызывает прекращение газового разряда в счетчике.

В настоящее время используется в основном самогасящиеся счетчики, которые обладают рядом преимуществ (быстрота действия, упрощенная схема включения и др.). Напомним, что цилиндрическая форма электродов создает неравномерное электрическое поле, очень сильное около центральной положительной нити, а более слабое - у катода. Кроме того, при движении электронов на анод (нить) наибольшее количество вторичных ионов создается в конце пути, около нити. Поэтому область максимальной чувствительности занимает небольшой объем вокруг нити (радиусом 0,5-3 мм).

Чтобы сделать счетчик самогасящимся, нужно ограничить явления, способствующие установлению непрерывного разряда в счетчике. Для этого к основному наполнителю - одно-атомному газу (аргон, гелий и др.) следует добавить до 10% газа многоатомных молекул некоторых веществ (этиловый спирт, метан, и др.). Так же, как и раньше фотоны возникают за счет рекомбинаций, и возбужденные атомы испускают фотоны. Однако теперь, при наличии паров спирта или другого вещества, ни один фотон не попадает на поверхность катода, их поглощают молекулы гасящей примеси.

Многоатомные молекулы способны поглощать коротковолновые ультрафиолетовые излучения в широкой области. Эта область для различных веществ различна. Так у метана наблюдается сплошной спектр поглощения от 850 до 1450Å, у этилового спирта - ниже 2000Å и т.д.

Можно подобрать такое сочетание газов в смеси, чтобы образующиеся фотоны были полностью поглощены многоатомными молекулами на расстоянии 1-2 мм от места возникновения и не смогли, поэтому долететь до катода и вызвать фотоэффект. Многоатомные молекулы при поглощении фотонов быстро распадаются на более мелкие молекулы или отдельные атомы, что ограничивает естественно, срок службы счетчика ( $10^9$  импульсов).

По мере увеличения напряжения, приложенного к счетчику, количество ионов, образующихся в разряде, возрастает. Это приводит к увеличению двойных и тройных импульсов. Как следствие этого, мы наблюдаем наклон плато счетной характеристики. Наконец, при значительном повышении напряжения на счетчике число импульсов

возрастает настолько, что в счетчике возникает негаснущий, непрерывный разряд.

Вследствие расхода многоатомных газов на диссоциацию срок службы самогасящихся счетчиков ограничен и составляет несколько сот миллионов импульсов (приблизительно  $10^{10}$  имп).

Для продления срока службы счетчика стали применять галогены в качестве гасящей примеси. В галогенных счетчиках весьма малое количество галогена (например, 0,1% хлора и брома) добавляется к благородному газу (аргону или неону). Двухатомные молекулы галогена (Cr), диссоциирующие при гашении, затем восстанавливаются, что приводит к возобновлению запаса галогенного газа.

### **Рабочая характеристика счетчика**

Свойством счетчика как измерительного прибора является его счетная характеристика (рис.4). Кривая показывает зависимость скорости счета (число импульсов в минуту) в зависимости от подаваемого на счетчик напряжения.

Напряжение, при котором, счетчик начинает считать, то есть при котором в счетчике впервые возникают разряды, принято называть напряжением начала счета  $V_n$  (порог счета). Величина этого напряжения зависит от многих причин, главной из которых является природа газов, входящих в состав смеси, давление основного и гасящего газа. Это напряжение для счетчиков колеблется в пределах 600 - 800 вольт. При дальнейшем увеличении приложенного напряжения число считаемых импульсов сначала быстро возрастает, а затем начиная с напряжения, соответствующего точке А (рис.4), остается примерно постоянным до точки В. После точки В число разрядов снова возрастает с увеличением напряжения. На начальном участке счетной характеристики быстрый рост числа импульсов объясняется тем, что счетчик работает в области так называемой ограниченной пропорциональности, где возникновение разряда в счетчике зависит от числа первоначально образованных пар ионов. Следовательно, не каждая частица, попавшая в счетчик и создавшая некоторое количество ионов, вызывает вспышку самостоятельного разряда.

Начиная с точки А, счетчик регистрирует все частицы, которые, проходя через счетчик, создают в нем хотя бы одну пару ионов (электрон-ион). Эту область принято называть областью самостоятельного разряда (область Гейгера). Относительно горизонтальный участок счетной характеристики, где число импульсов в единицу времени (скорость счета) не зависит от приложенного напряжения, обычно называют плато счетчика. Плато является областью напряжений, при которых производятся измерения с помощью счетчиков. У хороших счетчиков плато простирается на область с напряжением 100-200 вольт. Протяженность плато счетчика, выраженная в вольтах, является одним из важных его параметров.

Величину рабочего напряжения на счетчике  $V_p$  обычно выбирают в середине плато.

### **Эффективность счетчиков**

Под эффективностью счетчиков понимается вероятность регистрации прошедшего через счетчик ядерного излучения. Эффективность определяется отношением числа зарегистрированных частиц к полному числу частиц, пронизавших его рабочий объем (при загрузке счётчика, учитывающей его "мертвое время").

В идеальном случае, когда каждая заряженная частица, пронизывающая рабочий объем счетчика, создает на своем пути ионы, эффективность должна быть равна 100%.

Эффективность для случая тяжелой частицы ( $\alpha$ -частицы, атомные ядра и т.п.) близка к 100%. Для электронов эффективность может быть гораздо меньше. В случае же рентгеновских лучей,  $\gamma$ -квантов и нейтронов эффективность может быть в сотни и даже тысячи раз меньше.

Для того чтобы обеспечить постоянную оптимальную эффективность работы счетчика, необходимо строго соблюдать следующие правила:

1. Счетчик никогда не должен работать при потенциале выше нормального (в противном случае счетчик может быть поврежден);
2. Не следует допускать образования в счетчике "непрерывного разряда". Если это случилось, высокое напряжение должно быть немедленно отключено;
3. По окончании работы счетчик должен быть отключен от источника высокого напряжения;
4. Питающее напряжение в различных цепях, вспомогательных схемах и высокое напряжение должны быть стабилизированы и иметь минимальные флуктуации.

### **Порядок выполнения работы**

#### **Задание 1. Снять счетную характеристику счетчика.**

1. Вывести ручку регулятора высокого напряжения в крайнее левое положение.
2. Включить тумблер "сеть". При этом должна загореться сигнальная лампочка. Прибору необходимо дать прогреться в течение нескольких минут.
3. Установить необходимый коэффициент пересчета (1:64).
4. Нажать кнопку "сброс". Установить на нуль шкалу счетчика.

Следует помнить, что на выходе выпрямителя развивается высокое напряжение. Второй конец высоковольтного кабеля должен быть обязательно подключен к прибору. Нигде не должно быть концов высоковольтной цепи, доступных для прикосновения. В процессе работы никаких переключений высоковольтного кабеля не делать.

## Задание 2. Определение мертвого времени счетчика методом ДВУХ ИСТОЧНИКОВ

В свинцовые домики с коллиматорами помещаются два источника радиоактивного излучения. Пусть  $n_{01}$ ,  $n_{02}$  - действительное число частиц, попадающих в счетчик в единицу от первого и второго источников соответственно. Тогда при совместном действии двух источников в счетчик должно попадать  $n_{012} = n_{01} + n_{02}$  частиц.

Определим число частиц  $n_1$  зарегистрированных счетчиком в единицу времени от первого источника, когда второй источник закрыт экраном, не пропускающим излучение. Аналогичным образом находим  $n_2$  для второго источника. Затем определяем число частиц  $n_{12}$  зарегистрированных счетчиком в единицу времени от обоих источников одновременно.

Так как  $n_{01} = n_1 / (1 - \tau n_1)$ ,  $n_{02} = n_2 / (1 - \tau n_2)$ ,  $n_{012} = n_{12} / (1 - \tau n_{12})$ . Решая полученное уравнение относительно  $\tau$  находим с учетом фона:

$$\tau = (n_{01} + n_{02} - n_{12} - n_{\text{ф}}) / [2 (n_1 - n_{\text{ф}}) (n_{02} - n_{\text{ф}})]$$

Каждое измерение при определении  $n_{12}$ ,  $n_1$ ,  $n_2$  длится 30 минут.

### Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М. Наука, 1980,
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. М.: Энергоатомиздат, 1993.
3. Практикум по ядерной физике. М. , Изд-во МГУ, 2005.
4. Фюнфер Э., Нейерт Г. Счетчики излучений,- М.Госатомиздат,1961.
5. Прайс В. Регистрация ядерного излучения.- М.2,1960.
6. Ракобольская И.В. Ядерная физика. Изд.3, перераб. 2014

## Лабораторная работа № 4.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ $\gamma$ - ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

Гамма-излучение возникает при радиоактивном превращении ядер. При этом ядро испускает  $\gamma$  - квант (без изменения  $A$  и  $Z$ ), переходя из возбужденного состояния в основное. Возбужденные ядра образуются и в случае различных ядерных превращений, вызванных искусственно (например, при делении тяжелых ядер). Имеет место также  $\gamma$  - излучение ядер - изомеров. Мощное  $\gamma$  - излучение создают ускорители заряженных частиц (бетатроны и синхротроны) и ядерные реакторы. Гамма-лучи представляют собой электромагнитное излучение с длиной волны, значительно меньшей, чем у рентгеновских лучей. Энергия и импульс  $\gamma$  -кванта определяются из соотношений  $E_\gamma = h\nu$ .

Гамма-лучи испускаются ядрами, образующимися после  $\alpha$ - или  $\beta$  - распада в возбужденном состоянии. После  $\alpha$ -распада энергия  $\gamma$  -лучей бывает обычно невысокой ( $E = 0,5$  МэВ), после  $\beta$ -распада она может достигать 2 - 2,5 МэВ.

Рассмотрим схему распада в качестве примера возникновения  $\gamma$  - излучения (рис. 1). Основной уровень Na имеет характеристику  $4^+$  (т.е. угловой момент 4 и положительную четность).

Путем  $\beta$  -распада это ядро переходит в ядро изотопа Mg уровень которого имеет характеристику  $0^+$ . Переход на этот уровень является запрещенным из-за большого изменения момента. Поэтому 100%  $\beta$  - переходов ядра Na идут на второй возбужденный уровень ядра Mg ( $4^+$ ). Возбужденное ядро Mg теряет свое возбуждение в результате двух последовательных  $\gamma$  - распадов, испуская кванты с энергиями 2,7 МэВ и 1,4 МэВ.

По первому правилу отбора (по моменту) при переходах ядер должно соблюдаться следующее соотношение между моментами  $J_n$  - начального состояния ядра и  $J_k$  - конечного состояния ядра и  $L$  - момент уносимый  $\gamma$  - квантом:

$$|J_n - J_k| \leq L \leq |J_n + J_k|$$

Второе правило отбора для  $\gamma$  -лучей связано с выполнением закона сохранения четности ( $P$ ) волновой функции:

$$P_n/P_k = (-1)^{L+1}$$

При прохождении излучения через вещество интенсивность пучка  $\gamma$  -квантов ослабляется, что является результатом взаимодействия излучения с атомами вещества. Основными видами взаимодействия  $\gamma$  -лучей с веществом являются: фотоэффект, эффект Комптона и образование электронно-позитронных пар.

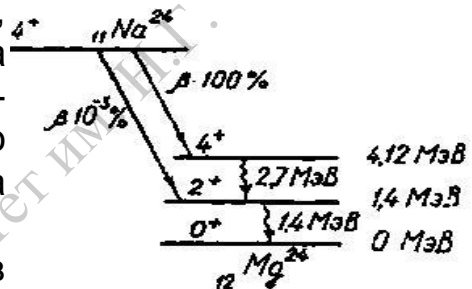


Рис.1. Схема распада

## Фотоэффект.

Фотоэффектом называется процесс, при котором вся энергия падающего  $\gamma$ -кванта передается связанному электрону. При этом электрон вылетает из атома с кинетической энергией  $T_e = h\nu - I_i$ , где  $I_i$  - потенциал ионизации  $i$  оболочки (энергию отдачи, которую получает ядро после вылета электрона, мы не учитываем, так как она пренебрежимо мала по сравнению с энергией падающего кванта или с энергией  $T_e$  фотоэлектрона). Очевидно, что при  $E < I_k$  фотоэффект возможен на L, M и т.д. оболочках и невозможен на K оболочке.

Существенная особенность фотоэффекта состоит в том, что он не может протекать на свободном электроне, не связанном с атомом.

Вероятность фотоэффекта увеличивается по мере приближения энергии фотона к энергии связи электрона с атомами. Чтобы оценить эффективность взаимодействия ядерных излучений с веществом, вводят понятие сечения взаимодействия  $\sigma$ , которое определяет вероятность данного процесса при прохождении потока бомбардирующих частиц через слой вещества, содержащего 1 частицу на  $1 \text{ см}^2$ . Если слой вещества содержит  $n$  частиц на  $1 \text{ см}^2$  и его пересекает  $r$  частиц, а вероятность процесса взаимодействия определяется величиной  $\sigma$ , то число актов взаимодействия  $m$  определяется соотношением  $m = r n \sigma$ , где  $r$  и  $m$  - безразмерные величины, а  $n$  выражено в  $\text{см}^{-2}$ .

Следовательно, эффективное сечение измеряется в квадратных сантиметрах ( $\text{см}^2$ ).

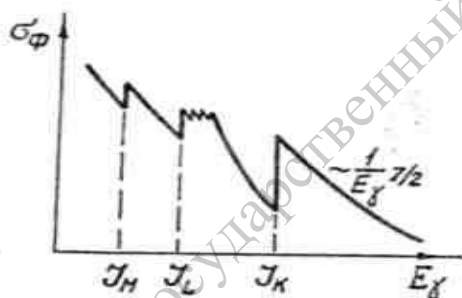


Рис. 2. Зависимость эффективного сечения фотоэффекта от энергии гамма-квантов

Эффективнее сечение процесса при больших энергиях  $\gamma$ -кванта мало (рис.2). При уменьшении энергии оно растет до тех пор, пока  $E_\gamma$  не станет равной  $I_k$ . При дальнейшем уменьшении энергии эффективное сечение сначала резко падает, так как эффект на K-оболочке уже не возникает, а для L оболочки относительная связанность мала. Далее сечение опять начинает расти.

Кроме того,  $\sigma_\phi \sim Z^5$ , что объясняется тем, что в легких элементах электроны в атоме связаны слабее, чем в тяжелых. Поэтому фотоэффект более существен в тяжелых веществах.

## Эффект Комптона.

Взаимодействие  $\gamma$ -лучей со средой может приводить к их рассеянию, то есть отклонению от первоначального направления распространения. Рассеяние бывает двух видов: с изменением и без изменения длины волны.

Рассеяние без изменения длины волны (классическое, или Томсоновское) возникает в тех случаях, когда энергия  $\gamma$ -кванта недостаточна для срывания электрона из атома ( $E_\gamma < I_i$ ). Источниками рассеянного излучения являются связанные электроны атома, которые переходят в резонансные колебания под действием падающего излучения и становятся сами излучателями  $\gamma$ -квантов такой же частоты.

Рассеяние с изменением длины волны (комптоновское) возникает тогда, когда энергия  $\gamma$ -квантов существенно превосходит энергию связи электрона в атоме и электрон можно считать свободным.

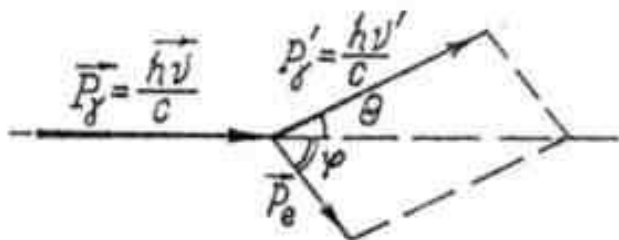


Рис.3. Схема рассеяния гамма-кванта на свободном электроне.

В результате упругого столкновения с электроном (рис. 3)  $\gamma$ -квант передает ему часть своей энергии. Поскольку при ударе энергия фотона уменьшается, длина волны излучения увеличивается. Таким образом, вместо первичного фотона с энергией  $E_\gamma$  появляется рассеянный фотон, выходящий из первичного пучка, с энергией  $E_{\gamma'} < E_\gamma$ , а электрон, на котором произошло рассеяние, приобретает кинетическую энергию:

$$E_e \sim E_\gamma - E_{\gamma'}$$

Изменение длины волны при комптоновском рассеянии можно выразить формулой  $\lambda - \lambda' = \lambda_0 (1 - \cos\theta)$

где  $\lambda$  и  $\lambda'$  - длина волны первичного и рассеянного излучения;  $\lambda_0 = h/mc$  - универсальная постоянная, называемая комптоновской длиной волны электрона;  $\theta$  - угол рассеяния.

В результате комптоновского рассеяния состав пучка  $\gamma$ -лучей при прохождении через вещество изменяется:

первичные кванты определенной энергии заменяются рассеянными квантами с другими энергиями. Если слой вещества достаточно тонкий для того, чтобы акт рассеяния происходил однократно, то  $\gamma$ -кванты выбывают из коллимированного пучка. В толстых слоях в результате нескольких актов рассеяния  $\gamma$ -квант может снова приобрести направление первичного пучка и быть зарегистрированным детектором. Это всегда нужно учитывать при измерениях. Эффективное сечение Комpton-эффекта убывает с увеличением энергии-кванта (рис.

Рис 4. Зависимость эффективного сечения комптоновского рассеяния от энергии гамма-квантов

## Образование электронно-позитронных пар.

При достаточно большой энергии  $\gamma$ -кванта  $\sim 1,02$  МэВ становится возможным процесс рождения пары, который состоит в том, что квант поглощается и вылетают электрон и позитрон. Очевидно, для процесса рождения пары существует энергетический порог значений энергии  $\gamma$ -кванта, ниже которого процесс не идет. Этот порог определяется суммарными энергиями покоя электрона и позитрона. Процесс идет в поле какой-нибудь частицы, чаще всего ядра.

На рис. 5 графически представлена зависимость эффективного сечения рождения пар.

Вычислим теперь, как будет уменьшаться интенсивность монохроматического пучка  $\gamma$ -излучения при прохождении его через вещество. Пусть пучок падает на поглотитель перпендикулярно к его поверхности. Обозначим интенсивность пучка на расстоянии  $x$  от образца через  $I(x)$ , эффективное сечение взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомом - через  $\sigma$ , число атомов в 1 см вещества - через  $n$ . Тогда при прохождении слоя вещества толщиной  $x$  интенсивность пучка выразится как  $I(x) = I(0) \exp(-\sigma n x)$ .

Величину  $\sigma n = \tau$ , называют линейным коэффициентом ослабления моноэнергетического пучка  $\gamma$ -излучения.

$\sigma$  является полным эффективным сечением взаимодействия  $\gamma$ -кванта с атомом, то есть можно записать соответственно:

$\sigma_{\text{эфф}} = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{п}}$ . Каждое из этих слагаемых по-разному зависит от энергии  $\gamma$ -кванта и атомного номера вещества.

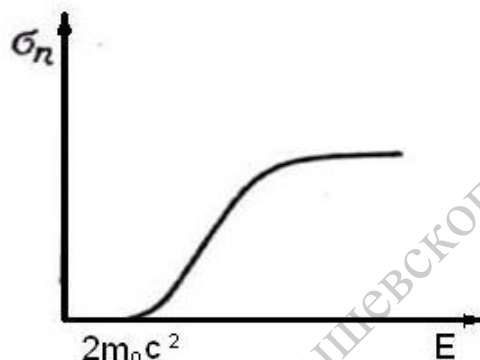
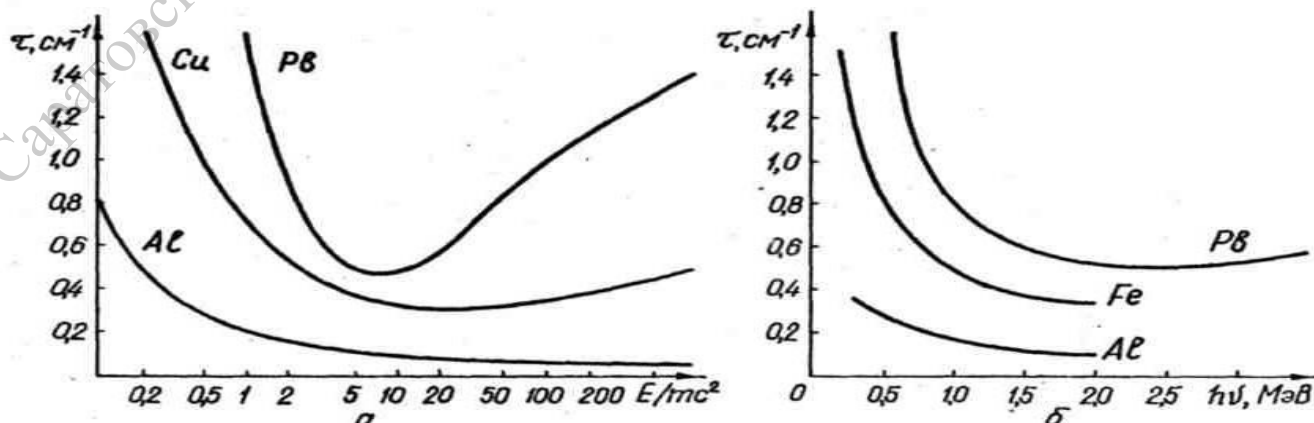


Рис .5. Зависимость эффективного сечения процесса рождения пар от энергии гамма-квантов





В качестве примера на рисунке приведена зависимость  $\tau$  от  $E_\gamma$  для свинца, алюминия и меди.

Зависимость  $\tau$  от  $E_\gamma$  не является монотонной. Если известен коэффициент ослабления пучка гамма-излучения в каком-то одном веществе, то в общем случае по нему нельзя определить однозначно  $E_\gamma$  - (прямая, параллельная оси X, пересекает кривую зависимости  $\tau$  от  $E_\gamma$  в двух точках). Следовательно, для однозначного определения  $E_\gamma$  необходимо определить  $\tau$  по крайней мере для двух различных веществ.

### Порядок выполнения работы

1. Подготовить аппаратуру к работе. В работе используется ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ выпрямитель, пересчетное устройство, медный самогасящийся счетчик помещен в свинцовый домик.
2. Подать на счетчик рабочее напряжение, измерить фон. Снять кривые ослабления интенсивности  $\gamma$  - пучка, изменяя толщину поглотителя для двух веществ, при этом статистическая ошибка при измерении интенсивности каждого измерения не должна превышать 3%. Необходимо также обратить внимание на размещение поглотителя относительно источника  $\gamma$  - излучения и детектора.

Из всех полученных замеров исключить фон. Построить кривую  $\ln(I(x))$  в зависимости от толщины поглотителя и по наклону полученных прямых вычислить линейные коэффициенты поглощения  $\gamma$  - квантов.

По графической зависимости  $\tau$  от  $E_\gamma$  определить энергию  $\gamma$  - излучения.

### Литература

1. Мухомов К.Н. Введение в ядерную физику. М., Госатом-издат, 1985.
2. Грошев Л.В., Шапиро И.С. Спектроскопия атомных ядер. Л., Гостехиздат, 1952.
3. Ракобольская И.В. Ядерная физика. Изд.3, перераб. 2014
4. Широков С.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. И., Наука, 2004.