

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

### ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЙ СЧЕТЧИК. ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОЭФФЕКТА С ПОМОЩЬЮ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО СЧЕТЧИКА.

Целью задачи является знакомство с работой пропорционального счетчика и исследование его характеристик, а также измерение с его помощью сечения фотоэффекта.

### ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО СЧЕТЧИКА

#### **Введение**

Пропорциональный счетчик в настоящее время довольно широко используется в экспериментальной технике. Его преимуществом перед другими детекторами заряженных частиц является то, что он может быть использован для регистрации и измерения малых энергий (например, мягкого рентгеновского излучения или электронов с энергиями в сотни или даже десятки килоэлектронвольт), т.е. тогда, когда другие детекторы не могут работать из-за слишком малого превышения амплитуды импульсов над амплитудой шумов. Пропорциональный счетчик имеет весьма высокую временную и энергетическую разрешающую способность и достаточно большую эффективность регистрации мягкого излучения. Кроме того, пропорциональные счетчики достаточно просты в эксплуатации по сравнению, например, с германиевыми и кремниевыми полупроводниковыми счетчиками, которые также используются для регистрации излучения малых энергий, но требуют громоздких охлаждающих систем (криостатов) для обеспечения их нормальной работы.

Все это обусловило широкое применение пропорционального счетчика в рентгеновской и гамма-астрономии, при изучении солнечного излучения, в нейтринной астрофизике, при исследовании многих вопросов физики ядра и прикладной ядерной физики, в частности для регистрации нейтронов, мягкого рентгеновского и гамма-излучения и электронов малых энергий.

Малые размеры и надежность работы позволяют применять пропорциональные счетчики для различных исследований на Искусственных Спутниках Земли.

## 1. Принцип работы ионизационной камеры

Одним из старых, но до сих пор широко применяемых детекторов ядерного излучения является ионизационная камера. Простейшая ионизационная камера представляет собой некоторый замкнутый газовый объем, в котором расположены два плоско-параллельных электрода. К электродам прикладывается разность потенциалов  $U$ , создающая в рабочем объеме камеры электрическое поле напряженности  $E$ .

На рис.1 представлена принципиальная схема такой камеры. Здесь  $R$  - сопротивление нагрузки, с которой снимается сигнал, а  $C$  - распределенная емкость, включающая межэлектродную емкость камеры, входную емкость усилителя и емкость монтажа камеры.

Заряженные частицы, проходя через рабочий объем камеры, производят ионизацию атомов газа, в результате чего вдоль пути частицы образуются электроны и положительные ионы. Под действием электрического поля  $E$  они начинают двигаться к соответствующим электродам камеры.

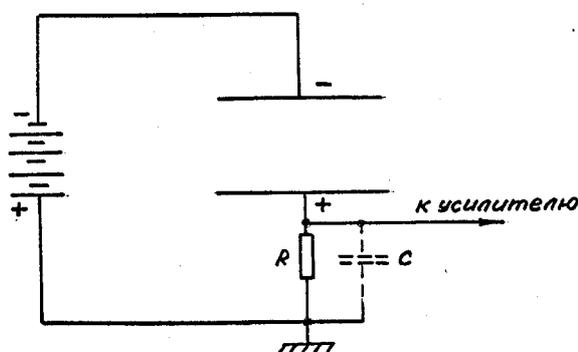


Рис.1. Принципиальная схема ионизационной камеры

Во время движения электронов и ионов к электродам во внешней цепи камеры индуцируется ток, заряжающий емкость  $C$ . Нарастание импульса, т.е. зарядка емкости  $C$ , прекращается в тот момент, когда все электроны и ионы, созданные в газе камеры, достигнут соответствующих электродов. Разрядка емкости происходит через сопротивление  $R$ , величина которого выбирается такой, чтобы с одной стороны, не происходила разрядка емкости  $C$  в течение времени, пока идет ее зарядка током, идущим через камеру, а с другой стороны, емкость  $C$  успела бы почти полностью разрядиться к моменту попадания в камеру следующей частицы. Таким образом, сопротивление  $R$  выбирается так, чтобы  $T \ll RC \ll \Delta t$ , где  $T$ -время собирания зарядов, а  $\Delta t$ - временной интервал между импульсами.

Время собирания зарядов, образованных частицей в газе камеры, зависит от скорости их движения к электродам, так называемой скорости дрейфа, причем скорость дрейфа электронов и ионов различна из-за разницы в их массах (так, скорость дрейфа электронов в  $\sim 10^3$  раз больше, чем ионов, а время собирания электронов в  $\sim 10^3$  раз меньше). Амплитуда импульса обусловлена двумя составляющими - электронной и ионной, причем вклад в полную амплитуду импульса зарядов того или иного знака определяется отношением пройденной ими разности потенциалов к полной разности потенциалов, приложенной к электродам камеры.

Характер работы ионизационной камеры существенно зависит от величины напряжения  $U$ , приложенного к электродам.

На рис. 2 представлена зависимость амплитуды импульса, появляющегося на сопротивлении  $R$ , от напряжения на счетчике.

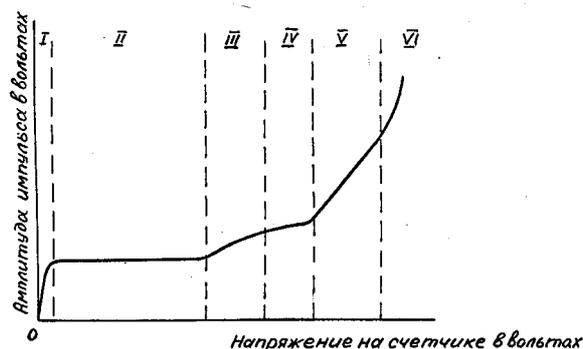


Рис.2. Зависимость амплитуды импульса от напряжения на счетчике:  
I - VI - области различных рабочих режимов

В области напряжений I происходит два противоположных процесса: ионизация и собирание зарядов на электродах и

рекомбинация ионов. При возрастании напряжения  $U$  скорость ионов увеличивается, а рекомбинация уменьшается, что приводит к возрастанию амплитуды импульса.

В области II доля рекомбинации пренебрежимо мала, все ионы, образованные частицей, собираются на электродах. Этот участок кривой называется областью насыщения или областью ионизационной камеры. Ионизационная камера может служить не только счетным, но и спектрометрическим детектором, т.е. позволяет определять энергию частицы. Это возможно вследствие независимости средней энергии, затрачиваемой в газе на образование одной пары электрон-ион, от энергии ионизирующей частицы и от производимой ею удельной ионизации, определяющейся зарядом и скоростью частицы, поэтому величина заряда, образованного частицей в рабочем объеме камеры, пропорциональна энергии, потерянной частицей в газе, а в случае полного поглощения частицы в рабочем объеме камеры - ее энергии.

В области больших напряжений III происходит ударная ионизация, в результате которой число ионов сильно увеличивается. Если каждый электрон на пути к аноду создает за счет ионизации соударениями  $A$  новые электроны, то  $A$  называется коэффициентом газового усиления.  $A$  может достигать величины  $10^7$  и не зависит от первоначальной ионизации; амплитуда импульса при этом пропорциональна числу пар ионов, созданных первоначальной частицей. Эта область называется пропорциональной областью.

В области IV при возрастании приложенного напряжения пропорциональность амплитуды импульса величине первоначальной ионизации нарушается, а коэффициент газового усиления начинает зависеть от числа первоначально образованных пар ионов. Это область ограниченной пропорциональности.

При дальнейшем увеличении напряжения - область V - амплитуды импульсов от частиц с различной ионизацией становятся одинаковыми. В этой области регистрируется каждая частица, которая создала хотя бы одну пару ионов в объеме камеры. Прибор, работающий в таком режиме, называется счетчиком Гейгера-Мюллера. Область VI - это область непрерывного разряда.

Рассмотрим теперь подробнее работу ионизационной камеры в области пропорциональности. Пропорциональный счетчик - это ионизационная камера, в которой нет зависимости коэффициента газового усиления от места начальной ионизации.

Пропорциональные счетчики могут быть различных размеров и формы. Наиболее часто употребляются цилиндрические счетчики.

## 2. Коэффициент газового усиления и его зависимость от напряжения на счетчике

Электроны и ионы, образованные в объеме пропорционального счетчика заряженной частицей или гамма-квантом, при своем движении к электродам испытывают огромное число тепловых соударений с молекулами газа, наполняющего счетчик. При этом ускорением ионов в электрическом поле можно пренебречь, т.к. из-за большой массы они теряют в соударениях с молекулами газа почти всю свою энергию. Электроны же при соударениях благодаря малой массе теряют очень малую долю своей энергии. Средняя энергия их в данном газе будет определяться напряженностью электрического поля  $E$ . При достаточно большом значении напряженности электроны могут приобрести энергию, достаточную для ионизации газа камеры:

$$I_{\text{ион}} = eE\lambda_{\text{ион}},$$

где  $\lambda_{\text{ион}}$  - это такая величина пробега электрона без столкновений, при которой энергия, приобретенная на этой длине, больше или равна энергии ионизации  $I_{\text{ион}}$ . Тогда вероятность ионизации равна:

$$W_{\text{ион}} = e^{-\lambda_{\text{ион}}/\lambda_0},$$

где  $\lambda_0$  - средняя длина свободного пробега до столкновения.

Количество же вторичных электронов  $\alpha$ , образованных одним электроном на пути  $l$  см вдоль силовой линии поля, будет

$$\alpha = \frac{W_{\text{ион}}}{\lambda_0} = \frac{1}{\lambda_0} \cdot e^{-\lambda_{\text{ион}}/\lambda_0} = \frac{1}{\lambda_0} \cdot e^{-I_{\text{ион}}/Ee\lambda_0}, \quad (1)$$

$\alpha$  называется коэффициентом ударной ионизации.

Поскольку длина свободного пробега  $\lambda_0$  обратно пропорциональна давлению газа  $\lambda_0 = a/p$ , то

$$\alpha \sim p e^{-bp/E}, \quad (2)$$

где  $b$  - константа.

Таким образом, коэффициент ударной ионизации зависит от давления газа в счетчике и напряженности электрического поля. Эта зависимость получена при следующих упрощающих ограничениях:

а) если энергия электрона достигла потенциала ионизации, то при столкновении его с атомом газа вероятность ионизации равна 1,  
 б) если пренебречь хаотическим движением электронов по сравнению с упорядоченным движением вдоль электрического поля. Отметим, что если поле неоднородно, т.е.  $E(x)$ - зависит от координат, то и коэффициент ударной ионизации  $\alpha$  также зависит от координат.

Введем теперь понятие коэффициента газового усиления  $m$ , равного отношению полного числа электронов  $N$ , собранных на аноде, к числу первичных электронов  $N_0$ , созданных заряженной частицей:

$$m = N / N_0. \quad (3)$$

Рассмотрим, как развивается электронно-ионная лавина от  $N_0$  первичных электронов, созданных ионизирующим излучением на расстоянии  $x_0$  до анода. Один электрон создает  $\alpha(x)dx$  вторичных электронов в слое  $dx$ , отстоящем на расстоянии  $x$  от точки начальной ионизации.  $N$  электронов создадут  $dN = N(x)\alpha(x)dx$  вторичных электронов, или  $dN/N(x) = \alpha(x)dx$ .

Проинтегрировав это выражение по всему пути от 0 до  $x_0$ , получим полное число вторичных электронов, собранных на аноде :

$$\int_0^{x_0} \alpha(x)dx = \ln \frac{N(x_0)}{N(0)}. \quad (4)$$

Так как  $N(x_0) = N$ , а  $N(0) = N_0$ , то

$$\frac{N}{N_0} = e^{\int_0^{x_0} \alpha(x)dx}. \quad (5)$$

Это и есть коэффициент газового усиления

$$m = \frac{N}{N_0} = e^{\int_0^{x_0} \alpha(x) dx} \quad (6)$$

Как видим, он, так же как и коэффициент ударной ионизации  $\alpha(x)$ , зависит от координаты образования начальной ионизации. А это означает, что амплитуда импульса, полученного на аноде, не будет однозначно связана с энергией ионизирующей частицы и счетчиком нельзя пользоваться как спектрометром. Однако коэффициент ударной ионизации  $\alpha(x)$ , как было показано выше, зависит, в конечном счете, от напряженности поля  $E(x)$ . Поэтому в полях с сильно выраженной неоднородностью коэффициент  $\alpha(x)$  будет принимать резко различные значения в разных областях поля. Примером этого является электрическое поле в цилиндрическом счетчике, где нить служит анодом, а трубка - катодом и  $r_a \ll r_k$ . Напряженность такого поля зависит (см. рис.3) от расстояния до оси как

$$E(r) = \frac{V_0}{r \cdot \ln \frac{r_k}{r_a}} \quad (7)$$

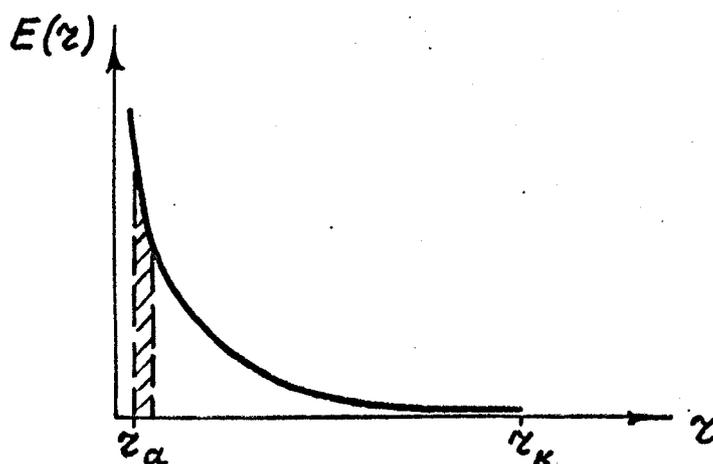


Рис.3. Зависимость напряженности поля в цилиндрическом счетчике от расстояния до оси

Подобная конфигурация электрического поля приводит к тому, что область, где величина напряженности поля достаточна для протекания процесса ударной ионизации, занимает малый объем по сравнению со всем рабочим объемом счетчика и сосредоточена

вблизи анода (заштрихованная область на рис. 3). Поэтому все газовое усиление будет происходить в этой достаточно узкой области и зависимостью от координаты возникновения первичной ионизации  $N_0$  можно пренебречь. Это важное обстоятельство приводит к тому, что пропорциональным счетчиком можно пользоваться для измерения энергии заряженных частиц.

Мы рассмотрели механизм образования электронно-ионной лавины, исходя из процесса ударной ионизации. В действительности имеют место и другие процессы, хотя роль их в газовом усилении существенно меньше. Они названы вторичными эффектами. Рассмотрим влияние их на работу пропорционального счетчика.

а) при движении электронов к аноду наряду с ионизацией будут происходить и соударения, приводящие к возбуждению нейтральных молекул. Возвращаясь в основное состояние, эти молекулы испускают довольно жесткие фотоны, которые могут вызывать фотоэффект на поверхности электродов. Фотоэффект на аноде не играет роли, т.к. фотоэлектроны под действием поля возвращаются обратно на анод и, кроме того, поверхность анода много меньше поверхности катода. Фотоэлектроны же, вылетающие из катода, перемещаются полем к аноду и образуют электронные лавины.

б) Другим вторичным эффектом является выбивание положительным ионом электрона из катода. Если энергия положительного иона равна или больше работы выхода электрона из поверхности катода, то электрон захватывается ионом и образуется нейтральный атом газа. Если же энергия иона превышает работу выхода по крайней мере в 2 раза, то из катода могут быть вырваны 2 электрона, один из которых окажется свободным и на своем пути к аноду также может создать лавину.

Как видим, оба вторичных эффекта участвуют в процессе газового усиления. Чтобы количественно оценить их вклад, введем коэффициент поверхностной ионизации  $\gamma$ , определяемый как отношение числа свободных электронов, образованных в результате вторичных процессов, к числу электронов, образованных ударной ионизацией. Коэффициент  $\gamma$  очень мал и для используемых обычно материалов катода и газов составляет  $\sim 10^{-4}$ .

Если в результате начальной ионизации было образовано  $N_0$  свободных электронов, то в результате газового усиления за счет ударной ионизации число их возрастет до  $mN_0$ . Вторичные эффекты дадут  $\gamma mN_0$  свободных электронов, которые создадут путем ударной ионизации лавину из  $\gamma m^2 N_0$  электронов. Вторичные эффекты снова дадут  $\gamma^2 m^2 N_0$  свободных электронов, которые в свою очередь

дадут лавину из  $\gamma^2 m^3 N_0$  электронов и т.д. Таким образом, полное число электронов в лавине, созданное за счет ударной ионизации и вторичных эффектов, будет

$$N = mN_0 + \gamma m^2 N_0 + \gamma^2 m^3 N_0 + \dots = mN_0(1 + \gamma m + \gamma^2 m^2 + \dots) = \frac{mN_0}{1 - \gamma m} \quad (8)$$

а полный коэффициент газового усиления

$$M = \frac{N}{N_0} = \frac{m}{1 - \gamma m}. \quad (9)$$

При небольших значениях  $m$   $\gamma m \ll 1$  и  $m \approx M$ , т.е. практически все газовое усиление обусловлено ударной ионизацией. Если же  $m$  велико, то вторичные эффекты играют существенную роль и  $M > m$ . Это обстоятельство оказывается не всегда полезным. Дело в том, что коэффициент газового усиления  $m$ , как было показано выше, связан экспоненциальным законом с коэффициентом ударной ионизации  $\alpha$ , а величина  $\alpha$  в свою очередь, быстро растет с увеличением напряженности поля  $E$ . Поэтому даже при небольшом увеличении напряжения  $V$ , приложенного к электродам, коэффициент газового усиления очень резко возрастает. Если же учесть вторичные эффекты, то эта зависимость становится еще более сильной, т.к. при  $m > 10^3$  полный коэффициент газового усиления  $M$  является сильно возрастающей функцией  $m$  (рис. 4).

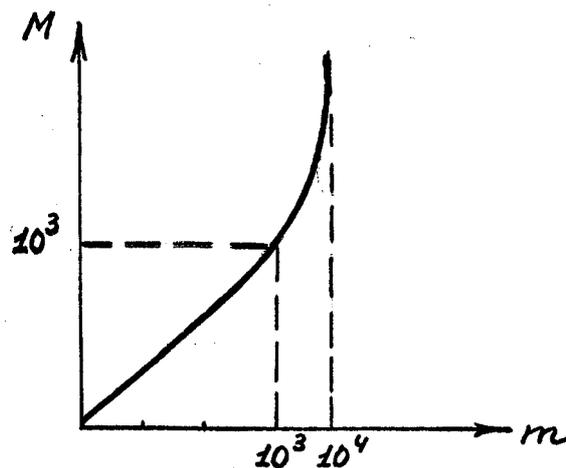


Рис.4. Зависимость полного коэффициента газового усиления  $M$  от коэффициента ударной ионизации  $m$

Все это требует очень высокой степени стабилизации напряжения, подаваемого на пропорциональный счетчик, и затрудняет использование его для точных количественных измерений энергии, особенно в области больших  $m$ . Поэтому необходимо подавить действие вторичных эффектов. Этого можно достичь следующим образом:

- 1) увеличением работы выхода поверхности катода путем его оксидирования;
- 2) добавлением к инертному газу в счетчике (Ne, Ar, Xe) многоатомного газа ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ). Возбуждение молекул последнего в этом случае приводит не к высвечиванию, а к диссоциации. Кроме того, молекулы многоатомного газа поглощают также и фотоны, испускаемые возбужденными атомами инертного газа, тем самым, препятствуя появлению вторичных эффектов. Использование чистых многоатомных газов в качестве рабочего газа счетчика потребовало бы значительного повышения напряжения  $V$  на электродах для достижения больших величин коэффициента газового усиления. Поэтому на практике пользуются обычно смесью двух или нескольких газов, например, 90%Xe + 10% $\text{CH}_4$ .

На рис. 5 для иллюстрации приведена зависимость коэффициента газового усиления  $M$  от напряжения на счетчике для наполнения аргоном, метаном и смесью Ar +  $\text{CH}_4$ . Из графиков видно, что добавка  $\text{CH}_4$  приводит к менее резкой зависимости коэффициента газового усиления  $M$  от напряжения на счетчике и позволяет получать относительно стабильные и достаточно большие усиления при не очень высоких напряжениях.

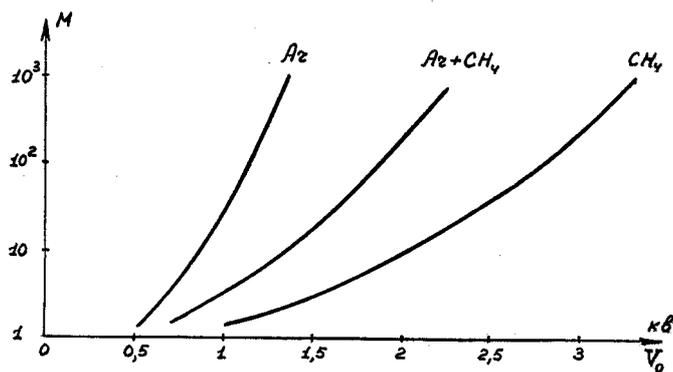


Рис. 5. Зависимость коэффициента газового усиления  $M$  от напряжения на счетчике для различного наполнения

### 3. Амплитуда и форма импульса и временное разрешение пропорционального счетчика

В наиболее часто используемых пропорциональных счетчиках отношение  $r_a / r_k \ll 1$  и область ударной ионизации занимает очень малый объем вблизи анода, поэтому, как было сказано выше, коэффициент газового усиления не зависит от места возникновения первичной ионизации. Амплитуда и форма импульса также не будет зависеть от положения траектории частицы в рабочем объеме счетчика.

Ионизирующая частица, проходя через счетчик, создает на своем пути  $N_0$  пар ионов. Так как область ударной ионизации очень мала, то в подавляющем большинстве случаев траектория частицы лежит вне этой области. Под действием поля электроны, образованные частицей, будут смещаться по направлению к аноду. Число их при этом не меняется, т.к. напряженность поля  $E$  еще недостаточна для ионизации ударом. Ток, протекающий в это время в счетчике, мал, величина скачка потенциала на собирающем электроде также ничтожно мала.

Когда электроны вступают в область ударной ионизации, они образуют здесь электронно-ионные лавины, число частиц в которых нарастает очень быстро из-за резкого увеличения напряженности поля  $E$  и лавинообразного процесса газового усиления.

Так как подавляющая часть электронов образовалась на очень малых расстояниях от нити счетчика, то процесс их собирания на аноде протекает очень быстро. Из-за очень большого градиента потенциала в этой области импульс напряжения, появляющийся на

аноде, имеет заметную величину, несмотря на малость расстояния. Начало импульса сдвинуто относительно момента прохождения частицы через счетчик на малое время  $t_{др}$ , называемое временем дрейфа электронов и определяемое скоростью дрейфа электронов. Для счетчиков средних размеров  $t_{др} \leq 10^{-7}$  с. Время нарастания электронной компоненты  $T_+$  зависит от разброса в значениях времени дрейфа отдельных первичных электронов и также очень мало.

Итак, компонента импульса, обусловленная собиранием электронов на аноде, имеет следующие особенности: а) начало импульса сдвинуто относительно момента попадания частицы в счетчик, б) скорость его нарастания очень велика (рис. 6).

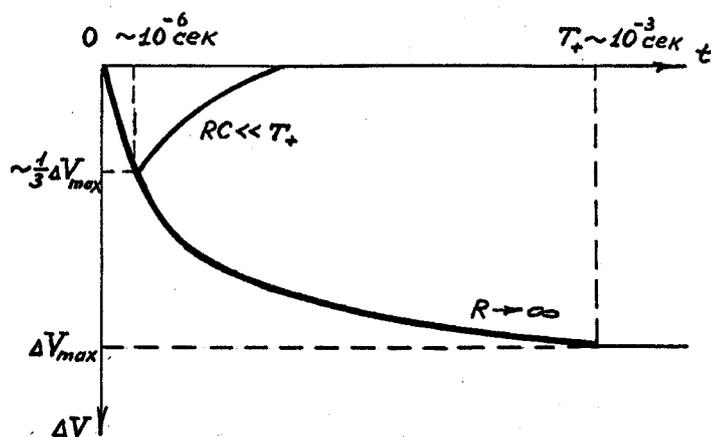


Рис 6. Форма импульса на выходе пропорционального счетчика

Однако, электронная компонента составляет по величине лишь несколько процентов от полной амплитуды импульса, определяемой, в основном, импульсом, создаваемым на катоде положительными ионами. Это происходит вследствие того, что электронно-ионная лавина развивается вблизи анода, и электроны при своем движении к аноду проходят лишь небольшую долю от полной разности потенциалов между электродами, тогда как положительные ионы при движении к катоду проходят практически всю разность потенциалов. Поэтому преобладающая часть амплитуды импульса обусловлена собиранием ионов  $\Delta V_{max} \approx \Delta_+ = tq/c$ ,  $q = N_0e$ , т.е. пропорциональна начальной ионизации или энергии частицы.

Время собирания ионов  $T_+ \sim 10^{-3}$  сек, это означает, что полная амплитуда импульса достигается через время  $\sim 10^{-3}$  сек. Из-за неоднородности электрического поля в счетчике импульс

нарастает нелинейно. Примерно  $1/3$  амплитуды достигается за время  $10^{-6}$  сек, что соответствует движению ионов в поле с большим градиентом. Можно выбрать сопротивление нагрузки  $R$  так, чтобы  $T_- \ll RC \ll T_+$ , тогда амплитуда импульса будет в несколько раз меньше максимальной (при  $R \rightarrow \infty$ ), а длительность его - порядка нескольких микросекунд (рис. 6). При этом свойство пропорциональности амплитуды начальной ионизации сохраняется, а малая длительность импульса обеспечивает пропорциональному счетчику хорошее временное разрешение. В настоящее время с пропорциональных счетчиков получают импульсы длительностью порядка десятков наносекунд ( $10^{-8} - 10^{-7}$  с).

#### 4. Энергетическое разрешение пропорционального счетчика

Частицам определенной энергии, приходящим на вход счетчика, соответствует некоторое распределение амплитуд импульсов на выходе. Обычно средняя амплитуда  $p_{cp}$  импульса на выходе пропорциональна энергии регистрируемых частиц. Энергетическое разрешение детектора определяется как отношение ширины амплитудного распределения на половине его высоты к величине  $p_{cp}$ .

Рассмотрим влияние различных факторов на разрешающую способность. Это, в первую очередь, флуктуации начальной ионизации и флуктуации газового усиления. Сказываются также такие явления, как прилипание электронов к электроотрицательным газам, рекомбинация электронов и ионов (в области слабого электрического поля, особенно для треков, параллельных силовым линиям поля). Все эти факторы ведут к некоторому разбросу амплитуд импульсов около среднего значения, а значит, ухудшают разрешающую способность.

Рассмотрим влияние флуктуации начальной ионизации на разрешающую способность. Начальная или первичная ионизация - это число пар ионов, образованных частицей непосредственно при соударениях с атомами среды. Образующиеся при этом электроны могут иметь энергию, достаточную для дальнейшей ионизации атомов среды ( $\delta$  - электроны) и создавать вторичную ионизацию. При регистрации частиц существенна сумма первичной и вторичной ионизации, т.е. полная ионизация.

Если величину ионизационных потерь энергии разделить на полное число пар ионов, образованных в среде, то получим

величину средней энергии  $\omega$ , затрачиваемой на образование одной пары ионов. Экспериментально установлено, что  $\omega$  практически не зависит от начальной энергии частицы, производящей ионизацию, ее заряда и массы.

Для газов, применяющихся в качестве рабочего вещества в пропорциональных счетчиках,  $\omega$  меняется от 22 до 45 эВ. Это различие связано с различными значениями потенциалов ионизации и различной структурой уровней возбуждения атомов.

Независимость величины  $\omega$  от энергии частицы позволяет определять ее по измеренному значению ионизации, т.е. числу пар ионов. При этом точность измерения энергии частицы, или энергетическое разрешение детектора, определяется величиной флуктуации числа пар ионов. Измерение полной энергии частицы возможно только тогда, когда весь ее пробег укладывается в рабочем объеме детектора. В этом случае все акты ионизации нельзя считать независимыми, так как частица к концу пути должна потерять энергию, точно равную ее первоначальной. Если бы акты ионизации были независимыми, то распределение числа пар ионов около среднего значения, равного  $\bar{n}_o = \frac{E}{\omega}$ , описывалось бы законом Пуассона,

$$p(n) = \frac{n_o^n}{n!} e^{-n_o}, \quad (10)$$

который при достаточно большом  $n_o$  приближается к распределению Гаусса

$$p(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n_o}} e^{-\frac{(n-n_o)^2}{2n_o}}. \quad (11)$$

Дисперсия, или среднеквадратичная флуктуация, в этом случае равна среднему значению числа пар ионов  $\bar{n}_o$ :

$$\sigma^2 = D = \overline{(n - \bar{n}_o)^2} = \bar{n}_o. \quad (12)$$

В реальном же случае, когда акты ионизации нельзя считать независимыми,

$$\sigma^2 = D = F \cdot \bar{n}_o. \quad (13)$$

Коэффициент  $F$  называется фактором Фано.

Тогда предельное энергетическое разрешение

$$\eta = \frac{\Delta p_{1/2}}{\bar{p}} = 2,36 \frac{\sigma_p}{\bar{p}} = 2,36 \frac{\sqrt{F \cdot \bar{n}_0}}{\bar{n}_0} = 2,36 \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{\bar{n}_0}}. \quad (14)$$

Значение  $F$  зависит от соотношения между энергией, затрачиваемой на ионизацию и возбуждение атомов. Если вероятность ионизации мала по сравнению с вероятностью возбуждения, то энергия, затрачиваемая на ионизацию, мала по сравнению со всей потерянной энергией и не является точно фиксированной. В этом случае акты ионизации можно считать независимыми, и дисперсию числа пар ионов равной  $\bar{n}_0$ , а  $F = 1$ .

Из приведенной выше формулы видно, что чем больше среднее число пар ионов  $\bar{n}_0$ , тем лучше энергетическое разрешение. Это означает, что для данного рабочего вещества детектора разрешение улучшается с увеличением энергии частицы, так как в этом случае она создает большее число пар ионов.

Газовое усиление, как было показано выше, сильно зависит от напряжения на счетчике. Поэтому для уменьшения флуктуаций газового усиления необходима очень высокая степень стабилизации напряжения (обычно изменение напряжения на счетчике на 1 вольт меняет коэффициент газового усиления  $\sim$  на 1%). Кроме того, коэффициент газового усиления зависит также от продольной координаты счетчика. Эта зависимость возникает из-за изменения конфигурации электрического поля около торцов счетчика (краевой эффект) и приводит к тому, что две частицы с одинаковой энергией, образовавшие по  $N_0$  пар ионов вблизи торца счетчика и вдали от него, дадут различные по величине импульсы на выходе счетчика.

Для того, чтобы устранить влияние краевого эффекта, в местах крепления нити-анода на торцах счетчика устанавливаются корректирующие электроды. Они представляют собой небольшие, коаксиальные с анодом, трубки. На них подается напряжение, равное потенциалу точек газа на расстоянии от нити, равном радиусу этого электрода. В этом случае электрическое поле во всем рабочем объеме счетчика имеет цилиндрическую симметрию и не зависит от продольной координаты.

На практике разрешающая способность пропорциональных счетчиков составляет от нескольких процентов до десятков процентов.

## 5. Эффективность пропорционального счетчика

Необходимым условием регистрации заряженной частицы или гамма-кванта является создание ими в рабочем объеме счетчика хотя бы одной пары ионов. Для любой ионизирующей частицы вероятность такого события близка к единице. Гамма-кванты обладают большой проникающей способностью и для них вероятность образования в газе счетчика вторичного электрона, а, следовательно, и вероятность регистрации, составляет малые доли от единицы.

При прохождении гамма-кванта через рабочий объем счетчика он создает вторичный электрон в результате фотоэффекта и эффекта образования пар. Однако для гамма-квантов малых энергий имеет значение только фотоэффект (пороговая энергия для эффекта образования пар равна 1.01 МэВ). Сечение фотоэффекта увеличивается с увеличением атомного номера вещества как  $Z^5$ . Поэтому для увеличения эффективности регистрации гамма-квантов необходимо счетчик наполнять газом с большим  $Z$  (криптон или ксенон).

Оценим эффективность регистрации пропорциональным счетчиком заряженных частиц (электронов). Вероятность того, что при прохождении через счетчик частица образует пару ионов на малом пути  $\Delta L$ , равна  $\nu_0 p \Delta L$ , где  $\nu_0$  – первичная удельная ионизация, т. е. число пар ионов, созданное ионизирующей частицей на единице пути,  $p$  – давление газа в счетчике. Вероятность того, что не будет образовано ни одной пары ионов на пути  $\Delta L$ , будет  $(1 - \nu_0 p \Delta L)$ . Вероятность того, что не будет образовано ни одной пары ионов на всем пути  $L$  через рабочий объем счетчика –  $(1 - \nu_0 p \Delta L)^{L/\Delta L}$ .

Уменьшая длину интервала  $\Delta L$ , найдем

$$\lim_{\Delta L \rightarrow 0} (1 - \nu_0 p \Delta L)^{L/\Delta L} = e^{-\nu_0 PL} . \quad (15)$$

Тогда искомая эффективность регистрации будет равна

$$\varepsilon(L) = 1 - e^{-\nu_0 PL} . \quad (16)$$

Зная давление газа  $p$ , первичную удельную ионизацию для данного газа  $\nu_0$  и размеры счетчика  $L$ , можно вычислить эффективность детектора. Так как величина пути  $L$  может меняться, то точный расчет эффективности потребовал бы учета углового распределения регистрируемых частиц, что довольно сложно; поэтому на практике пользуются оценочными данными.

Оценим теперь эффективность регистрации пропорциональным счетчиком фотонов.

Если на некоторый слой вещества падает поток фотонов интенсивности  $I_0$ , то интенсивность потока, прошедшего через поглотитель, будет

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (17)$$

где  $\mu$  – коэффициент поглощения, зависящий от энергии фотона и от вещества поглотителя. Если толщина поглотителя выражена в г/см<sup>2</sup>, то величина  $\mu$  имеет размерность см<sup>2</sup>/г. Считая газовый объем счетчика поглотителем толщины  $x$ , получим эффективность регистрации (без учета поглощения в окне счетчика), равной отношению интенсивности потока, поглощенного в счетчике, к интенсивности падающего потока

$$\varepsilon = \frac{J_0 - J(x)}{J_0} = \frac{J_0 - J_0 e^{-\mu x}}{J_0} = 1 - e^{-\mu x}. \quad (18)$$

Поскольку пропорциональные счетчики используются в основном для измерения излучения малых энергий (порядка десятков килоэлектронвольт), то определенные требования предъявляются к материалу окна, пропускающего излучение в рабочий объем счетчика. Материал окна выбирается таким, чтобы поглощение в нем для исследуемого диапазона энергий было минимальным. В таблице 1 приведена прозрачность, т.е. коэффициент пропускания (в процентах), некоторых тонких окон для мягкого рентгеновского излучения.

Таблица 1

Коэффициенты пропускания различных окон

Материал	Толщина окна,	Э	Н	Е	Р	Г	И	Я
----------	---------------	---	---	---	---	---	---	---

окна	мкм	5,46 кэВ	8,00 кэВ	16,6 кэВ
Алюминий	25	37	71	>90
Слюда	25	40	74	>90
Бериллий	500	60	86	>90

Из таблицы видно, что наименьшим поглощением обладает бериллий, особенно для малых энергий.

Если учесть вероятность того, что фотон пройдет через окно счетчика, не поглотившись,  $e^{-\mu_1 x_1}$  то эффективность регистрации фотона будет

$$\varepsilon = e^{-\mu_1 x_1} (1 - e^{-\mu_2 x_2}) \quad (19)$$

На рис. 7 приведена для иллюстрации эффективность пропорционального счетчика с бериллиевым окном толщиной 70 мкм, наполненного смесью газов 90% Хе + 10% СН<sub>4</sub> до общего давления P = 0,8 атм.

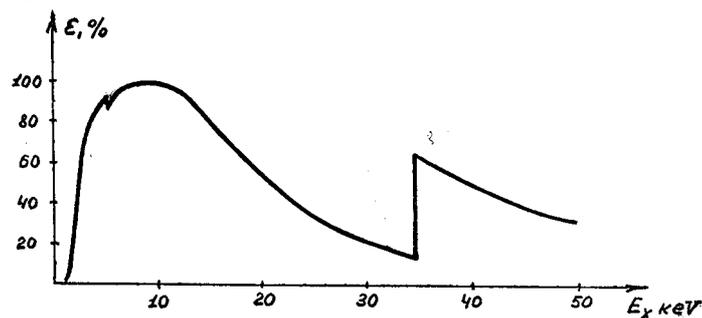


Рис.7. Эффективность пропорционального счетчика с бериллиевым окном

Пропорциональный счетчик может быть использован и для регистрации нейтронов. В этом случае рабочий объем счетчика наполняется боросодержащим газом, например, BF<sub>3</sub>. Нейтроны регистрируются по продуктам реакции  $n_0 + B_{10} \rightarrow Li_3 + He_4 (+2,8 \text{ МэВ})$ , эффективное сечение которой очень велико. Для цилиндрического счетчика с типичными характеристиками (давление = 120 мм рт.ст., диаметр анода - 0,05 мм, диаметр катода 22 мм, длина - 150 мм, рабочее напряжение 1500 вольт) при падении тепловых нейтронов на торец счетчика эффективность регистрации составляет ~20%.

Вероятность регистрации быстрых нейтронов значительно меньше, чем медленных, и эффективности счетчиков быстрых нейтронов не превышают долей процента.

## 6. Описание установки

Блок-схема установки представлена на рисунке 8.

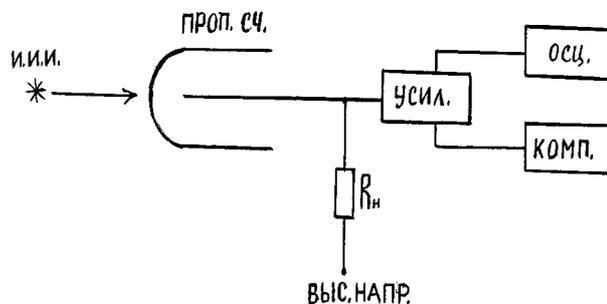


Рис.8. Блок-схема установки

и.и.и.– источник ионизирующего излучения; проп. сч. – пропорциональный счетчик;  $R_n$  – сопротивление нагрузки; выс. напр. – высокое напряжение; усил. – усилитель; осц. – осциллограф; комп. – компьютер

В работе используется ряд гамма-источников активностью не более 2 милликюри. Коллимированные источники содержатся в свинцовых контейнерах. При работе отвинчивается верхняя крышка, и источник устанавливается на подставке перед окошком счетчика на расстоянии, указанном на крышке.

Импульс с пропорционального счетчика подается на усилитель, после чего может быть подан одновременно на осциллограф и на амплитудно-цифровой преобразователь, установленный в компьютере. С помощью осциллографа можно посмотреть форму импульса, а также определить его длительности и амплитуду при различных напряжениях на счетчике. Комплекс компьютера с амплитудно-цифровым преобразователем позволяет использовать многоканальный амплитудный анализ для регистрации распределения импульсов со счетчика по амплитудам. Здесь импульсы подвергаются обработке. Исследуемый диапазон амплитуд разбивается на 128 равных интервалов (каналов), каждому из которых присваивается номер от 0 до 127. В зависимости от величины амплитуды импульс заносится в тот или иной канал. Таким образом за время, одинаковое для всех каналов, подсчитывается число импульсов, амплитуда которых лежит в пределах каждого канала, и по окончании измерений полученное распределение представляется на дисплее компьютера. По оси абсцисс этого распределения отложены номера каналов, соответствующие амплитуде импульсов на выходе счетчика, а по оси ординат - число импульсов в каждом канале.

В процессе работы это распределение необходимо обработать с использованием методов математической статистики, при этом экспериментальное распределение аппроксимируется плавной кривой, в данном случае функцией Гаусса с учетом линейного фона вблизи исследуемого пика.

В работе исследуется пропорциональный счетчик со следующими параметрами:

Радиус анода  $r_a = 50$  мкм

Радиус катода  $r_k = 2,3$  см

Толщина окна  $x_1 = 200$  мкм

Размер счетчика  $x_2 = 4,6$  см

Счетчик наполнен ксеноном (Xe) до давления 0,85 атмосфер. Окно счетчика сделано из бериллия (Be).

Энергии используемых источников гамма-квантов и характеристических излучений:

$^{55}\text{Fe}$	$E_\gamma = 5,9$ кэВ	
$^{57}\text{Co}$	$E_\gamma = 6,4$ кэВ	$E_\gamma = 14,4$ кэВ
$^{119}\text{Sn}$	$E_\gamma = 24,4$ кэВ	
Cu	$E_\gamma = 8,04$ кэВ	
Zn	$E_\gamma = 8,6$ кэВ	
Pb	$E_\gamma = 10,4$ кэВ	$E_\gamma = 12,6$ кэВ

## УПРАЖНЕНИЕ 1

### Определение коэффициента газового усиления

Первоначальная ионизация пропорциональна энергии рентгеновского кванта, и если коэффициент газового усиления для данных давления и напряжения питания счетчика постоянен для любой энергии, т.е. не зависит от величины первоначальной ионизации, то импульсы со счетчика будут пропорциональны энергии  $E_\gamma$ . Однако коэффициент газового усиления постоянен до тех пор, пока можно пренебречь изменением электрического поля из-за пространственного заряда. Начиная с некоторого значения коэффициента газового усиления  $M_{\text{крит}}$ , пространственный заряд приводит к изменению электрического поля и ухудшению энергетического разрешения счетчика, причем  $M_{\text{крит}} \cdot E_\gamma = 3 \cdot 10^8$  для

пропорционального счетчика любой геометрии. Это означает, что для того, чтобы не нарушалась пропорциональность между амплитудой импульса со счетчика и измеряемой энергией должно выполняться условие  $M_{крит} \cdot E_{\gamma} \leq 3 \cdot 10^8$  эВ (где  $E_{\gamma}$  измерено в электронвольтах).

Коэффициент газового усиления  $M$  можно представить как отношение заряда, собранного на нити –  $Q$ , к заряду, образованному в результате первичной ионизации –  $Q_0$

$$M = \frac{Q}{Q_0} . \quad (20)$$

Заряд, собранный на нити –  $Q$ , связан с амплитудой импульса на выходе счетчика  $U_{вых}$  следующим образом

$$U_{вых} = \frac{Q}{C} k_1 k_2 f ,$$

где  $k_1$  – коэффициент усиления предусилителя,  $k_1 = 10$ ,

$k_2$  – коэффициент усиления усилителя (устанавливается в процессе работы),

$C$  – суммарная емкость счетчика, входная емкость усилителя и паразитная емкость,  $C = 100$  пФ,

$f$  – коэффициент, учитывающий влияние  $RC$  в цепи счетчика,  $f = 1/3$ .

Откуда

$$Q = CU_{вых} / k_1 k_2 f . \quad (21)$$

Заряд, созданный в результате первичной ионизации  $Q_0$ , определяется по формуле

$$Q = E_{\gamma} e / W, \quad (22)$$

где  $E_{\gamma}$  – энергия, выделяющаяся в рабочем объеме счетчика (соответствует энергии радиоактивного источника, с которым ведутся измерения),  $W$  – энергия, идущая на образование одной пары ионов,  $W = 22,5$  эВ для Хе,  $e$  – заряд электрона ( $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл).

Тогда

$$M = \frac{Q}{Q_0} = \frac{CU_{вых} W}{k_1 k_2 f E_{\gamma} e} . \quad (23)$$

Для выполнения этого упражнения нужно измерить по осциллографу амплитуду импульса от счетчика  $U_{\text{вых}}$  при различных напряжениях (начиная с 1800 вольт до 1300 вольт с интервалом 100 вольт), вычислить по формуле (1.23) коэффициент газового усиления  $M$  и построить график зависимости  $M$  от напряжения на счетчике. Проанализировать эту зависимость.

## УПРАЖНЕНИЕ 2

### Проверка пропорциональности счетчика

В этом упражнении проверяется линейность зависимости амплитуды импульса на выходе счетчика от энергии падающего на счетчик гамма-кванта.

Первым снимается распределение от источника с максимальной энергией гамма-квантов  $^{109}\text{Cd}$   $E_{\gamma} = 22,1$  и  $25$  кэВ. Необходимо добиться, чтобы максимум распределения находился в пределах больших номеров каналов (около 200 канала). Число импульсов в максимуме должно быть не менее 1000.

После окончания набора спектр заносится в файл на жесткий диск в память компьютера. Затем спектр подвергается обработке. Для этого с помощью маркера выделяется исследуемый пик с небольшой областью фона вблизи этого пика (по несколько каналов до и после пика), аппроксимируется гауссовой функцией и вводится значение энергии, соответствующее этому распределению. Таким образом, номер канала, в котором находится пик распределения (а значит амплитуда импульса на выходе счетчика), привязывается к энергии падающей на вход счетчика частицы. Не изменяя параметров установки (напряжения на счетчике, коэффициента усиления усилителя), снимаются спектры от источников  $\text{Fe}^{55}$  и  $\text{Co}^{57}$ . Проводится аналогичная обработка.

Облучая источником  $^{109}\text{Cd}$  пластины из цинка, меди и свинца, получим спектры характеристических излучений этих элементов. Все спектры заносятся в память компьютера и подвергаются аналогичной обработке.

После снятия всех спектров и введения для каждого из них значения энергии  $\gamma$ -кванта необходимо перейти в режим “градуировка”, при этом на дисплее компьютера появится график, на котором отложены точки, соответствующие положениям

максимумов спектров. По оси абсцисс отложены номера каналов, по оси ординат – энергия. Проведенная по этим точкам методом наименьших квадратов линия подтверждает линейную связь между энергией  $\gamma$ -кванта на входе счетчика и амплитудой импульса на его выходе, а это и означает, что амплитуда импульса, снимаемого со счетчика, пропорциональна энергии падающей частицы, т.е. пропорциональным счетчиком можно пользоваться как спектрометром.

Перед началом работы необходимо более подробно ознакомиться с порядком использования управляющих пиктограмм для проведения измерений [1].

### УПРАЖНЕНИЕ 3

#### Определение энергетической разрешающей способности пропорционального счетчика

Так как разрешающая способность счетчика определяется главным образом флуктуациями первичной ионизации  $N$  и газового усиления  $M$ , то относительное изменение величины выходного импульса  $p$  вычисляется по формуле

$$\left(\frac{\sigma p}{\bar{p}}\right)^2 = \frac{1}{\bar{N}} \left(\frac{\sigma M}{\bar{M}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma N}{\bar{N}}\right)^2, \quad (24)$$

где  $\sigma p, \sigma M, \sigma N$  - стандартные отклонения от соответствующих средних значений,  $p, M, N$ . Экспериментально найдено, что  $\left(\frac{\sigma M}{\bar{M}}\right)^2 = 0,681$ . Как показали теоретические расчеты  $\left(\frac{\sigma N}{\bar{N}}\right)^2 = \frac{F}{\bar{N}}$  (см. формулу 1.13), где  $F$  - фактор Фано, коэффициент, зависящий от первичной ионизации и имеющий величину  $F = 0,4$ .

Тогда

$$\left(\frac{\sigma p}{\bar{p}}\right)^2 = \frac{0,681}{\bar{N}} + \frac{F}{\bar{N}},$$

$\bar{N} = \frac{E_\gamma}{22,5}$ , где 22,5 эВ – энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов в ксеноне. Подставляя численные значения  $F$  и  $\bar{N}$  в уравнение, получаем

$$\left(\frac{\sigma p}{\bar{p}}\right) = \frac{0,156}{\sqrt{E_\gamma}}.$$

Отсюда разрешающая способность счетчика, равная относительной ширине амплитудного распределения импульсов на половине высоты, будет равна

$$\eta = \frac{\Delta}{\bar{p}} = 2,36 \frac{\sigma p}{\bar{p}} = \frac{0,368}{\sqrt{E_\gamma}}. \quad (25)$$

По спектрам, полученным в упражнении 2, рассчитать экспериментальное энергетическое разрешение счетчика, равное ширине спектра на половине высоты, выраженное в числе каналов, деленном на номер канала, соответствующий максимуму спектра:

$$R (\%) = \frac{\Delta N}{N} \cdot 100 \ %.$$

Для этого необходимо вызвать из памяти компьютера каждый спектр, произвести обработку, аналогичную обработке в упр. 2, после чего на дисплее компьютера в правом верхнем углу появятся значения энергетического разрешения, выраженные в процентах (R%).

Энергетическое разрешение необходимо вычислять после того, как установлена линейная связь между энергией падающей частицы и амплитудой импульса на выходе счетчика, т.к. при проведении градуировочной прямой “ноль” анализатора может не совпадать с нулевым каналом, и эту разницу нужно учитывать при вычислении R.

По полученным значениям построить график зависимости экспериментального энергетического разрешения от энергии, на том же графике привести теоретическую зависимость, рассчитанную по формуле (25), сравнить и проанализировать обе зависимости.

#### УПРАЖНЕНИЕ 4

##### **Оценка эффективности пропорционального счетчика**

Оценить эффективность счетчика по формуле (19)

$$\varepsilon = e^{-\mu_1 x_1} (1 - e^{-\mu_2 x_2})$$

где  $\mu_1 x_1$  - коэффициент поглощения в окне и толщина окна,  
 $x_2$  - размер счетчика (см), т.е. длина пути, проходимая частицей в счетчике,

$$\mu_2 = \mu_0 \frac{273}{273 + t^0} \cdot \frac{p}{p_0}$$

где  $\mu_0$  - линейный коэффициент ослабления при  $t^0 = 0^\circ \text{C}$ ;  $p = 0,85$  атм.;  
 $p_0$  - нормальная атмосфера,  $\mu_0$  находится по таблице 2.

Построить зависимость эффективности счетчика от энергии в интервале 1 – 50 кэВ.

## ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОЭФФЕКТА С ПОМОЩЬЮ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО СЧЕТЧИКА

### ФОТОЭФФЕКТ

Фотоэффект является одним из возможных механизмов взаимодействия гамма-излучения с веществом. Он заключается в передаче всей энергии гамма-кванта атомарному электрону и, следовательно, полному поглощению гамма-кванта. Электрон же, получивший энергию, покидает атом с кинетической энергией, равной

$$E_e = E_\gamma - E_{св}, \quad (26)$$

где  $E_{св}$  - энергия связи электрона в атоме. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что фотоэффект не может протекать на свободном, не связанном с ядром, электроне, так как часть импульса гамма-кванта передается атому в целом. Предоставляем студентам самим доказать это положение.

Фотоэффект может идти, в принципе, на любой атомной оболочке.

Вероятность фотоэффекта быстро падает с увеличением энергии фотона по сравнению с энергией связи электрона в атоме и с переходом от тяжелых элементов с большой энергией связи к легким элементам. Этим объясняется то, что при фотоэффекте электроны в основном вырываются с К - оболочек. Так, сечение фотоэффекта на L - оболочке составляет 20%, а на M - оболочке 5% от сечения

на К - оболочке. Поэтому обычно все закономерности записываются для фотоэффекта на К - оболочке, а полное сечение фотоэффекта, рассчитанное на атом, приближенно представляется в виде

$$\sigma_{\phi}^{atom} = \frac{5}{4} \sigma_{\phi}^K . \quad (27)$$

Сечение фотоэффекта на каждой оболочке увеличивается при уменьшении энергии гамма-кванта и приближении ее к энергии связи на данной оболочке  $J_i$  (рис. 9), другими словами, вероятность фотоэффекта зависит от отношения  $J_i / E_{\gamma}$ . При  $J_i = E_{\gamma}$  вероятность фотоэффекта максимальна для данной оболочки.

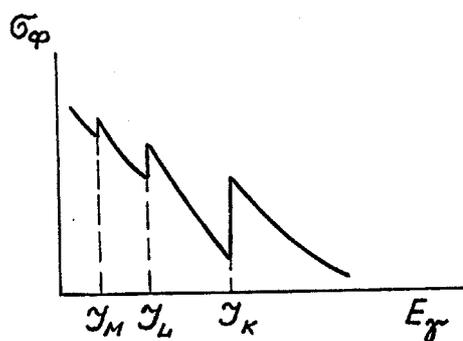


Рис. 9. Зависимость сечения фотоэффекта от энергии гамма-кванта

Для энергии гамма-кванта, близкой к энергии связи электронов в атоме,  $J_k < E_{\gamma} \leq mc^2$ , сечение фотоэффекта очень сильно зависит от энергии гамма-кванта и атомного номера вещества  $Z$ :

$$\sigma_{\phi} \approx \frac{Z^5}{E_{\gamma}^{7/2}} , \quad (28)$$

При больших энергиях  $E_{\gamma} \gg mc^2$  зависимость от  $E_{\gamma}$  более слабая

$$\sigma_{\phi} \approx \frac{Z^5}{E_{\gamma}} \quad (29)$$

Угловое распределение электронов, возникающих при фотоэффекте, зависит от их энергии и симметрично относительно направления движения гамма-кванта. Электроны с малой энергией  $E_e \ll mc^2$  ( $\beta \ll 1$ -нерелятивистский случай) вылетают в основном в направлении поляризации гамма-кванта, т.е. перпендикулярно направлению его движения. При увеличении энергии электрона  $E_e = mc^2$  угол вылета уменьшается и при очень больших энергиях  $E_e \gg mc^2$  электроны вылетают почти вперед (рис. 10).

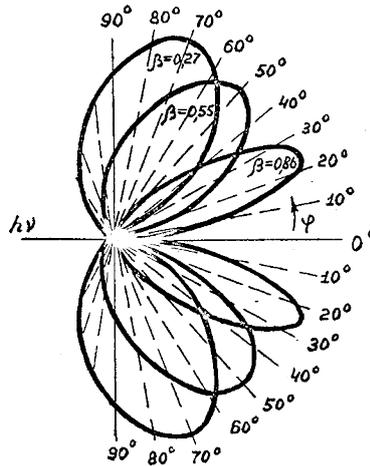


Рис. 10. Угловое распределение электронов, возникающих при фотоэффекте

## УПРАЖНЕНИЕ 5 Измерение сечения фотоэффекта

В упражнении исследуется зависимость сечения фотоэффекта от энергии фотона  $E_{\gamma}$  и от атомного номера вещества  $Z$ .

Для получения зависимости сечения фотоэффекта от энергии измеряется поглощение потока фотонов в пластине из алюминия для двух энергий фотонов:  $E_{\gamma} = 22,1$  и  $25$  кэВ (источник  $^{109}\text{Cd}$ ) и  $E_{\gamma} = 5,9$  кэВ (источник  $^{55}\text{Fe}$ ).

Для получения зависимости сечения фотоэффекта от

атомного номера вещества  $Z$  измерения производятся с потоком фотонов с энергией  $E_\gamma = 22,1$  и  $25$  кэВ для двух поглотителей с различными  $Z$  - алюминия и меди.

#### Порядок выполнения работы

Установить на штативе источник  $^{119}\text{Sn}$  и измерить интенсивность  $J_0$  в течение 10-15 минут, время задается с помощью компьютера. Для подсчета интенсивности необходимо обработать спектр описанным ранее способом (см. упражнение 2) и занести полученное значение в память компьютера, нажав соответствующую пиктограмму.

Аналогично измерить интенсивность  $J_z$ :

- 1) с поглотителем Al (толщина поглотителя 0,2 см, плотность  $\rho = 2,7$  г/см<sup>3</sup>),
- 2) с поглотителем Cu (толщина поглотителя 0,0045 см, плотность  $\rho = 8,9$  г/см<sup>3</sup>).

Каждый спектр обработать, занести в память компьютера с помощью соответствующей пиктограммы, ввести значения толщины поглотителя  $z$  и его плотности  $\rho$ , вычислить сечение фотоэффекта  $\mu$  по формуле  $J_z = J_0 e^{-\mu z \rho}$ .

Установить на штативе источник Fe  $^{55}$  и произвести такие же измерения, с поглотителем Al толщиной 0,002 см.

Проанализировать полученные данные, обратив внимание на зависимость сечения фотоэффекта от энергии гамма-кванта и атомного номера вещества поглотителя.

### УПРАЖНЕНИЕ 6

#### **Определение энергии неизвестного излучения**

При определении сечения фотоэффекта для энергий 22,1 и 25 кэВ (источник  $^{109}\text{Cd}$ ) и поглотителя Cu мы получили пик неизвестного излучения. С помощью градуировочного графика определить энергию излучения и элемент, испускающий это излучение.

## КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОГЛОЩЕНИЯ КСЕНОНА И БЕРИЛЛИЯ

$E_\gamma$ , кэВ	Хе $\mu_0$ ( $\mu_0/\rho$ , см <sup>2</sup> /г)	Ве $\mu_1$ ( $\mu/\rho$ , см <sup>2</sup> /г)
1	9590	501
M <sub>i</sub> Хе	1,143	8300
M <sub>i</sub> Хе	1,143	10300
1,5	5000	153
2,0	2340	66,4
3,0	798	19,9
4,0	371	8,42
L <sub>iii</sub> Хе	4,782	231
L <sub>iii</sub> Хе	4,782	706
5,0	615	4,23
L <sub>ii</sub> Хе	5,1	578
L <sub>ii</sub> Хе	5,1	798
L <sub>i</sub> Хе	5,445	683
L <sub>i</sub> Хе	5,445	784
6,0	610	2,38
8,0	290	0,889
10,0	159	0,406
15,0	52,8	0,0989
20,0	24,1	0,0398
30,0	7,80	0,0161
K Хе	34,561	5,23
K Хе	34,561	11,5
40,0	9,72	0,0130
50,0	6,70	0,0132
60,0	4,63	0,0142
80,0	2,42	0,0163
100,0	1,400	0,0182

$$\rho_{\text{Хе}} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$$

$$\rho_{\text{Ве}} = 1,85 \text{ г/см}^3$$

## КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как достигается независимость коэффициента газового усиления от координаты возникновения первичной ионизации?
2. Каково влияние флуктуаций начальной ионизации на энергетическую разрешающую способность?
3. Чем определяется эффективность пропорционального счетчика?
4. Каково временное разрешение пропорционального счетчика?
5. Каков механизм фотоэффекта?
6. Какова зависимость сечения фотоэффекта от энергии гамма-кванта и атомного номера вещества?
7. Каковы другие процессы взаимодействия гамма-излучения с веществом и их зависимость от энергии?

## ЛИТЕРАТУРА

1. Сомиков А.В. Спектрометрическая система НР-3. Руководство пользователя к лабораторным работам №1, №4 и №6. Методическое пособие для студентов 3-го курса ОЯФ. М.: НИИЯФ МГУ, 2001.
2. Меликов Ю.В. Экспериментальная техника в ядерной физике. Курс лекций.- М.:изд. МГУ,1973.
3. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц.- М.:Наука,1966.