

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Владимирский государственный университет имени Александра
Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых»

Кафедра общей и прикладной физики

ВИРТУАЛЬНЫЕ ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО ФИЗИКЕ

Методические указания

Составители:
А.Ф. ГАЛКИН
А.В. ГОНЧАРОВ
В.В. ДОРОЖКОВ

Владимир 2012

УДК 53(07)

ББК 22.33

В 52

Рецензент

Кандидат физико-математических наук, доцент
кафедры общей и прикладной физики Владимирского
государственного университета имени Александра Григорьевича
и Николая Григорьевича Столетовых

А.Ю. Лексин

Печатается по решению редакционно-издательского совета ВлГУ

Виртуальные лабораторные работы по физике: метод. указания / Владим. гос. ун-т имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых ; сост.: А.Ф. Галкин, А.В. Гончаров, В.В. Дорожков. – Владимир : Изд-во ВлГУ, 2012. – 74 с.

Соответствуют требованиям государственных стандартов. Состоят из описаний шести лабораторных работ. Каждая из них представляет собой компьютерную программу, которая моделирует реальный физический процесс.

Предназначены для студентов первого и второго курсов всех форм обучения и специальностей, изучающих физику.

Рекомендованы для формирования профессиональных компетенций в соответствии с ФГОС 3-го поколения.

Табл. 16. Ил. 32. Библиогр.: 16 назв.

УДК 53(07)

ББК 22.33

ВВЕДЕНИЕ

В издании представлены шесть виртуальных лабораторных работ по курсу общей физики, выполнение многих из которых в реальном режиме представляет определенную опасность для здоровья человека или оборудование для которых является дорогостоящим:

- исследование искусственной радиации;
- изучение счетчика Гейгера-Мюллера;
- дозиметрия;
- экспоненциальный закон поглощения гамма-лучей;
- исследование жесткой компоненты космического излучения;
- определение заряда электрона методом Милликена.

Эти работы открываются в программе Internet Explorer и выполняются в реальном времени. Используемые программы соответствуют международному стандарту SCORM, поэтому их можно применять в системах дистанционного обучения. Виртуальные установки находятся на кафедрах ОиПФ и ОТФ университета

Для уяснения физического смысла явлений и понятий студенту следует ответить на контрольные вопросы в конце каждой работы, используя текст работы и приведенную литературу.

После описания лабораторных работ приведены приложения с возможными экспериментальными результатами для ориентации студентов, выполняющих работы.

Авторы выражают благодарность И.М. Фокину за помощь в создании виртуальных лабораторных установок.

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Лабораторная работа № 1 ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКУССТВЕННОЙ РАДИАЦИИ

Цель работы: определить период полураспада изотопов серебра.

Краткая теория

1. Законы радиоактивного распада

Основное предположение, из которого вытекает согласующийся с опытом закон изменения во времени числа радиоактивных ядер N (так называемый закон радиоактивного распада), состоит в том, что вероятность распада любого ядра, находящегося в определенном энергетическом состоянии, не изменяется со временем. Отсюда следует, что в любой момент времени t число распадов в единицу времени dN/dt пропорционально числу имеющихся радиоактивных ядер $N(t)$, то есть

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности λ , называемый постоянной распада, представляет собой вероятность распада ядра за единицу времени. Интегрирование соотношения (1) приводит к выражению

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

где N_0 — число радиоактивных ядер в некоторый произвольный момент времени, принятый за начало отсчета. Таким образом, число еще не распавшихся радиоактивных ядер уменьшается по экспоненциальному закону.

Точно такой же зависимостью от времени характеризуется и число распадов в единицу времени $J(t)$, называемое *активностью* образца.

$$J(t) = -\frac{dN}{dt} = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = J_0 e^{-\lambda t}, \quad (3)$$

где J_0 — активность в начальный момент времени $t = 0$.

Зная функцию распределения во времени радиоактивных ядер (2), можно вычислить *среднее время жизни* τ радиоактивного ядра:

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t dN(t)}{\int_0^{\infty} dN(t)} = \frac{\lambda N_0 \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt}{N_0} = \frac{1}{\lambda}. \quad (4)$$

Отсюда следует, что среднее время жизни – есть время, в течение которого число радиоактивных ядер, а также активность образца уменьшаются в e раз.

На практике оказывается более удобной другая временная характеристика распада – период полураспада T , который определяется как время, в течение которого число радиоактивных ядер или активность образца уменьшается вдвое, то есть:

$$J(T) = J_0 e^{-\lambda T} = \frac{1}{2} J_0. \quad (5)$$

Отсюда вытекает следующая связь между периодом полураспада, постоянной распада и средним временем жизни

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2 = 0,693\tau. \quad (6)$$

Процесс образования радиоактивного вещества (например, при облучении стабильных ядер нейтронами) называется *активацией*. Активность образца при облучении постоянным потоком нейтронов дается выражением

$$J(T) = J_n (1 - e^{-\lambda T}), \quad (7)$$

где J_n – максимально достижимая активность, или активность насыщения.

Напомним, что активностью образца называется число распадов в единицу времени. В системе СИ активность измеряется в единицах с^{-1} . Эта единица называется беккерель (Бк), $1 \text{ Бк} = 1 \text{ с}^{-1}$. Иногда используется внесистемная единица Кюри. $1 \text{ Кюри} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Примеры кривой активации, то есть зависимости активности образца от времени облучения исходного материала нейтронами, и кривой распада, то есть зависимости активности образца от времени после прекращения облучения по достижении активации насыщения, приведены на рис. 1.

Отметим, что если за время, равное периоду полураспада, распадается половина начального числа радиоактивных ядер, то при активации за тот же интервал времени образуется число радиоактивных ядер, равное половине активации насыщения. За время, в 5 раз превышающее период полураспада, распадается около 97 % имевшихся первоначально радиоактивных ядер, а в случае активации образуется

около 97 % числа радиоактивных ядер, соответствующих активации насыщения.

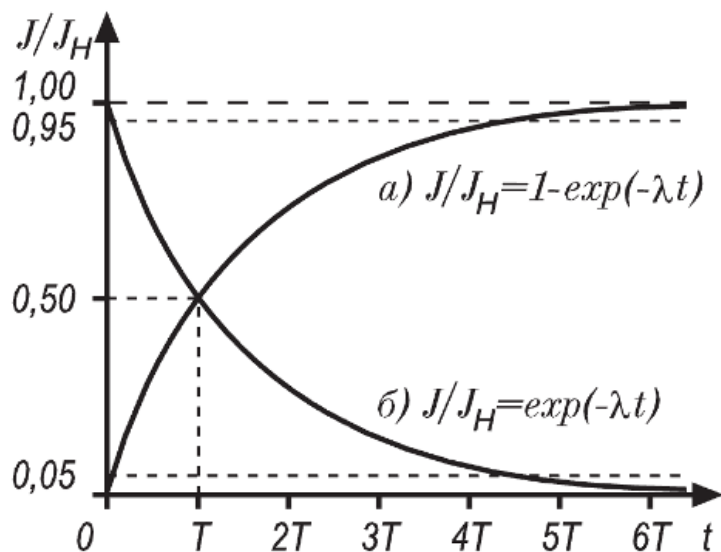


Рис. 1. Кривая активации (а) и кривая распада образца после окончания активации (б)

В полулогарифмическом масштабе кривая распада (2) или (3) представляет собой прямую линию, угол наклона которой определяется постоянной распада (рис. 2).

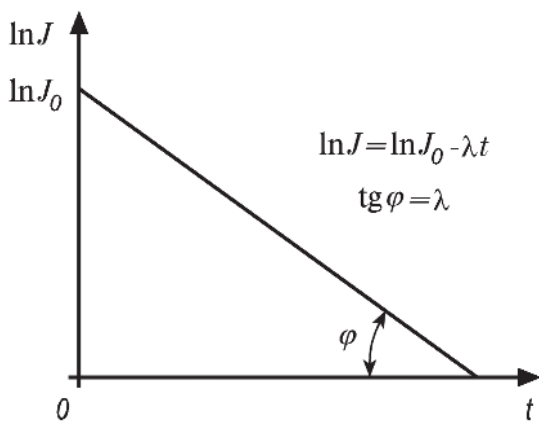


Рис. 2. Кривая распада в полулогарифмическом масштабе

В ряде случаев изменение активности образца во времени не подчиняется экспоненциальному закону, что является указанием на наличие нескольких сортов радиоактивных ядер с различными периодами полураспада. Причины их появления могут быть различными. Рассмотрим одну из них, когда облучаемое вещество может состоять из смеси нескольких стабильных нуклидов,

которые после захвата нейтрона превращаются в соответствующее число радиоактивных нуклидов, каждый из которых распадается независимо от других со своим периодом полураспада. Если имеет место смесь двух независимых радиоактивных веществ, уравнение кривой распада запишется

$$J(t) = J_{01}e^{-\lambda_1 t} + J_{02}e^{-\lambda_2 t}, \quad (8)$$

где J_{01} и J_{02} – активности обоих нуклидов в начальный момент времени.

2. Способы определения периода полураспада

Диапазон значений периода полураспада радиоактивных веществ чрезвычайно широк, он простирается от миллиардов лет до малых долей секунды. Поэтому методы измерений величины T должны сильно отличаться друг от друга. Рассмотрим один из них.

Если определяется величина T для веществ, распадающихся с периодом полураспада в несколько минут, часов или дней, то удобно использовать метод наблюдения изменения интенсивности ядерного излучения со временем. Радиоактивный источник помещается вблизи счетчика так, чтобы их взаимное расположение в течение всего эксперимента не изменялось.

Кроме того, необходимо создать такие условия, при которых исключались бы возможные просчеты как самого счетчика, так и регистрирующей системы. Измерения производятся следующим образом. Отсчитывается число импульсов N_0 за некоторый промежуток времени Δt (например, за несколько секунд или одну минуту). Через промежуток времени t_1 производится снова отсчет импульсов N_1 . Через промежуток времени t_2 получается новое число N_2 и т. д.

В результате получается набор чисел N_0, N_1, \dots, N_n , которые и используются для последующих вычислений. Полученные экспериментальные значения после вычета фона наносятся на график (рис. 3), где по оси абсцисс откладывается время, прошедшее от начала измерений, а по оси ординат логарифм числа $N - N_\phi$. По нанесенным экспериментальным точкам с помощью метода наименьших квадратов (МНК) проводится линия.

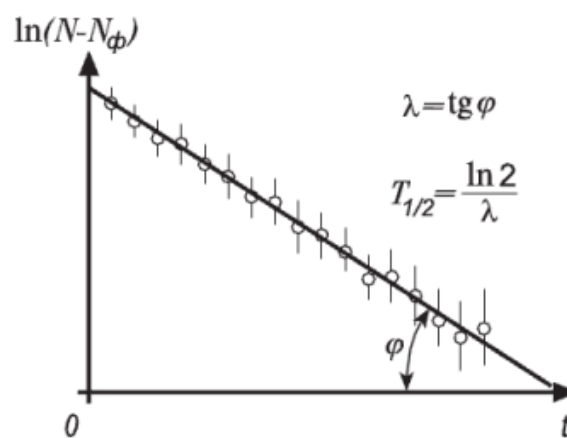


Рис. 3. К определению $T_{1/2}$

Если в измеряемом препарате присутствует только один радиоактивный нуклид, то линия будет прямой, в противном случае линия будет кривой. Анализ данных в таком случае приведен ниже при обсуждении конкретного примера.

3. Экспериментальная методика

В настоящей работе получается и изучается искусственная радиоактивность серебра. Для создания искусственной радиоактивности используется источник нейтронов *Pu- α -Be*. ^{238}Pu распадается с испусканием α -частиц с энергией 5,5 Мэв. Реакцию, в результате которой возникают нейтроны, можно записать в виде ${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$.

Реакция экзотермична. Распределение нейтронов из реакции по энергиям сплошное и простирается до энергий 11 Мэв, причем наибольшая интенсивность приходится на интервал энергий от 2 до 8 Мэв.

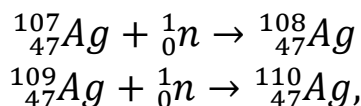
Ввиду того что *Pu- α -Be* источник испускает быстрые нейтроны, для более эффективного его использования в методе нейтронной активации нейтроны от такого источника замедляют.

Рассмотрим процесс замедления нейтронов. При прохождении быстрого нейтрона через вещество потеря энергии нейтроном происходит как за счёт неупругого, так и за счёт упругого взаимодействия с ядрами. При неупругих столкновениях, которые происходят с возбуждением ядер, нейтрон теряет большую часть своей энергии и очень быстро в результате нескольких неупругих столкновений настолько замедляется, что в дальнейшем уже не испытывает неупругих столкновений, так как не имеет достаточной энергии для возбуждения ядер. Дальнейшая потеря энергии нейтроном может происходить только в результате упругих соударений и ясно, что наиболее подходящими для замедления нейтронов являются лёгкие вещества. Например, в результате упругого столкновения с ядрами водорода нейтроны теряют примерно половину своей энергии. Поэтому в качестве замедлителей, как правило, используют водородосодержащие вещества, например воду или парафин.

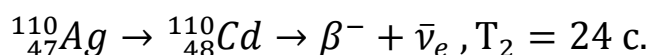
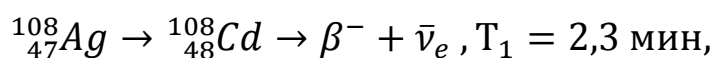
Медленные нейтроны хорошо поглощаются многими веществами, например ^{113}Cd . Так как поглощение нейтронов происходит, как пра-

вило, в результате реакции радиационного захвата (n, γ), то для ослабления последующего γ – излучения применяется свинцовая защита.

Образец серебра естественного изотопного состава представляет смесь стабильных нуклидов ^{107}Ag (51,4%) и ^{109}Ag (48,6%). Захват нейтрона ядрами этих нуклидов приводит к образованию радиоактивных нуклидов ^{108}Ag и ^{110}Ag



которые претерпевают β -распад, превращаясь в стабильные нуклиды ^{108}Cd и ^{110}Cd :



Таким образом, зависимость активности образца от времени представляет сумму двух экспонент (8) и в полулогарифмическом масштабе уже не будет изображаться прямой линией (рис. 4). Однако, если периоды полураспада существенно различны, то, спустя некоторый промежуток времени с момента окончания облучения образца, активность компоненты с меньшим периодом уменьшится настолько, что ею можно пренебречь, и кривая распада окажется близкой к прямой линии (участок BC на рис. 4).

В этом случае кривую сложного распада можно разложить на составляющие: прямолинейный участок, соответствующий долгоживущей активности, экстраполируется в сторону меньших значений времени; из суммарной активности вычитается долгоживущая составляющая (для этого, естественно, надо перейти от логарифмов к числам). Разность представляет собой короткоживущую составляющую.

Постоянные распада определяются по углам наклона прямолинейного участка BC и разностной прямой

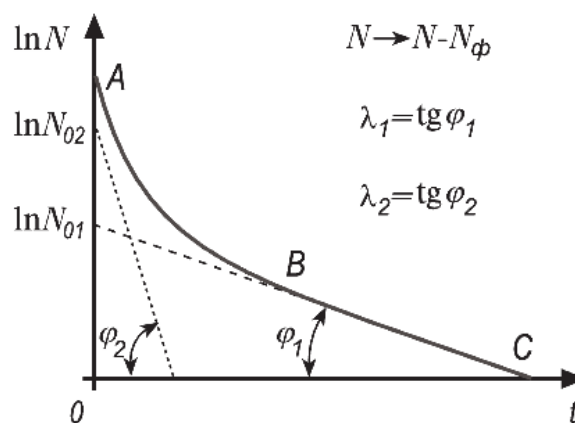


Рис. 4. Разложение сложной кривой распада на составляющие

$$\lambda_1 = tg\varphi_1; \quad \lambda_2 = tg\varphi_2.$$

Если проводилось несколько серий измерений и получено несколько значений величины периода полураспада $T_i \pm \Delta T_i$ ($i = 1, 2, \dots$), тогда в качестве окончательного результата можно взять взвешенное среднее

$$T = \frac{\sum_i T_i p_i}{\sum_i p_i}; \quad p_i = \frac{1}{\Delta T_i^2}. \quad (9)$$

Ошибку можно подсчитать по формуле

$$\frac{1}{\Delta T^2} = \frac{1}{\sum_i \Delta T_i^2}. \quad (10)$$

При выборе времени облучения (активации) образца серебра необходимо иметь в виду, что, варьируя его, можно изменять соотношение между начальными вкладками в суммарную активность долгоживущей и короткоживущей компонент. Действительно, выбирая время облучения равным $5 T_2$, мы доведем до насыщения короткоживущую активность, в то время как долгоживущая активность будет составлять лишь некоторую часть от максимального значения. Чем больше относительный вклад короткоживущей активности в суммарную, тем с большей точностью можно определить ее период полураспада путем разделения на составляющие кривой распада. С другой стороны, лучшая статистическая точность при определении периода полураспада долгоживущей активности достигается при активации образца до ее насыщения. В связи с этим целесообразно снять кривую распада при двух значениях времени активации образца: при $T_{\text{акт}} = 5 T_2$ и при $T_{\text{акт}} = 5 T_1$. Что касается кривой активации, то в случае сложного распада она может быть получена только для наиболее долгоживущей активности. Так, для серебра можно измерить кривую активации нуклида ^{108}Ag , приняв при этом специальные меры для исключения влияния короткоживущей активности ^{110}Ag . Эти меры сводятся к тому, что после окончания облучения образца и до начала измерения его активности должен пройти интервал времени, достаточный для распада подавляющего числа короткоживущих ядер, то есть порядка $5 T_2$. После окончания (предыдущего) облучения последующая активация должна проводиться через промежуток времени, достаточный для распада подавляющего числа долгоживущих ядер, то есть $\approx 5 T_1$.

Указания по выполнению работы

Экспериментальная установка включает в себя источник нейтронов, который используется для активации образцов, и измерительный комплекс, с помощью которого регистрируются продукты радиоактивного распада. Источник тепловых нейтронов представляет собой парафиновый блок (высота $h = 120$ см, диаметр 100 см), в центре которого находится *Pu- α -Be* источник быстрых нейтронов. Замедление нейтронов происходит в основном в результате упругих столкновений с ядрами водорода, входящими в состав парафина. В парафиновом блоке имеется несколько каналов, в которые помещаются пластинки исследуемых препаратов для облучения нейтронами. Для защиты работающего персонала от ядерных излучений парафиновый блок покрыт снаружи листами кадмия, обладающего очень большим сечением поглощения тепловых нейтронов, а поверх кадмия слоем свинца, который поглощает γ -излучение, сопровождающее захват тепловых нейтронов ядрами кадмия. Блок-схема регистрирующей системы представлена на рис. 5.

После активации исследуемый образец 1 помещается на подставку, которая задвигается в свинцовый защитный блок. Детектор состоит из пластического сцинтиллятора 2, фотоэлектрического умножителя (ФЭУ) 3 и формирователя импульсов 4. Для снижения фона детектор располагается в свинцовой защите (показана штриховкой). С выхода формирователя сигнал подается на пересчетное устройство 5. Питание ФЭУ и формирователя осуществляется от высоковольтного блока 6.

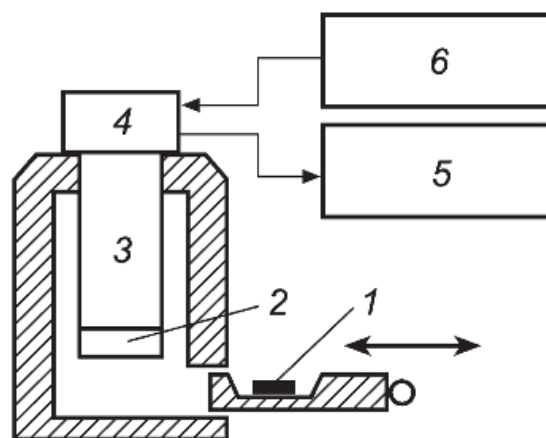


Рис. 5. Блок-схема измерительного комплекса

Инструкция по работе с виртуальной установкой «Изучение искусственной радиации»

Для загрузки данной виртуальной установки на компьютер надо сделать следующее:

- 1) в папке «Приложение. иск. рад. » найти документ autorun.html;
- 2) откройте его с помощью браузера Internet Explorer. Щелкнув правой клавишей мышки по документу, выберите указанный браузер;
- 3) в появившемся окне Windows Internet Explorer обратите внимание на панель информации в его верхней части. Чтобы выполнять дальнейшую работу, нужно разблокировать содержимое. Щелкните левой (правой) клавишей мышки по панели и выберите действие «разрешить заблокированное содержимое...». В появившемся окне выбрать «да»;
- 4) выберите левой клавишей мышки «Виртуальная л.р. - Искусственная радиоактивность»;
- 5) в новой вкладке также необходимо разблокировать содержимое. Совершите аналогичные действия, описанные в п. 3.

Перед вами виртуальная модель установки для исследования искусственной радиоактивности (рис. 6).

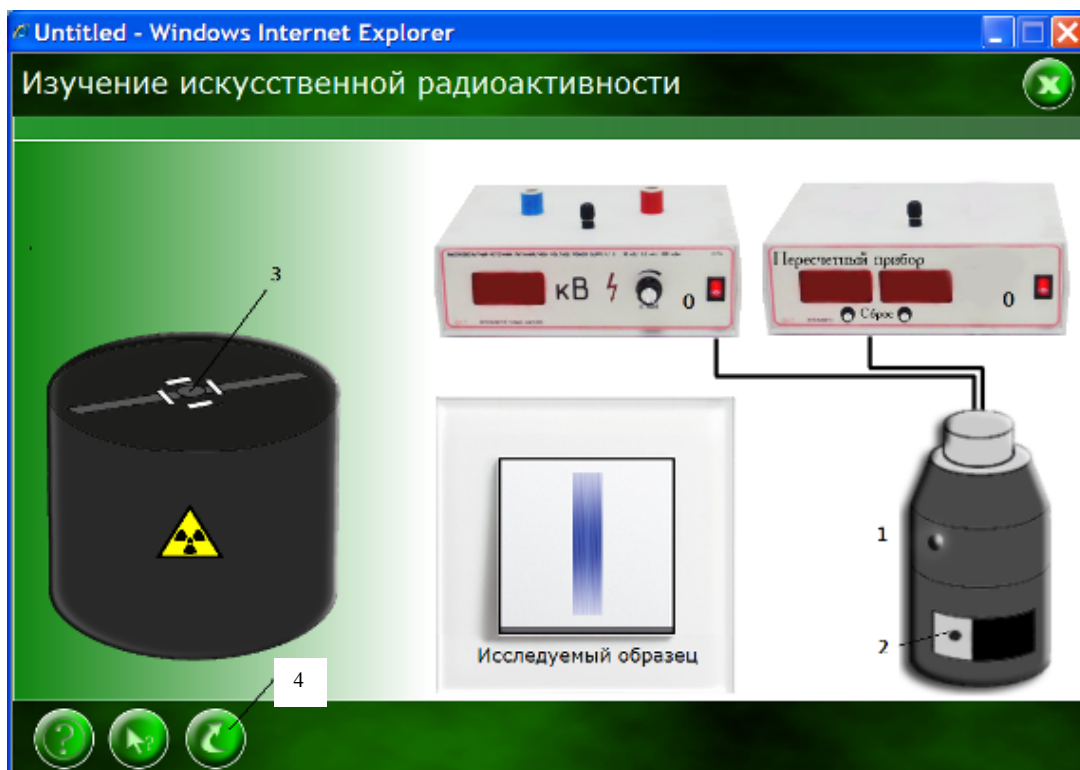


Рис. 6. Виртуальная модель установки для исследования искусственной радиоактивности

1. В режиме «Ознакомление» (вторая кнопка внизу слева) изучите названия приборов. На пересчётном приборе выясните, какой

дисплей будет показывать время (время измеряется в секундах), а какой число накапливаемых импульсов при распаде ядер.

2. Для проведения измерений выйдите из «режима ознакомления» (чтобы выйти из режима, щелкните еще раз по кнопке «Режим ознакомления»). Щелчком мыши включить высоковольтный источник напряжения и пересчетный прибор (0 на рис. 6).

3. Перед началом эксперимента измерьте радиоактивный фон в детекторном блоке 1, для этого закройте крышку 2 детекторного блока (щёлкните по ней). Сразу же начнётся отсчёт времени и счёт импульсов. Через 30 с счёт прекратится. Крышка откроется.

4. После измерения фона на пересчётном приборе нажмите клавишу «Сброс времени и импульсов».

5. Для облучения нейтронами поместите исследуемый образец в контейнер 3 на время, равное 5 периодам полураспада получаемых радиоактивных изотопов.

6. Вытащите образец из контейнера, щёлкнув по нему. Появится сообщение, что начался распад короткоживущего изотопа ^{110}Ag . Дождитесь полного распада ^{110}Ag .

7. Затем поместите образец в детекторный блок и закройте крышку. Проводите измерения. Фиксируйте значение числа импульсов через каждые 10 с. Последнее измерение будет соответствовать 210 с, образец автоматически «выйдет из блока».

8. Поместите образец в контейнер.

9. Повторите измерение фона после эксперимента.

10. Нажмите кнопку 4 и начните новый эксперимент.

11. Перед началом эксперимента измерьте радиоактивный фон в детекторном блоке 1, для этого закройте крышку 2 детекторного блока (щёлкните по ней). Сразу же начнётся отсчёт времени и счёт импульсов. Через 30 с счёт прекратится. Крышка откроется.

12. После измерения фона на пересчётном приборе нажмите «Сброс времени и импульсов».

13. Для облучения нейтронами поместите исследуемый образец в контейнер 3 на время, равное 5 периодам полураспада получаемых радиоактивных изотопов.

14. Вытащите образец из контейнера, щёлкнув по нему. Появится сообщение, что начался распад короткоживущего изотопа ^{110}Ag . Не

дожидайтесь полного распада ^{110}Ag и сразу же после облучения исследуемый образец поместите в детекторный блок и закройте крышку.

15. Проводите измерения. Фиксируйте значение числа импульсов через каждые 10 с. Последнее измерение будет соответствовать 210 с, образец автоматически «выйдет «из блока».

16. Поместите образец в контейнер.

17. Повторите измерение фона после эксперимента.

18. Заполните табл. 1 в соответствии со своими измерениями.

Таблица 1

i	t, c	N_i	$N_i - N_{i-1} - N_\phi$	$\ln(N_i - N_{i-1} - N_\phi)$
1	10			
2	20			
3	30			
...	...			
21	210			

Построить график (в графике отразить зависимость $\ln(N_i - N_{i-1} - N_\phi)(t)$). Расчёты и график желательно делать в программе Microsoft office Excel с последующей распечаткой. Рассчитать период полураспада.

Задание 1

В качестве исследуемого образца применяется серебро Ag с природным содержанием изотопов.

1. Измерить фон до опыта и после опыта. Рассчитать среднее значение фона N_ϕ .

2. Для облучения нейтронами образец следует быстро и аккуратно опустить в пенал, утопленный в щель на крышке парафинового блока.

3. Время облучения образцов нейтронами различно для разных изотопов. Это относится и ко времени измерения наведенной активности. До начала работы необходимо рассчитать время облучения и время измерения наведенной активности для данного образца.

4. Между концом облучения и началом счета активности образца необходимо выбрать такое время выдержки, которое позволило бы исключить влияние короткоживущей компоненты. Оно должно соответствовать 5 периодам полураспада короткоживущего изотопа.

5. После выдержки образец поместить в свинцовый защитный блок, в котором находится детектор, и закрыть крышку.

6. Включить высокое напряжение и начать измерение времени и числа импульсов.

7. Измерения проводить через каждые 10 с и заносить в табл. 1 число накопленных импульсов N_i , пропорциональных числу распавшихся ядер данного изотопа. Общее время измерений 210 с.

8. Построить график (пример рис. 3). Рассчитать период полураспада. Расчёты и график желательно делать в программе Microsoft office Excel с последующей распечаткой.

9. Количество серий измерений для каждого образца следует согласовать с преподавателем.

Задание 2

После облучения *Ag* измерить активность образца, содержащего два радиоактивных изотопа ^{108}Ag и ^{110}Ag . При этом время между концом облучения и началом измерения должно быть как можно меньше.

1. Измерения проводить через каждые 10 с и заносить в табл. 2 число накопленных импульсов, пропорциональных числу распавшихся ядер данного изотопа. Общее время измерений 180 с.

Таблица 2

i	t, c	N_i	$N_i - N_{i-1} - N_{\phi}$	$\ln(N_i - N_{i-1} - N_{\phi})$
1	10			
2	20			
3	30			
...	...			
21	210			

2. Построить график (пример рис. 4). Рассчитайте периоды полураспада для изотопов ^{108}Ag и ^{110}Ag по методике, описанной на с. 11 – 12. Расчёты и график желательно делать в программе Microsoft office Excel с последующей распечаткой.

3. Количество серий измерений для каждого образца следует согласовать с преподавателем.

Контрольные вопросы

1. Закон радиоактивного распада. Вид закона в дифференциальной и интегральной формах. Каков физический смысл постоянной распада? Ее связь со средним временем жизни радиоактивного ядра и периодом полураспада.
2. Что такое активность радиоактивного образца? Процесс активации. Что такое активация насыщения? Закон накопления радиоактивных веществ. Кривая накопления.
3. В каких случаях распад радиоактивного образца нельзя описать с помощью одной экспоненциальной зависимости?
4. Что представляет собой явление ядерной изомерии?
5. Методы определения периода полураспада радионуклидов.
6. Методика получения радиоактивных нуклидов с использованием нейтронного источника. Ядерные реакции, приводящие к образованию радиоактивных нуклидов, которые используются в лабораторной работе.
7. Почему для получения радиоактивных ядер путем облучения стабильных изотопов нейтронами обычно используют нейтроны малых энергий, так называемые тепловые и резонансные нейтроны?
8. Как построить защиту вокруг нейтронного источника и из каких веществ она должна состоять?
9. Блок-схема экспериментальной установки и методика проведения опыта.
10. Методика обработки данных в случае одного и двух радиоактивных нуклидов.

Библиография

Практикум по ядерной физике / под ред. В.О. Сергеева. – СПб. : Санкт-Петербургский гос. ун-т, 2006.

Лабораторная работа № 2 ИЗУЧЕНИЕ СЧЁТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА

Цель работы: получение счетной характеристики и расчёт времени разрешения счетчика.

Краткая теория

Ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и счетчики Гейгера-Мюллера – три типа наиболее старых, но применяющихся в настоящее время детекторов ядерного излучения. Каждый из них содержит камеру, наполненную газом, поэтому эти приборы называются газонаполненными детекторами. Рассмотрим особенности действия этих счетчиков.

На рис. 1 изображена схема включения газонаполненного детектора с центральным электродом 1, изолированным от стенок камеры 2. Разность потенциалов U приложена между стенками и собирающим электродом через сопротивление R . Предположим, что ядерная частица создала в камере N пар ионов.

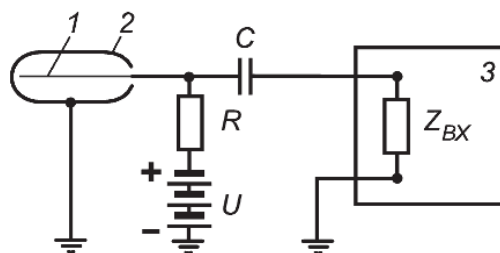


Рис. 1. Схема включения импульсивного газонаполненного детектора: 1 – анод; 2 – катод; 3 – регистрирующее устройство

Положительные и отрицательные заряды движутся внутри камеры по направлению к ее стенкам и к собирающему электроду в соответствии с направлением электрического поля. На рис. 2 показана зависимость величины заряда, появляющегося на электродах при прохождении через камеру одной частицы, от напряжения U . Кривые относятся к случаям, когда частица создает N_1 или N_2 пар ионов, причем $N_2 > N_1$. Эти кривые можно разбить на четыре основных участка. На участке I имеют место два конкурирующих процесса: сбор заряда на электродах камеры и рекомбинация ионов в газовом объеме. При возрастании электрического поля скорость движения ионов увеличивается, вероятность рекомбинации уменьшается и величина заряда, собранного на электродах, растет. При некотором напряжении все ионы, образовавшиеся в процессе ионизации, будут попадать на электроды и величина собранного заряда не возрастает. Наступает насыщение. Этому соответствует горизонтальный участок II.

Участок II кривой называют областью ионизационной камеры. На этом участке заряд, собранный на аноде, определяется только ио-

низационной способностью первичного ионизатора, а величина заряда равна суммарному заряду электронов, образованных в процессе ионизации, то есть пропорциональна энергии частицы. На участке III собранный в камере заряд увеличивается в M раз благодаря газовому усилению. Электроны, созданные в процессе первичной ионизации, ускоряясь, приобретают энергию, достаточную для вторичной ионизации.

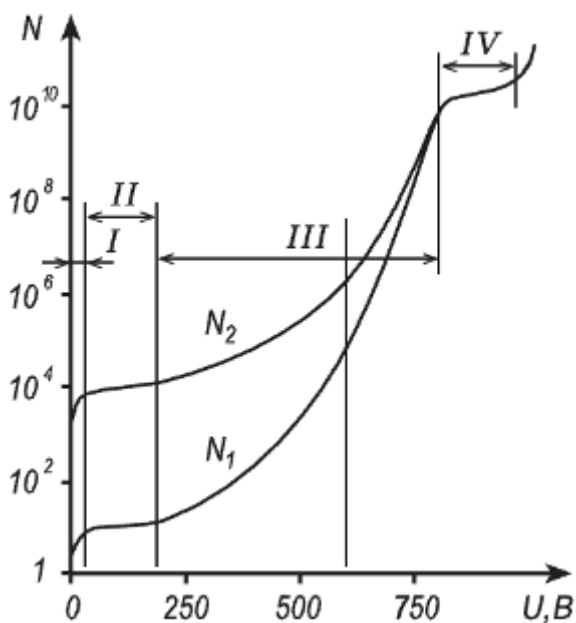


Рис. 2. Зависимость числа собираемых пар ионов от величины приложенного напряжения. Кривая N_1 соответствует регистрации электронов, N_2 – альфа-частицам

Суммарный заряд, собираемый на электродах камеры, увеличивается. В начале участка III коэффициент газового усиления не зависит от первоначальной ионизации, и амплитуда импульсов пропорциональна числу пар ионов, созданных заряженной частицей. Участок кривой, на котором имеется газовое усиление, но сохраняется зависимость между собираемым зарядом и первоначальной ионизацией, называется пропорциональной областью и используется при работе пропорциональных счетчиков.

С возрастанием приложенного напряжения эта пропорциональность постепенно нарушается и в конце участка III величина собранного на аноде заряда становится независимой от величины первоначальной ионизации. Верхняя часть участка III называется областью ограниченной пропорциональности.

На участке IV собираемый заряд не зависит от первоначальной ионизации. Благодаря газовому усилению заряд возрастает до величины, ограничиваемой характеристиками камеры и внешней цепи. Этот участок называется областью Гейгера-Мюллера, а счетчики, работающие в этой области, называются счетчиками Гейгера-Мюллера.

Счетчики Гейгера-Мюллера широко применяются для обнаружения и исследования различного рода радиоактивных и других ио-

низирующих излучений: α - и β -частиц, γ -квантов, световых и рентгеновских квантов, частиц космического излучения и т. д.

Нейтроны и γ -кванты регистрируются счетчиками по вторичным ионизирующим частицам: нейтроны по протонам отдачи, γ -кванты по фото- или комптон-электронам и по электронно-позитронным парам. Медленные нейтроны регистрируются по продуктам вызываемых ими ядерных реакций.

Основным достоинством счетчиков, обусловившим их широкое применение, является их высокая эффективность: любая ионизирующая частица, проходящая через счетчик, будет зарегистрирована, если она создаст хотя бы одну пару ионов, которой оказывается достаточно для образования разряда.

Амплитуда импульсов от счетчика обычно по порядку величины равна 1 В. Следовательно, в электронных устройствах не требуется большого числа каскадов усиления.

Механизм работы позволяет выполнить их в разнообразных вариантах в зависимости от назначения счетчика. Область применения счетчиков ограничена невозможностью его использования для амплитудного анализа энергии излучения, так как амплитуда импульсов на выходе счетчика, как уже говорилось, не зависит от первоначальной ионизации, вызвавшей этот импульс. Подобные ограничения не свойственны пропорциональным счетчикам и другим детекторам, в которых сигнал на выходе зависит от величины энергии, потерянной частицей в детекторе.

1. Принцип работы счётчика

Устройство. Счетчик представляет собой газоразрядный объем с сильно неоднородным электрическим полем. Чаще всего применяются счетчики с коаксиально расположенными цилиндрическими электродами: внешний цилиндр — катод и нить диаметром $\sim 0,1$ мм, натянутая на его оси — анод. Внутренний, или собирающий, электрод (анод) укреплен на изоляторах. Этот электрод обычно изготавливают из вольфрама, позволяющего получить прочную и однородную проволоку малого диаметра. Другой электрод (катод) составляет обычно часть оболочки счетчика. Если стенки трубки стеклянные, ее внут-

ренную поверхность покрывают проводящим слоем (медь, вольфрам, нихром и т. д.).

Электроды располагаются в герметически замкнутом резервуаре, наполненном каким-либо газом (гелий, аргон и др.) до давления от нескольких сантиметров до десятков сантиметров ртутного столба. Для того чтобы перенос отрицательных зарядов в счетчике осуществлялся свободными электронами, газы, используемые для наполнения счетчиков, должны обладать достаточно малым коэффициентом прилипания электронов (как правило, это благородные газы).

Для регистрации частиц, обладающих малым пробегом (α -частицы, электроны), в резервуаре счетчика делается окно, через которое частицы попадают в рабочий объем. На рис. 3 приведены некоторые типичные конструкции счетчиков Гейгера-Мюллера.

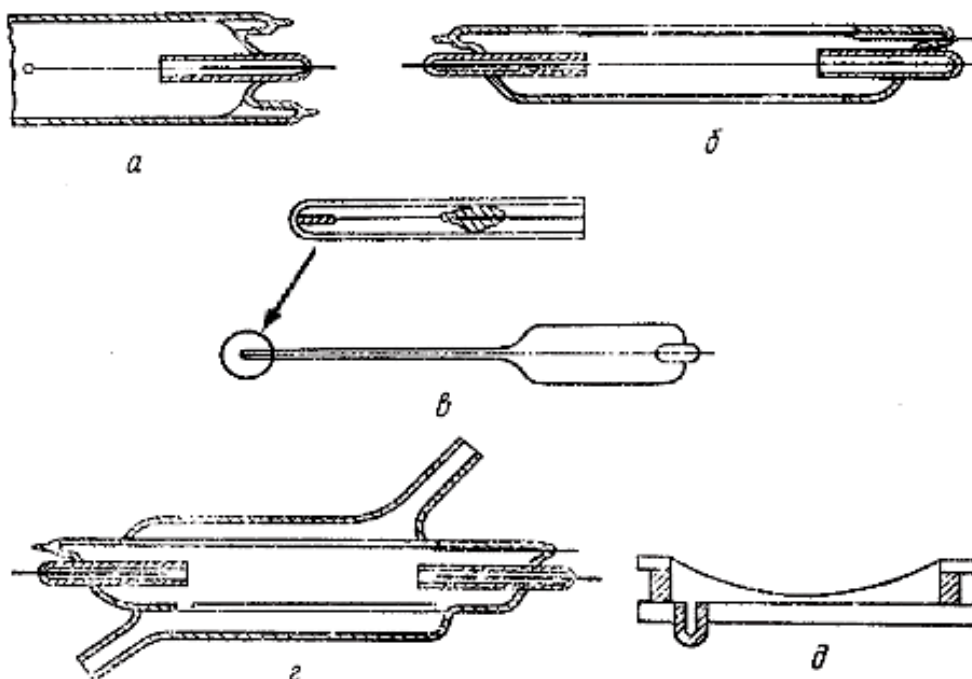


Рис. 3. Различные типы счётчиков Гейгера-Мюллера: а – торцевой; б – цилиндрический; в – игольчатый; г – счетчик с рубашкой; д – плоскопараллельный

Схема включения показана на рис. 1. Напряжение между собирающим электродом и катодом счетчика подается от высоковольтного источника питания. Приведенная схема имеет то преимущество, что катод счетчика поддерживается под потенциалом земли. Собирающий электрод имеет высокий положительный потенциал относи-

тельно земли. Конденсатор С разделяет высоковольтную цепь питания счетчика и входную цепь электронной схемы. Сопротивление R, включенное последовательно с источником питания, отделяет собирающий электрод от источника питания. Благодаря этому сопротивлению потенциал нити во время разряда снижается. Величина сопротивления ($R \sim 10^8 \div 10^9$ Ом) подбирается таким образом, чтобы можно было поддерживать пониженное напряжение на аноде до тех пор, пока положительные ионы не дойдут до катода и нейтрализуются на нем.

Счетная характеристика дает зависимость скорости счета от приложенного напряжения при неизменной интенсивности ионизирующего излучения (рис. 4). Для правильно выбранных рабочих условий эта картина имеет горизонтальный участок, называемый «плато», протяженностью в несколько сот вольт с небольшим наклоном (обычно несколько процентов на 100 В). Напряжение начала счета (порог счета) соответствует минимальным амплитудам импульсов, пропускаемых дискриминатором регистрирующего устройства.

Величина этого напряжения зависит от многих причин, главными из которых являются диаметр нити анода, род газов (входящих в состав смеси), давление газа. На начальном участке счетной характеристики быстрый рост числа импульсов объясняется тем, что счетчик работает в области ограниченной пропорциональности, где возникновение разряда в счетчике зависит от числа первоначально образованных пар ионов.

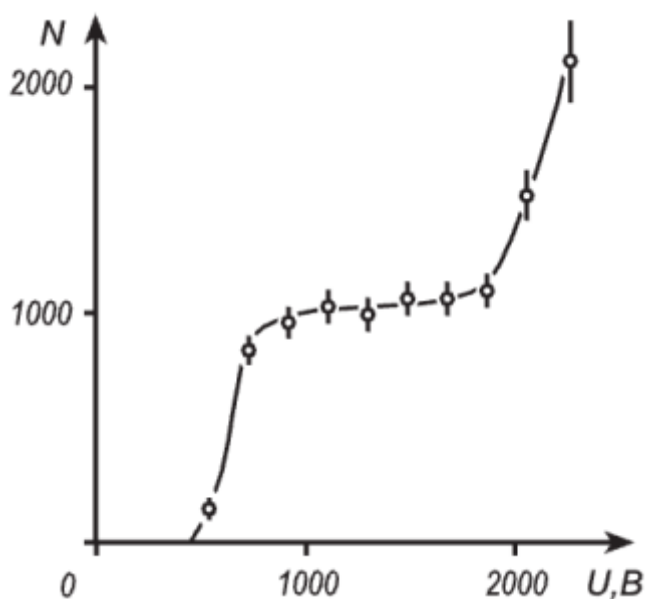


Рис. 4. Счётная характеристика счётчика Гейгера-Мюллера

Начиная с некоторого напряжения, скорость счета практически не зависит от приложенного напряжения, так как здесь каждая ионизирующая частица вызывает импульс с достаточной для регистрации амплитудой (для вспышки разряда достаточно одной пары ионов).

Скорость счета здесь определяется числом актов ионизации, происходящих в рабочем объеме счетчика.

Очевидно, что количественно *правильная регистрация излучения может производиться только со счетчиками, имеющими плато*. Наличие последнего выясняется путем снятия счетной характеристики. Полученная счетная характеристика позволяет судить о величине рабочего напряжения, протяженности и наклоне плато.

Рабочее напряжение, протяженность и наклон плато зависят от природы газа, наполняющего счетчик, а для данного газа от его давления и конструкции счетчика (диаметр катода, толщина нити анода). При повышении давления газа рабочее напряжение, как правило, увеличивается. Рабочее напряжение галогенных счетчиков равно обычно 300 – 500 В, а для счетчиков, не имеющих галогенной добавки, оно составляет 800 В и выше. Причинами наклона плато является наличие вторичных электронов, создающих ложные импульсы, и изменение чувствительного объема счетчика с ростом напряжения.

2. Мёртвое время счётчиков

Частицы, попавшие в счетчик на начальной стадии развития разряда, вообще не регистрируются. Этот промежуток носит название мертвого времени счетчика t_m . В течение некоторого промежутка времени, непосредственно следующего за разрядом, электрическое поле в счетчике из-за наличия чехла положительных ионов имеет меньшую величину. Импульсы, которые создаются частицами, попадающими в это время в счетчик, имеют меньшую амплитуду. Интервал времени, необходимый для полного восстановления величины импульса после окончания мертвого времени, называется временем восстановления t_g (рис. 5).

Разрешающее время счетной системы τ определяет минимальный промежуток времени, которым должны быть разделены пролеты ядерных частиц через счетчик для того, чтобы они были зарегистрированы отдельно. Типичное значение разрешающего времени порядка $10^{-4} - 10^{-3}$ с.

Наблюдаемая \dot{m} и истинная \dot{n} (то есть скорость счета, которая наблюдалась бы в том случае, если бы разрешающее время τ имело бы пренебрежимо малую величину) скорости связаны соотношением

$$\dot{n} = \frac{\dot{m}}{1 - \dot{m}\tau}. \quad (1)$$

Разрешающее время счетной системы можно определить экспериментально методом нескольких источников. В настоящей работе для определения τ применяется установка с несколькими источниками, расположенными по окружности.

Счетчик помещен в центре установки. Производится сравнение скоростей счета отдельных источников с суммарной скоростью счета от тех же источников, открытых одновременно. Предположим \dot{n} – истинная скорость счета, обусловленная i -м источником за вычетом фона ($i = 1, 2, \dots$); \dot{m} – измеренная скорость счета от i -го источника за вычетом фона; \dot{n}_Σ и \dot{m}_Σ – истинная и измеренная суммарные скорости счета от всех источников за вычетом фона. Тогда

$$\sum \dot{n} = \dot{n}_\Sigma,$$

но

$$\dot{n} = \frac{\dot{m}}{1 - \dot{m}\tau}, \quad \dot{n}_\Sigma = \frac{\dot{m}_\Sigma}{1 - \dot{m}_\Sigma\tau}. \quad (2)$$

Пользуясь приближенными равенствами при $\dot{m}\tau \ll 1$ и $\dot{m}_\Sigma\tau \ll 1$

$$\frac{\dot{m}_i}{1 - \dot{m}_i\tau} \simeq \dot{m}_i + \dot{m}_i^2\tau \quad \text{и} \quad \frac{\dot{m}_\Sigma}{1 - \dot{m}_\Sigma\tau} \simeq \dot{m}_\Sigma + \dot{m}_\Sigma^2\tau,$$

получаем уравнение

$$\sum_{i=1}^k \dot{m}_i + \tau \sum_{i=1}^k \dot{m}_i^2 = \dot{m}_\Sigma + \dot{m}_\Sigma^2\tau.$$

Окончательно получаем следующее выражение для τ :

$$\tau = \frac{\sum_{i=1}^k \dot{m}_i - \dot{m}_\Sigma}{\dot{m}_\Sigma^2 - \sum_{i=1}^k \dot{m}_i^2}. \quad (3)$$

Если все измерения проводились за один и тот же интервал времени t , то в вышеприведенных формулах скорости счета \dot{m}_i и \dot{m}_Σ

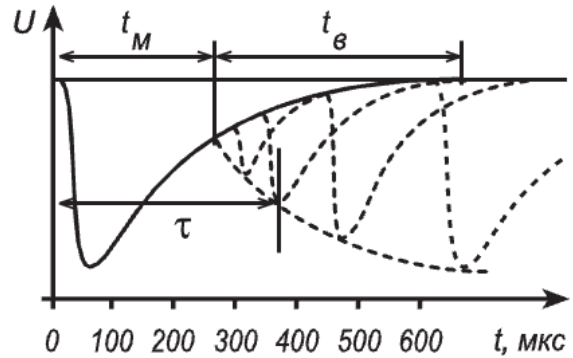


Рис. 5. Мёртвое время t_M , разрешающее время τ и время восстановления $t_в$ типичного счётчика Гейгера-Мюллера, U -потенциал собирающего электрода

можно заменить на числа сосчитанных импульсов \dot{m}_i и \dot{m}_Σ за этот интервал времени:

$$\tau = \frac{\sum_{i=1}^k \dot{m}_i - \dot{m}_\Sigma}{\dot{m}_\Sigma^2 - \sum_{i=1}^k \dot{m}_i^2} \cdot t. \quad (4)$$

Отметим, что погрешность в определении величины τ зависит главным образом от погрешности числителя, который является разностью двух больших и близких по величине чисел. Погрешность знаменателя гораздо меньше и ею можно пренебречь.

Указания по выполнению работы

Общий вид экспериментальной установки показан на рис. 6.

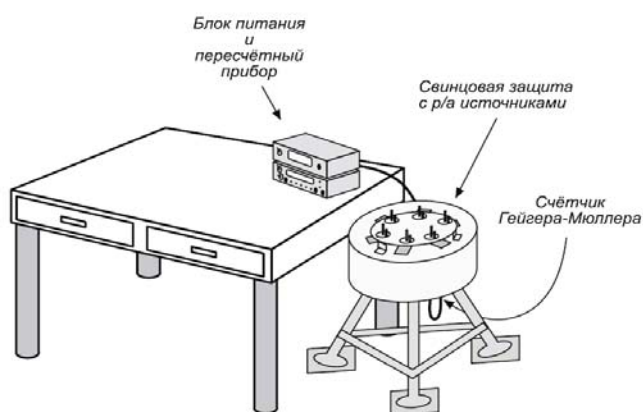


Рис. 6. Общий вид экспериментальной установки

Блок-схема лабораторной установки изображена на рис. 7. Два радиоактивных источника находятся в свинцовой защите 1. Свинцовые заслонки 2 в опущенном состоянии полностью поглощают ионизирующее излучение. Когда одна или две заслонки подняты, счетчик 3 регистрирует радиоактивное излучение. Высокое напряжение на счетчик подается с блока 4. Через формирователь 5 импульсы поступают на пересчётный прибор 6.

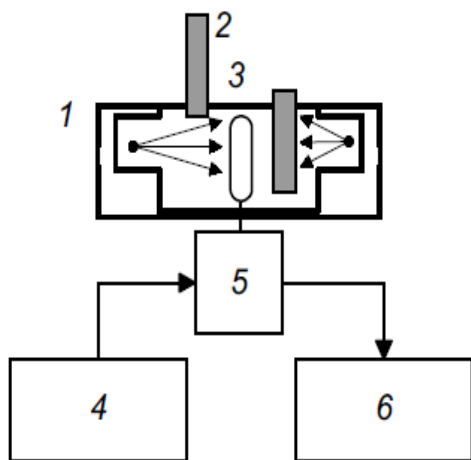


Рис. 7. Блок-схема лабораторной установки

Задание 1. Изучение счетной характеристики счетчика Гейгера-Мюллера.

1. Изучите инструкцию по работе с виртуальной установкой.

2. Установите первоначальное напряжение 340 В, начиная с этого напряжения и далее, меняя напряжение питания U через 20 В до напряжения 520 В, для каждого значения напряжения проведите измерения числа зарегистрированных импульсов N за интервал времени $t = 30$ с. При этом результаты измерений заносите в табл. 1.

Таблица 1

U, В	Число импульсов, N	Скорость счёта, $N/t, c^{-1}$
340		
360		
...		
520		

3. Постройте счётную характеристику (график зависимости $N/t = f(U)$ рис. 8).

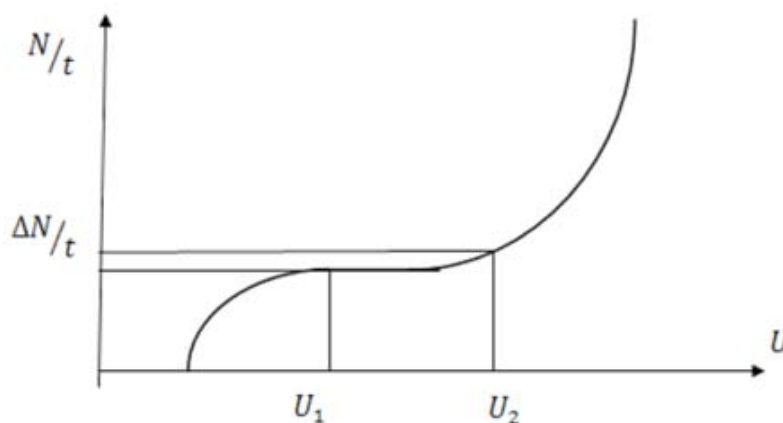


Рис. 8. Счетная характеристика

4. Рассчитайте рабочее напряжение

$$U_p = \frac{U_1 + U_2}{2}.$$

5. Рассчитайте наклон плато: найдите отношение изменения скорости счёта ($\Delta N/t$) к разности напряжений $U_2 - U_1$ и умножьте на 100 %.

Задание 2. Определение разрешающего времени τ счётчика методом двух источников.

1) Выполните эксперимент, как описано в инструкции по работе с виртуальной установкой «Изучение счётчика Гейгера-Мюллера» по п. 12. При этом заполните табл. 2.

Таблица 2

Рабочее напряжение, В	m_1 , число импульсов от 1-го источника	m_{Σ} , число импульсов от 1-го и 2-го источников	m_2 , число импульсов от 2-го источника

2) По формуле (4) рассчитайте время τ , взяв $t = 30$ с.

Инструкция по работе с виртуальной установкой «Изучение счётчика Гейгера-Мюллера»

1. В папке «Изучение счетчика Гейгера-Мюллера» открыть файл «autoipn» с помощью Internet Explorer. Щёлкните *по второй* строчке «Виртуальная л. р.», откроется окно, которое изображено на рис. 9.

2. В режиме «Ознакомление» (первая кнопка внизу слева, рис. 9) изучите названия приборов. На пересчётном приборе выясните, какой дисплей будет показывать время (время измеряется в секундах), а какой число накапливаемых импульсов при распаде ядер.

3. Для проведения измерений выйдите из режима «Ознакомление». Щелчком мыши включить *высоковольтный источник напряжения*, и потом *пересчетный прибор* (3 на рис. 9).

4. Щелчком мыши открыть свинцовую заслонку 1 (см. рис. 9).

5. Щелкните по ручке 4 (см. рис. 9) и в открывшемся окне (рис. 10) введите 340 и нажмите кнопку «Установить».

6. На пересчётном приборе нажмите кнопку «Старт». Начнётся процесс счёта. Через 30 с счёт остановится. Запишите показания счётчика (числа импульсов).

7. На пересчётном приборе щелкните по кнопкам «Сброс», показания дисплеев обнулятся.

8. Нажмите кнопку «+» на *высоковольтном источнике напряжения*, напряжение увеличится на 20 В, на дисплее будет 360 В.



Рис. 9. Виртуальная модель установки для изучения счетчика Гейгера-Мюллера

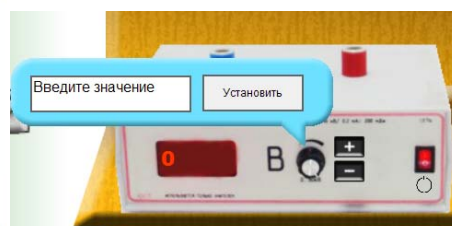


Рис. 10. Окно ввода

9. На пересчётном приборе нажмите кнопку «Старт». Начнётся процесс счёта. Через 30 с счёт остановится. Запишите показания счётчика (числа импульсов).

10. Продолжайте измерения до 520 В включительно.

11. Постройте график по полученным результатам и определите рабочее напряжение счётчика.

12. Определив рабочее напряжение счётчика, задайте его как указано в п. 5.

13. Сосчитайте число импульсов при рабочем напряжении как в п. 6.

14. Сбросьте показания дисплеев на счётном приборе.

15. Щелчком мыши открыть свинцовую заслонку 2 (см. рис. 9).

16. Не меняя рабочее напряжение, сосчитайте число импульсов. Сбросьте показания дисплеев на счётном приборе.

17. Щелчком мыши закрыть свинцовую заслонку 1.

18. Не меняя рабочее напряжение, сосчитайте число импульсов. Сбросьте показания дисплеев на счётном приборе.

Контрольные вопросы

1. Устройство счетчика Гейгера-Мюллера.
2. Процесс развития разряда в газонаполненном счетчике. Зависимость числа собираемых пар ионов от напряжения, приложенного к счетчику.
3. Регистрация заряженных частиц ионизационной камерой.
4. Регистрация заряженных частиц счетчиком Гейгера-Мюллера.
5. Мертвое время и время восстановления счетчика Гейгера-Мюллера. Разрешающее время. Формула связи между истинным и наблюдаемым счетом.
6. Достоинства и недостатки счетчика Гейгера-Мюллера.

Библиографический список

1. Широков, Ю. М. Ядерная физика / Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. – М., 1980.
2. Сивухин, Д. В. Общий курс физики / Д. В. Сивухин. – Т.5. – М., 1989.

Лабораторная работа № 3 ДОЗИМЕТРИЯ

Цель работы: измерение активности и мощности излучения радиоактивных препаратов.

Краткая теория

Современное развитие естественных наук вызвало необходимость систематизации и углубления опыта по исследованию вредного влияния различного рода излучений на биологические и другие объекты.

В данной работе рассматривается влияние на человеческий организм ионизирующего излучения, возникающего при радиоактивном распаде и ядерных реакциях.

В результате воздействия излучения на вещество могут происходить следующие процессы: ионизация атомов и молекул; возбуж-

дение атомов и молекул (с испусканием, как и в случае ионизации, вторичного электромагнитного излучения); химические изменения вещества, в том числе разрушение молекул и образование свободных радикалов; нагревание вещества; ядерные реакции (например захват ядрами нейтронов с последующим образованием и распадом радиоактивных нуклидов) и некоторые другие процессы. Во всех случаях происходит передача энергии излучения веществу, поэтому естественно рассматривать эту переданную энергию как меру воздействия излучения на вещество.

Отсюда следует понятие *дозы* - фундаментальной величины дозиметрии. Доза есть энергия, переданная излучением единице массы вещества $D=E/m$. В качестве единицы дозы может быть выбрана любая величина, имеющая соответствующую размерность. В системе СИ эта величина есть Дж/кг. Единица дозы в системе СИ называется грей (Г. Грей, английский физик, 1905–1965) и она равна: 1 Гр = 1 Дж/1 кг. Ранее использовалась внесистемная единица дозы рад, 1 рад = 100 эрг/г. Так как 1 Дж = 10⁷ эрг, то 1 Гр = 10⁴ эрг/г = 100 рад.

В течение длительного времени и нередко в настоящее время используется внесистемная единица дозы рентген Р. Рентген – это такая доза облучения рентгеновскими или гамма-квантами, при которой в 1 см³ сухого атмосферного воздуха при температуре 0 °С и давлении 760 мм рт. ст. образуются ионы, несущие заряд 1 СГСЕ каждого знака. Если принять, что средняя величина энергии ионизации молекул воздуха составляет 34 эВ, то доза 1 Р соответствует поглощению энергии 88 эрг в 1 г сухого воздуха, что близко к значению 1 рад.

Доза, выраженная в рентгенах, носит название *экспозиционной* (исторический термин). Отметим, что хотя экспозиционная доза относится к сухому воздуху при нормальных условиях, тем не менее её применение имеет смысл, так как воздух (смесь газов N₂–75 %, O₂–23 %, CO₂– 0,05 %, Ar, Ne, Xe, Kr, H₂O–1,85 %) и мягкие ткани человеческого тела состоят из элементов с близкими атомными номерами Z.

Для характеристики воздействия излучения на биологические объекты существенно не только количество энергии, переданной объекту, но и то, каким образом передана эта энергия. Если плотность ионизации при передаче энергии велика, как это имеет место, напри-

мер, при облучении альфа-частицами или протонами, то молекулы белков и ДНК могут быть разорваны в нескольких местах и их повреждения становятся необратимыми, так как защитные механизмы организма не могут их восстановить. Образовавшиеся свободные радикалы весьма токсичны и могут нанести дополнительный вред организму. При облучении электронами или рентгеновскими и гамма-лучами степень разрушения молекул, как правило, значительно меньше, что позволяет защитным силам организма в какой-то мере восстановить молекулы. Для учета особенностей воздействия различных типов излучения на биологические объекты необходимо рассматривать величину линейной плотности ионизации ($ЛПИ = \Delta N / \Delta L$) и величину линейной передачи энергии ($ЛПЭ = \Delta E / \Delta L$) для различных видов излучения с различной энергией. Исходя из величин ЛПИ и ЛПЭ определяются значения коэффициентов, которые следует учитывать при оценке воздействия тех или иных видов излучения на биологические объекты. Эти коэффициенты называются взвешивающими. Значения взвешивающих коэффициентов для ряда излучений приведены в табл. 1 (значения взяты из Норм радиационной безопасности НРБ-99 [1]).

Используя значения взвешивающих коэффициентов, можно определить величину полученной дозы с учетом особенностей воздействия отдельных видов излучения на биологические объекты. Эта доза называется *эквивалентной*. *Эквивалентная доза* $D_{\text{экв}}$ определяется по формуле

$$D_{\text{экв}} = W_R \cdot D_R, \quad (1)$$

где W_R – взвешивающий коэффициент для излучения вида R (см. табл. 1); D_R – доза от излучения вида R. Если поле излучения состоит из нескольких видов излучения R_i , где символом i обозначены отдельные виды излучения, то

$$D_{\text{экв}} = \sum_i W_R \cdot D_R. \quad (2)$$

Единицей измерения эквивалентной дозы является Дж/кг, которая называется зиверт (Р. Зиверт шведский физик, 1896 – 1966), $1 \text{ Зв} = 1 \text{ Дж/кг} = 10^4 \text{ эрг/г}$. Ранее использовалась внесистемная единица эквивалентной дозы бэр (1 Зв равен 100 бэр).

Кроме величины плотности ионизации большое значение имеет место облучения, то есть какой именно орган подвергается воздей-

вию ионизирующего излучения. Было установлено, что наиболее чувствительными к радиации являются кроветворные органы, гонады, легкие, щитовидная железа, желудок.

Величина, характеризующая меру воздействия излучения на человека с учетом радиочувствительности его органов, называется *эффективной дозой*.

Таблица 1

Взвешивающие коэффициенты W_R для отдельных видов излучения

Виды излучения	W_R
Фотоны любых энергий	1
Электроны и мюоны любых энергий	1
Нейтроны с энергией менее 10 кэВ	5
от 10 до 100 кэВ	10
от 100 кэВ до 2 МэВ	20
от 2 до 20 МэВ	10
более 20МэВ	5
Протоны с энергией более 2Мэв	5
Альфа-частицы, осколки деления, тяжелые ядра	20

Определение дозы, полученной отдельным органом, на соответствующий взвешивающий коэффициент для данного органа или ткани

$$D_{эфф.} = \sum W_T \cdot D_T, \quad (3)$$

где D_T – эквивалентная доза в ткани или органе; W_T – соответствующий взвешивающий коэффициент для ткани или органа (табл. 2).

Таблица 2

Взвешивающие коэффициенты W_T для тканей и органов

Тип ткани или органа	W_T
Гонады	0,2
Костный мозг (красный)	0,12
Лёгкие	0,12
Желудок	0,12
Щитовидная железа	0,05
Кожа	0,01

Эффективная доза измеряется в зивертах (Дж/кг). Именно величина эффективной дозы характеризует воздействие излучения на человека, поэтому предельно допустимые уровни облучения выражаются в единицах эффективной дозы. В табл. 3 приведены пределы годовой эффективной дозы, установленные Нормами радиационной безопасности (НРБ-99).

Основные дозовые пределы облучения не включают в себя дозы от природных и медицинских источников, а также дозы вследствие радиационных аварий. На эти виды облучения устанавливаются специальные ограничения.

Таблица 3

Основные годовые дозовые пределы

Лица из персонала (группа А) Эффективная доза в год	Лица из населения Эффективная доза в год
20 мЗв (2бэр) в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 50 мЗв в год	1 мЗв (0,1 бэр) в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 5 мЗв в год

Персонал группы А – это лица, работающие с источниками техногенных ионизирующих излучений. Персонал группы Б – это лица, находящиеся по условиям работы в сфере воздействия источников. Нормы для персонала группы Б не должны превышать 25 % от норм для персонала группы А. Отметим, что дозовый уровень 1 мЗв в год близок к величине естественного фона.

В дозиметрии существенно понятие *мощности дозы*. *Мощность дозы* – это величина дозы, полученной за определенный интервал времени (например час, сутки, год).

Одной из основных дозиметрических характеристик является активность источника. *Активность источника* – это число актов распада радиоактивного нуклида в единицу времени. Единицей активности в системе СИ является беккерель (Бк). Один беккерель равен одному распаду в секунду. Ранее использовалась и до сих пор нередко применяется внесистемная единица активности - кюри, $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

В Нормам радиационной безопасности (НРБ-99) приводятся объёмные содержания нуклидов в воздухе (например, содержание радо-

на, то есть смеси газов ^{220}Rn и ^{222}Rn , не должно превышать 200 Бк/м³). Там же приведены предельно допустимые уровни загрязнения радиоактивными нуклидами кожного покрова, поверхности рабочих помещений и используемых средств защиты (табл. 4).

Внешний покров тела человека полностью поглощает α -частицы, поэтому внешнее облучение α -частицами не представляет опасности для внутренних органов человека. Однако так как плотность ионизации, создаваемая α -частицами, велика (примерно $3 \cdot 10^4$ пар ионов на каждый сантиметр пути), то α -частицы весьма опасны при попадании их внутрь организма. При непосредственном контакте с α -источниками, α -частицы вызывают долго незаживающие ожоги на поверхности тела.

Таблица 4

Допустимые уровни общего радиоактивного загрязнения рабочих поверхностей кожи, средств индивидуальной защиты и поверхности помещений, част./мин · см².

Объект загрязнения	α -активные высокотоксичные нуклиды*	α -активные нуклиды (прочие)	β -активные нуклиды
Кожные покровы, поверхности средств индивидуальной защиты	2	2	200
Поверхности помещений периодического пребывания персонала и находящегося в этих помещениях оборудования	50	200	1000

*Высокотоксичными излучателями считаются нуклиды, допустимая объёмная концентрация которых в воздухе рабочих помещений менее 300 Бк/м³, например ^{226}Ra .

В дозиметрических приборах для регистрации α -частиц и протонов используются сцинтилляционные и газонаполненные детекторы, закрытые тонкими пленками (для уменьшения эффекта поглощения). На эффект поглощения вводятся поправки, зависящие от энергии и вида излучения.

1. Дозиметрия β -излучения

Проникающая способность β -излучения значительно больше, чем α -частиц. Пробег β -частиц в воздухе зависит от их энергии и для частиц, обладающих энергией 3 МэВ, составляет около 3 м. Одежда и кожный покров человеческого тела поглощают около 75 % β -частиц и только 20–25 % проникает внутрь человеческого тела на глубину 2 мм. Наибольшую опасность представляет попадание β -частиц в глаза, так как внешняя поверхность глаза не имеет защитного покрова. Удельная ионизация, создаваемая β -частицей, значительно меньше, чем α -частицей той же энергии. Это объясняется меньшим электрическим зарядом и большей скоростью движения β -частиц, уменьшающей вероятность взаимодействия с атомами. Средняя удельная ионизация, вызываемая β -излучением в воздухе, составляет в среднем 60 пар ионов на 1 см пути β -частицы. Рассеяние играет для легких β -частиц значительно большую роль, чем для тяжелых α -частиц.

При дозиметрии β -излучения следует различать дозиметрию β -источников, введенных в организм (внутреннее облучение), и дозиметрию внешних потоков β -излучения (внешнее облучение).

При дозиметрии β -источника, введенного в организм, необходимо знать период полураспада радиоактивного нуклида, среднюю энергию β -частиц, концентрацию радиоактивного нуклида в облучаемом органе и период полувыведения нуклида из организма. Чтобы вычислить мощность дозы от β -активного нуклида, введенного в организм, предположим, что нуклид распределен равномерно и что пробег электронов мал по сравнению с размерами области, где распределен нуклид. Тогда энергия, поглощенная веществом, равна суммарной энергии испущенных β -частиц.

Мощность дозы в 1 грамме для концентрации n (Бк/г) равна

$$P = 1,6 \cdot 10^{-7} n E \text{ мЗв/ч}, \quad (4)$$

где E – средняя скорость частицы непрерывного спектра, МэВ.

Так как наряду с радиоактивным распадом идёт выделение радиоактивного вещества, то необходимо использовать эффективный период полувыведения $T_{\text{эфф}}$:

$$T_{\text{эфф}} = \frac{T_{1/2} \cdot T_{\text{выб}}}{T_{1/2} + T_{\text{выб}}}, \quad (5)$$

где $T_{1/2}$ – период полураспада; $T_{\text{выв}}$ – период полувыведения радиоактивного вещества.

Если C_0 – начальная концентрация, то

$$C(t) = C_0 \cdot \exp(-t \cdot \ln 2 / T_{\text{эфф}}). \quad (6)$$

Доза внешних потоков β -излучения измеряется тонкостенными счётчиками, изготовленными из материала с малым Z . В качестве детекторов электронов часто используются органические сцинтилляторы. Во всех случаях входные окна дозиметров закрываются тонкими плёнками, на поглощение в которых вводятся соответствующие поправки.

2. Дозиметрия γ -излучения

Гамма-излучение обладает наибольшей проникающей способностью по сравнению с альфа- и бета-излучениями. В воздухе излучение может преодолевать значительные расстояния, не испытывая существенного поглощения. Ослабления γ -излучения можно достигнуть, применяя свинец, сталь, *большие* слои бетона и грунта. Большая проникающая способность γ -излучения делает его особенно опасным при внешнем облучении. Например, чтобы ослабить действие γ -излучения с энергией 1 МэВ в 2 раза потребовался бы свинцовый комбинезон массой 130 кг.

При прохождении γ -квантов через среду, ионизация производится электронами, которые выбиваются из атомов в результате взаимодействия с γ -квантами. Интенсивность потока γ -излучения после прохождения через слой толщиной x определяется экспоненциальным законом

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x), \quad (7)$$

где μ – полный коэффициент ослабления γ -излучения, определяемый свойствами вещества ослабляющего слоя и энергией γ -квантов. Защитные свойства часто характеризуются толщиной половинного поглощения, то есть толщиной слоя, после прохождения которого интенсивность γ -излучения уменьшается вдвое. Связь коэффициента ослабления γ -излучения и слоя половинного ослабления $x_{1/2}$ выражается следующей формулой:

$$x_{1/2} = \ln 2 / \mu \approx 0,693 / \mu. \quad (8)$$

Для оценки ионизирующего γ -излучения используется понятие ионизационной постоянной. *Ионизационная постоянная* радиоактивного нуклида определяется как мощность дозы, создаваемая нефльтрованным γ -излучением точечного источника активностью 1мКи на расстоянии 1см.

Ионизационная постоянная для одной монохроматической линии определяется по формуле

$$K_{\gamma} = \frac{3600 \cdot 3.7 \cdot 10^7 (\tau + \sigma) h\nu}{4 \cdot \pi \cdot 7,1 \cdot 10^4} \frac{P \cdot \text{см}^2}{\text{мКи} \cdot \text{ч}}, \quad (9)$$

где τ – коэффициент фотоэлектрического поглощения в воздухе, см^2 ; σ – коэффициент поглощения при комптоновском рассеивании в воздухе (с учётом вторичного взаимодействия), см^{-1} ; h – энергия кванта. Постоянный множитель возник при переходе к единицам, используемым в дозиметрии (мКи · ч, Р и МэВ).

В табл. 5 указаны значения ионизационной постоянной K_{γ} для некоторых радиоактивных нуклидов.

Таблица 5

Нуклид	$T_{1/2}$	E_{γ} , КэВ	K_{γ} , $\text{Р} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мКи}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1}$	K_{γ} , $\text{мЗв} \cdot \text{см}^2 \times \text{мБк}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1}$
^{24}Na	14,66 ч	1369 и 2754	18,1	4,3
^{60}Co	5,27 г.	1173 и 1332	12,8	3,0
^{131}I	8,04 дн	Сложный спектр	2,2	0,52
^{134}Cs	2,06 г.	Сложный спектр	8,7	2,1
^{137}Cs	30,0 лет	661,6	3,2	0,76
^{170}Tm	129 дн.	84,3	0,3	0,07
^{192}Ir	73,8 дн.	Сложный спектр	4,7	1,12
^{226}Ra	1600 лет	Сложный спектр	8,4	2,0

Для того чтобы определить мощность источника γ -излучения, необходимо знать активность источника, расстояние между облучаемым объектом и источником, значение ионизационной постоянной для данного нуклида и размеры источника.

Мощность дозы от точечного источника γ -излучения вычисляется по формуле

$$P = \frac{K_{\gamma} \cdot A}{R^2} \cdot \frac{P}{4}, \quad (10)$$

где K_{γ} - ионизационная постоянная, $P \cdot \text{см}^2 / (\text{мКи} \cdot \text{ч})$; A - активность источника, мКи; R - расстояние от точечного источника до ионизируемого объекта, см;. При переходе от единиц $P/\text{ч}$ к $\text{Зв}/\text{ч}$ надо учесть, что $1P = 0,0088 \text{ Зв}$.

В случае широкого пучка имеется возможность попадания в детектор рассеянного γ -излучения. Вероятность попадания рассеянных γ -квантов в детектор повышается с увеличением поля облучения. Расчёты мощности дозы от широкого источника сложны. В настоящей работе используется источник небольших размеров, и к ним применимо приближение точечного источника.

3. Измерение активности препаратов

Для того чтобы вычислить полученную дозу и толщину защиты от конкретного вида излучения, необходимо знать или уметь определить абсолютную активность источника ионизирующего излучения. В настоящее время разработаны надежные методы определения абсолютных активностей препаратов. Выбор метода определяется требуемой точностью и качеством источника. Ниже кратко рассматриваются наиболее часто используемые методы и оценивается их применимость.

Метод счета с фиксированным телесным углом позволяет с минимальным количеством аппаратуры определить абсолютную активность, но введение многочисленных поправок, зависящих от энергии и типа излучения (в том числе поправка на самопоглощение излучения в источнике), сильно снижает указанное достоинство. Вводимые поправки не табулируются и требуют определения для каждой установки. Измеряемые активности малы и составляют несколько микрокюри.

Принцип метода очень прост. Измеряемая активность и детектор располагаются на расстоянии R друг от друга и измеряется скорость счета N . Исходя из геометрии опыта и конструкции детектора находится телесный угол Ω , под которым излучение источника попадает в детектор. Обычно перед детектором располагается коллимирующая диафрагма (входное окно детектора), что упрощает определение телесного угла.

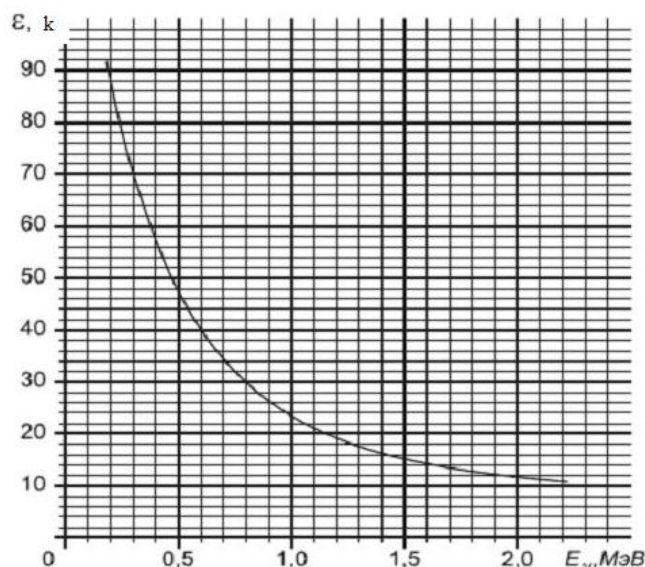


Рис. 1. Зависимость эффективности регистрации детектора с кристаллом NaJ(Tl) (высота $h = 30$ мм, диаметр 45 мм) от энергии лучей

Также необходимо знать *эффективность детектора k* для данного вида излучения.

Активность препарата вычисляется по формуле

$$A = \frac{4 \cdot \pi \cdot N}{\Omega \cdot k}, \quad (11)$$

где k — эффективность детектора, которая определяется по графику (рис. 1).

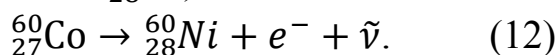
4. Метод γ - γ -совпадений

Для определения активности препарата необходимо измерить полное число распадов, происходящих за 1 с. Эта задача непростая: с одной стороны, не все частицы, возникающие при распаде ядер препарата, попадают в счетчик, с другой — не все частицы, которые попадают в счётчик, будут им зарегистрированы. Это означает, что эффективность счётчика может значительно отличаться от единицы. При этом часть частиц поглощается в препарате, может иметь место отражение от подложки и т.д. Всё это требует введения относительных поправок, точный учёт которых не всегда возможен.

Однако при определении активности препарата, который удерживает только один радиоактивный изотоп вместе с известной схемой распада, при котором последовательно излучается несколько частиц,

эти поправки можно не учитывать, если пользоваться методом двойных совпадений. Для этого препарат помещается между двумя счетчиками, включенными в схему двойных совпадений. В данной работе определяется активность радиоактивного изотопа ${}^{60}_{27}\text{Co}$, схема распада которого приведена на рис. 2.

Ядро изотопа кобальта ${}^{60}_{27}\text{Co}$ находится в возбужденном состоянии со спином равным пяти, и при электронном β -распаде излучает e^- и антинейтрино $\tilde{\nu}$, вследствие чего превращается в ядро изотопа никеля ${}^{60}_{28}\text{Ni}$)



Ядро никеля ${}^{60}_{28}\text{Ni}$ находится в возбужденном состоянии со спином, равным четырём, и при переходе в основное состояние излучает γ -кванты. Переход ядра никеля в основное состояние с изменением спина на 4 единицы маловероятен, а более вероятным является каскадный переход с последовательным изменением спина ядра на 2 единицы, когда излучаются два γ -кванта с энергиями 1,17 и 1,22 МэВ. Время жизни в возбужденном состоянии 10^{-11} с.

Обозначим активность препарата через A . Если вероятность γ -квантов с первым счётчиком β_1 , а вторым – β_2 , то скорости счёта в первом и втором канале с учётом того, что при каскадном распаде излучаются два γ -кванта, будут соответственно равны

$$N_1 = 2\beta_1 A, \quad (13)$$

$$N_2 = 2\beta_2 A. \quad (14)$$

При включении двух счётчиков в схему совпадений с разрешающим временем $\tau \gg 10^{-11}$ с оба каскадные γ -кванты будут регистрироваться практически одновременно. Однако разрешающее время схемы совпадений τ должно быть достаточно малым, чтобы число случайных совпадений $N_{\text{совп}}$, которое определяется выражением

$$N_{\text{совп}} = 2 \cdot N_1 \cdot N_2, \quad (15)$$

было значительно меньшим числа гамма-совпадений. В данной работе используется схема совпадений с разрешающим временем 10^{-5} с.

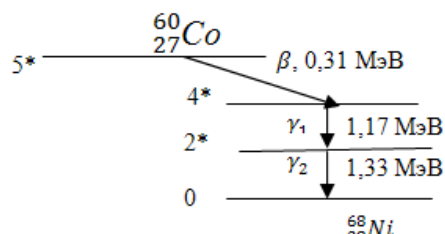


Рис. 2. Схема распада изотопа ${}^{60}_{27}\text{Co}$

В соответствии с теоремой об умножении вероятностей вероятность одновременной регистрации γ -квантов двумя счётчиками равна произведению β_1 и β_2 , то есть

$$\beta = \beta_1 \cdot \beta_2 . \quad (16)$$

Тогда скорость счёта гамма-совпадений

$$N_{\text{совп}} = 2\beta_1 \cdot \beta_2 \cdot A . \quad (17)$$

Необходимо отметить, что при определении вероятности регистрации двойных совпадений необходимо было бы учитывать анизотропию направления вылета второго γ -кванта относительно первого. Однако для ${}^{60}_{27}\text{Co}$ при разлёте γ -квантов под углом 180° соответствующий множитель мало отличается от единицы. Из соотношений (13), (14) и (17) следует, что активность препарата

$$A = \frac{N_1 \cdot N_2}{2N_{\text{совп}}} . \quad (18)$$

Таким образом, для определения активности препарата достаточно осуществить измерение скоростей счёта γ -квантов N_1 и N_2 первым и вторым счётчиком и скорость счёта совпадений $N_{\text{совп}}$.

5. Описание экспериментальных установок

Блок-схема экспериментальной установки для метода γ - γ -совпадений приведена на рис. 3. Радиоактивный препарат 1 размещён между двумя специальными счётчиками γ -квантов, у которых в качестве детекторов используются кристаллы йодида натрия 2. Сцинтилляции, возникающие под действием γ -квантов, регистрируются с помощью ФЭУ-19М-3. Электронные импульсы усиливаются усилителями 4 и поступают на схему совпадений 5. Количество импульсов определяется с помощью детекторного счётчика 6, который может последовательно подключаться к первому и второму каналам, а также к выходу схемы совпадений. Фотоумножители питаются от высоковольтного выпрямителя 7.

Установка для метода с фиксированным телесным углом показана на рис. 4. На рельсовом основании 1 установлен источник радиоактивного излучения 2 в свинцовой защите 3. Детектор излучения состоит из кристалла NaJ(Tl) , фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) 5 и формирователя импульсов 6. Детектор также помещён в свинцовую

защиту 3 для снижения фона. Расстояние между источником и детектором может изменяться путём передвижения источника излучения в свинцовой защите вдоль рельсового основания 1. Расстояние R определяется по шкале, помещённой на рельсовом основании. ФЭУ и пересчётный прибор 8 питаются с помощью высоковольтного выпрямителя 7. С формирователя импульсы поступают на вход пересчётного прибора 8, служащего для счёта импульсов.

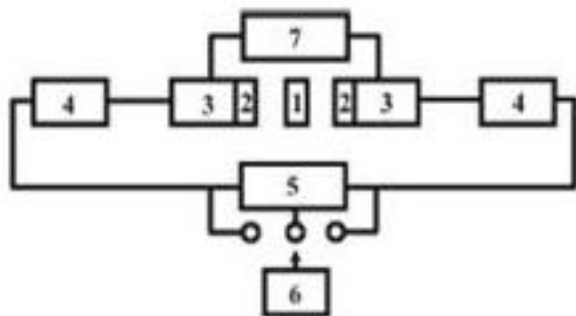


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки для метода γ - γ -совпадений

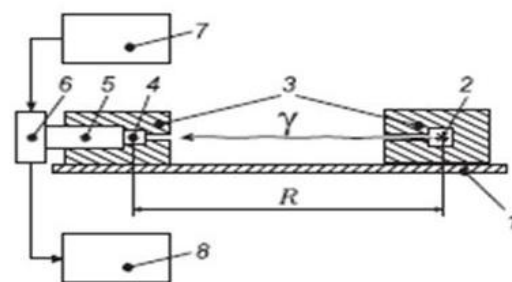


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для метода с фиксированным телесным углом

Указания по выполнению работы

Часть первая. Измерение активности препарата ^{137}Cs методом счёта с фиксированным телесным углом. Расчёт мощности дозы в зоне действия пучка γ -излучения радиоактивного препарата

Схема установки, на которой выполняется первая часть работы, показана на рис. 4. В качестве источника излучения используется радиоактивный препарат ^{137}Cs .

Ход выполнения работы

1. Установите источник излучения на расстоянии $R = 1$ м от детектора. Рассчитайте телесный угол $\Omega = S/R^2$, S – площадь коллиматора детектора, равная $0,159 \text{ см}^2$. Измерьте скорость счёта и рассчитайте активность A по формуле (11), значение эффективности регистрации k определить по рис. 1.

2. Провести вычисление мощности дозы по формуле (10). Значение величины K_γ взять из табл. 5.

3. Повторить пункты 1 и 2 для $R = 0,5$ м и заполнить табл. 6.

Таблица 6

R, м	k	K γ	t, с	Число импульсов	Скорость счета, N, с ⁻¹	Активность	Мощность дозы, Р/ч
1			50				
0,5			50				

Часть вторая. Измерение активности р/а препарата методом γ - γ -совпадений

Блок-схема установки представлена на рис. 3. В качестве источника излучения используется радиоактивный препарат ⁶⁰Со.

Ход выполнения работы

1. Поместите источник радиоактивного излучения между детекторами и измерьте скорость счета первого и второго детектора.

2. Затем проведите измерение скорости счета совпадений и заполните табл. 7.

Таблица 7

t, с	Число импульсов (левый счетчик)	Число импульсов (правый счетчик)	Число импульсов (два счетчика)	Скорость счета, N ₁ , с ⁻¹	Скорость счета, N ₂ , с ⁻¹	Скорость счета, N _{совп} , с ⁻¹	Активность
50							

Инструкция по работе с виртуальной установкой «Дозиметрия»

Для того чтобы начать лабораторную работу, нам необходимо открыть папку «Лаб. раб. № 3 Дозиметрия», далее нажимаем на ярлычок autorun.html, открыть эту программу нужно через браузер internet explorer. В целях безопасности браузер блокирует неизвестные программы, нажимаем на верхнюю строчку правой кнопкой мыши «Разрешить разблокировать содержимое». Нажимаем клавишу «Лабораторная работа «Дозиметрия». Откроется окно *первой части работы* (рис. 5).

В качестве источника излучения используется радиоактивный препарат ¹³⁷Cs. В режиме ознакомления (нажмите в левом нижнем уг-

лу стрелочку с вопросом) изучите, какие приборы используются в данной виртуальной установке.

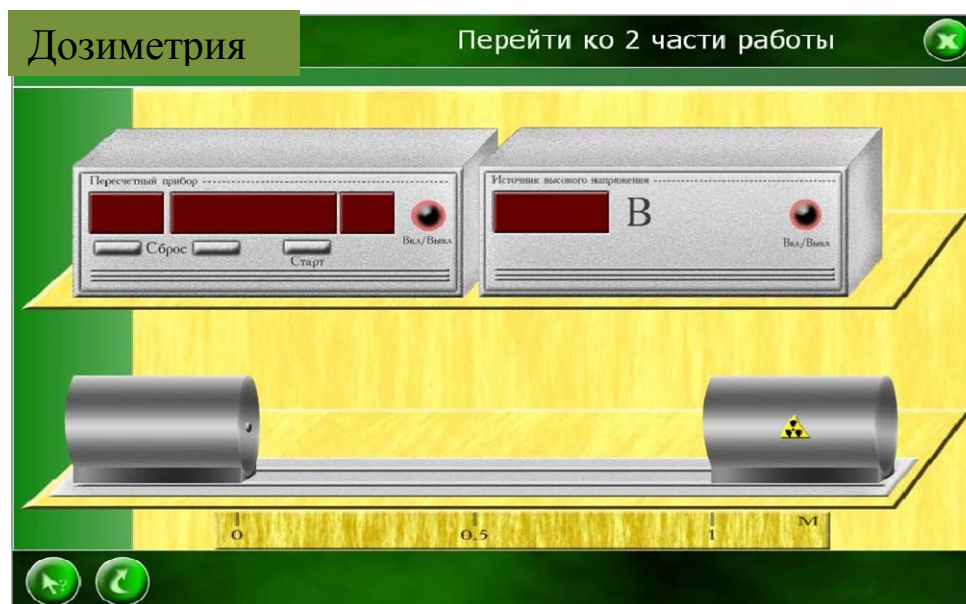


Рис. 5. Виртуальная модель установки «Дозиметрия» (часть 1)

Чтобы начать выполнять *первую часть работы*, нажмите вторую стрелочку в нижнем левом углу. Видим, что наш источник (металлический цилиндр с жёлтым треугольником) расположен на расстоянии $R = 1$ м от детектора (внизу шкала 1 м и 0,5 м), напряжение 3000 В (данная величина в лабораторной работе не изменяется). Далее:

1. Нажмите на правом блоке (*источник высокого напряжения*) «Вкл».
2. Нажмите на блоке, расположенном с левой стороны (*пересчётный прибор*), «Вкл».
3. Нажмите «Старт» на пересчётном приборе.

Примечание: на пересчётном приборе три дисплея, первое – это время t , второе – это число импульсов N и третье – степень, если в результате счёта импульсов на этом дисплее появилась цифра, например 7, то это означает, что число импульсов надо умножить на 10 в степени 7 (10^7).

Чтобы перейти ко *второй части работы*, вверху нажмите «перейти ко второй части работы», откроется следующее окно (рис. 6).

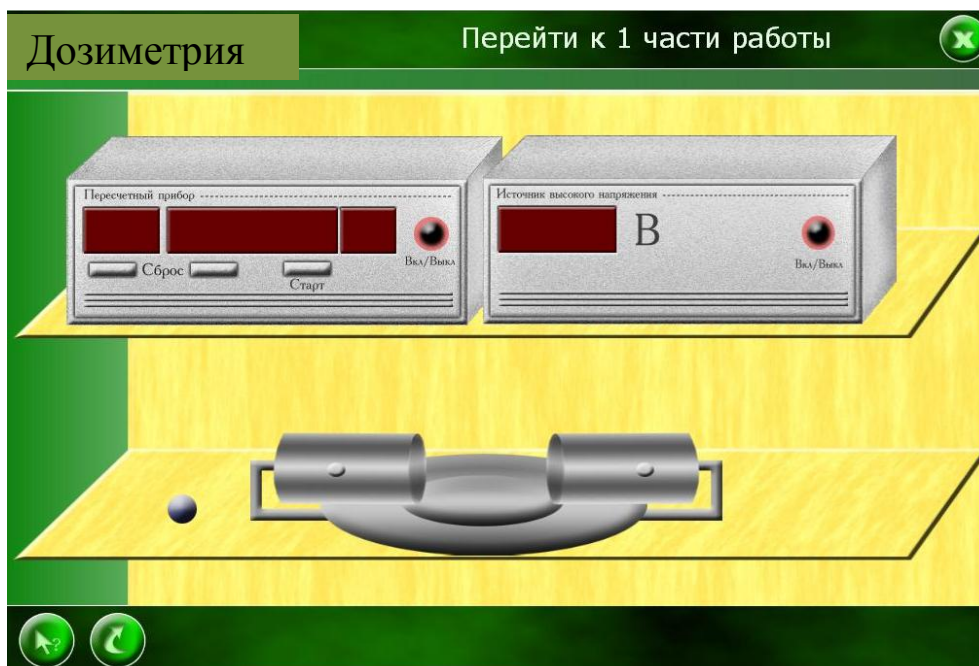


Рис. 6. Виртуальная модель установки «Дозиметрия» (часть 2)

В качестве источника излучения используется р/а препарат ^{60}Co . В режиме ознакомления изучите, что используется в данной установке. Далее:

1. Чтобы начать выполнять вторую часть работы, нажмите вторую стрелочку в нижнем левом углу (начать заново).

2. Нажмите кнопку на первом (левом) детекторе, она должна загореться красным цветом. Поместите источник радиоактивного излучения между детекторами (наводим мышку на шарик, нажимаем левую кнопку мыши и, удерживая её, перетаскиваем шарик на «блюдце», расположенное между детекторами).

3. Нажмите на правом блоке (*источник высокого напряжения*) «вкл». Нажмите на блоке, расположенном с левой стороны (*пересчётный прибор*), «вкл». Нажмите «Старт» на пересчётном приборе.

4. Получили значение от левого детектора - записали в табл. 7. Теперь нажмите «Начать заново».

5. Нажмите на втором (правом) детекторе кнопку – она загорится красным цветом. Помещаем шарик между детекторами, измеряем скорость счёта (п. 3). Результаты счёта от правого детектора заносим в табл. 7.

6. Затем проведите измерение скорости счёта совпадений. Для этого нажмите «начать заново». Нажмите на первом и втором детек-

торе кнопки – обе горят красным цветом. Также помещаем шарик между детекторами, измеряем скорость счёта (п. 3). Результаты счёта от двух детекторов заносим в табл. 7.

7. Рассчитайте активность по формуле (18). Заполните табл. 7.

Контрольные вопросы

1. Что такое доза? Единицы, в которых измеряются доза и мощность дозы.

2. Определение единицы дозы облучения рентген.

3. Что такое 1 Грэй и 1 Зиверт?

4. Каково воздействие ионизирующих излучений на биологические объекты?

5. Коэффициенты качества (взвешивающие коэффициенты). Их физический смысл. Примеры значений коэффициентов качества.

6. Что такое эквивалентная и эффективная дозы?

7. Каковы годовые дозовые пределы для населения и персонала, работающего с ионизирующим излучением (группы А и Б)?

8. Фоновое облучение. Источники фонового облучения в природе.

9. Дозиметрия гамма-излучения. Что такое ионизационная постоянная?

10. Дозиметрия β -излучения.

11. Дозиметрия альфа-частиц и протонов.

12. Схема экспериментальной установки для изучения зависимости дозы гамма-излучения от расстояния. Методика эксперимента и обработки данных.

13. Как рассчитать мощность дозы в зоне действия пучка гамма-лучей?

14. Определение кратности снижения дозы за счет защиты.

15. Что такое активность радиоактивного препарата и в каких единицах она измеряется? Методы определения активности радиоактивных препаратов.

16. Блок-схема установки для определения активности источника методом совпадений. Методика эксперимента и обработки данных. Учет фона и случайных совпадений.

Библиографический список

1. Моисеев, А. А. Справочник по дозиметрии и радиационной гигиене / А. А. Моисеев, В. И. Иванов. – М., 1984. – 296 с.
2. Машкович, В. П. Защита от ионизирующих излучений / В. П. Машкович. – М.: Энергоатомиздат, 1982. – 296 с.
3. Гусев, Н. Г. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов / Н. Г. Гусев, П. П. Дмитриев. – М.: Атомиздат, 1977. – 395 с.
4. Козлов, В. Ф. Справочник по радиационной безопасности / В. Ф. Козлов. – М.: Атомиздат, 1977. – 352 с.

Лабораторная работа № 4 ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫЙ ЗАКОН ПОГЛОЩЕНИЯ ГАММА-ЛУЧЕЙ

Цель работы: определить, ядра какого элемента используются в данной работе в качестве радиоактивного источника.

Краткая теория

В отличие от заряженных частиц, которые при прохождении через вещество вызывают ионизацию и постепенно теряют энергию, γ -квант движется со скоростью света и либо совсем не изменяет скорости (не взаимодействует), либо поглощается или рассеивается и выбывает из пучка. При этом может появиться новый γ -квант с меньшей энергией, а поглотившая его заряженная частица получает энергию.

Число γ -квантов, выбывающих из пучка при прохождении поглотителя толщиной dx , пропорционально dx и числу γ -квантов N , падающих на слой вещества dx . Таким образом, уменьшение числа γ -квантов в пучке равно

$$dN = -\mu N dx. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности μ называется *полным линейным коэффициентом ослабления* (часто μ называют *коэффициентом поглощения*). Из равенства (1) следует, что

$$\mu = \frac{dN}{N dx}, \quad (2)$$

то есть *полный коэффициент ослабления равен относительному ослаблению пучка γ -лучей при прохождении слоя единичной толщины.*

При интегрировании выражения (1) от нулевой толщины до данной получим

$$N = N_0 e^{-\mu x}, \quad (3)$$

откуда:

$$\mu = \frac{1}{x} \ln \frac{N_0}{N}. \quad (4)$$

Коэффициент поглощения также можно найти, вычислив тангенс угла наклона по логарифмическому графику: $\operatorname{tg} \varphi = \mu$ (рис. 1).

Поглощение γ -квантов в веществе происходит в основном за счет трех процессов: *фотоэффекта, рассеивания на свободных электронах (эффект Комптона) и возникновения электронно-позитронных пар.*

Каждый из перечисленных процессов характеризуется своим коэффициентом поглощения, а полный коэффициент поглощения μ является их суммой: $\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{Г}} + \mu_{\text{пар}}$.

Вклад каждого из слагаемых полного коэффициента ослабления зависит от энергии γ -квантов и атомного номера вещества. При малых энергиях наблюдается фотоэлектрическое поглощение. С увеличением энергии преобладающим будет комптоновское рассеивание. При достаточно больших значениях энергии проявляется процесс возникновения электронно-позитронных пар. Поэтому полный коэффициент ослабления γ -лучей в веществе сложным образом зависит от энергии γ -квантов.

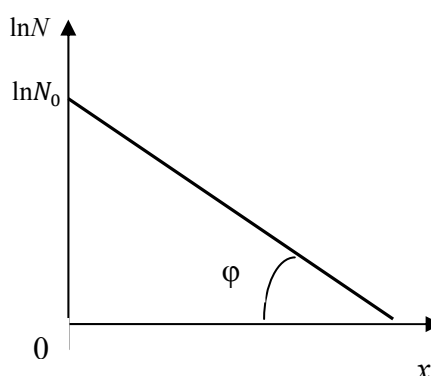


Рис. 1. Зависимость числа γ -квантов от толщины вещества в полулогарифмических координатах

Указания по выполнению работы

Установка, при помощи которой измеряется энергия гамма-лучей методом поглощения, изображена на рис. 2.

Источник гамма-лучей 1 помещается внутри массивного свинцового блока 2, который одновременно служит защитой и коллиматором для получения узкого (почти параллельного) пучка.

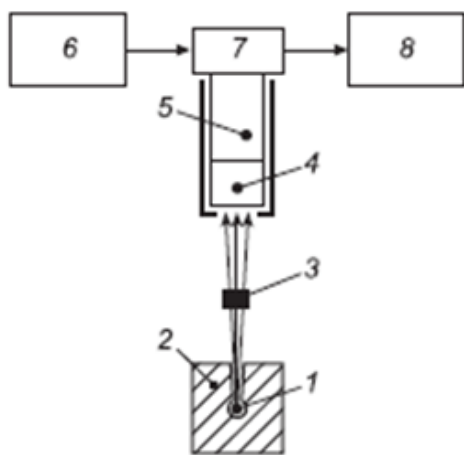


Рис. 2. Блок-схема лабораторной установки

Гамма-лучи проходят через фильтры 3 и регистрируются детектором, который состоит из сцинтилляционного кристалла NaI 4 и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) 5. Напряжение на ФЭУ подается от стабилизатора высокого напряжения 6. Импульсы от ФЭУ через формирователь 7 поступают на счетный прибор 8. Геометрия опыта рассчитывается так, чтобы снизить погрешность измерений, связанную с попаданием в счетчик рассеянных квантов и иг-

рающую значительную роль в данном методе измерений. С этой целью источник устанавливается на значительном расстоянии от счетчика, фильтры удаляются от источника и счетчика. В качестве фильтров используются пластины круглой формы, изготовленные из свинца, меди и алюминия. Диаметр d пластин выбран так, чтобы выполнялось условие $d = 1/\mu$ для $h\nu \sim 1$ МэВ.

Инструкция по работе с виртуальной установкой

1. В папке «Лаб. раб. № 4» открыть файл «autorun» с помощью Internet Explorer. Щёлкните по второй строчке «Виртуальная л. Р.», откроется окно (рис. 3).

2. В режиме «Ознакомление» (первая кнопка внизу слева) изучите названия приборов. На пересчётном приборе выясните, какой дисплей будет показывать время (*время измеряется в секундах*), а 48Акой число накапливаемых импульсов.

3. Для проведения измерений выйдите из режима «Ознакомления». Щелчком мыши включить высоковольтный источник напряжения и пересчетный прибор.



Рис. 3. Виртуальная установка для исследования поглощения γ -лучей

4. Образцы находятся в ящике, чтобы выбрать нужный образец, щёлкните на чёрном треугольнике и откроется список (рис. 4).

5. Выберите образец и щёлкните по нему, чтобы «достать образец».

6. Поместите образец между радиоактивным источником и детектором. Для измерения количества импульсов нажмите старт.

7. Чтобы вынуть образец из-под детектора, щёлкните по нему и потом перенесите в коробку.

8. Сделайте сброс показаний и выберете следующий образец.

Задание 1. Для каждого из металлов снять кривую зависимости числа N регистрируемых γ -квантов от толщины x фильтров (табл. 1).

Задание 2. По данным измерений определить коэффициенты ослабления μ по формуле (4). Зная μ , по кривым зависимости μ от E_γ (см. рис. 5, а, б, в) определить энергию γ -кванта (рис. 5). Полученные значения усреднить. По данным о E_γ определить радиоактивный нуклид (по табл. 1, 2).

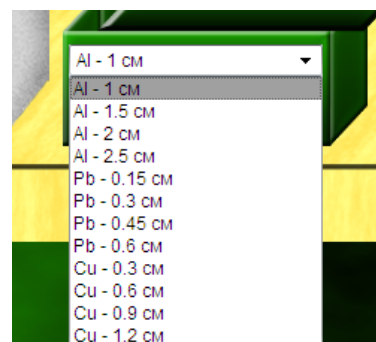
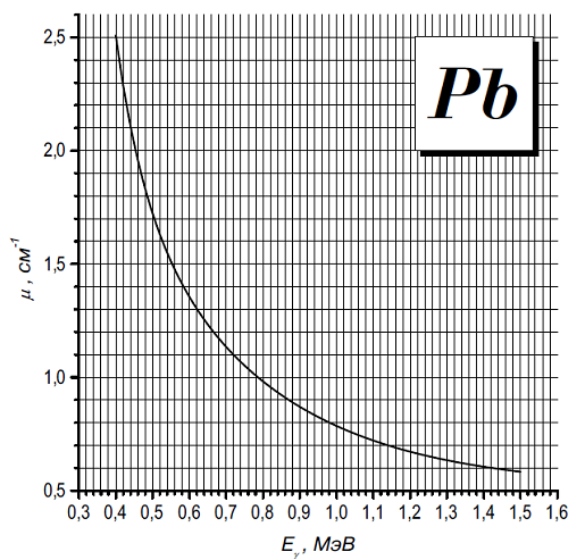


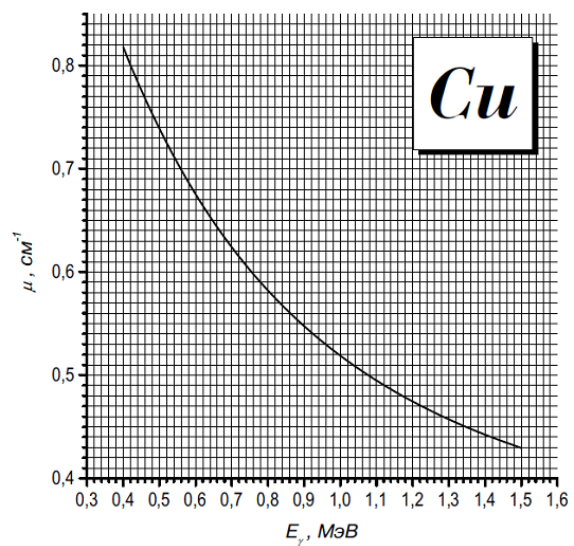
Рис. 4. Виртуальный ящик образцов материалов разной толщины

Таблица 1

Образец Al, x, см	Число импульсов, N	$\ln N$	μ , см^{-1}	E_γ , МэВ
0				
1				
1,5				
2				
2,5				
Pb, x, см				
0				
0,15				
0,3				
0,45				
0,6				
Cu, x, см				
0				
0,3				
0,6				
0,9				
1,2				

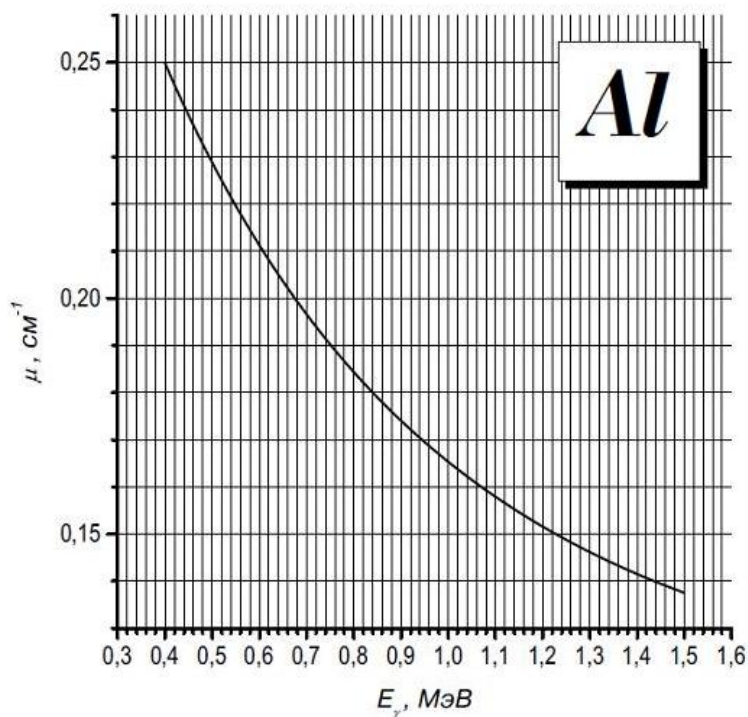


а)



б)

Рис. 5. Зависимость линейного коэффициента ослабления μ от энергии γ -лучей: а – для свинцового поглотителя; б – для медного поглотителя



в)

Рис. 5. Окончание: в – для алюминиевого поглотителя

Таблица 2

Нуклид	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}, \text{кэВ}$
^{22}Na	2,66(2)* г.	1274,53 (2) 511,0034(14)
^{24}Na	14,659(4) ч	1368,598(6) 2753,995(14)
^{51}Cr	27,704 (4) дн.	320,084(6)
^{54}Mn	312,20(7) дн.	834,826(11)
^{60}Co	5,271(1) г.	1173,237(4) 1332,501(5)
^{65}Zn	244,1(2) дн.	511,0034(14) 1115,528(22)
^{88}Y	106,61(2) дн.	898,065(17) 1836,077(18)
^{95}Nb	34,97(3) дн.	765,789(9)
^{109}Cd	1,2665(11) г.	99,034
^{114}In	49,51(1) дн.	190,28(3) 558,43(10) 725,24(12)

Окончание табл. 2

Нуклид	$T_{1/2}$	E_{γ} ,кэВ
^{137}Cs	30,0(2) г.	661,660(2)
^{198}Au	2,6935(4) дн.	411,8045(10)
^{203}Hg	46,60 (2) дн.	279,188(3)
^{207}Bi	32,2 (13) г.	569,150(19)
		1063,10(2)
		1769,71(4)

* В скобках указана погрешность: 2,55(2) означает: $2,55 \pm 0,02$

Вывод: в данной работе в качестве радиоактивного источника используются ядра _____.

Контрольные вопросы

1. Запишите закон поглощения γ -квантов.
2. Назовите процессы, за счет которых происходит поглощение γ -квантов.
3. Запишите выражение, которое устанавливает связь между линейным коэффициентом поглощения и массовым.
4. Объясните наличие минимума на графике зависимости коэффициента ослабления от энергии.
5. Почему при нахождении энергии γ -лучей измеряют поглощение не в одном веществе, а в 2–3 веществах?
6. Может ли происходить фотоэффект на свободных электронах?
7. Объясните механизм образования γ -кванта.

Библиографический список

1. Мухин, К. Н. Введение в ядерную физику / К. Н. Мухин. – М.: Энергоатомиздат, 1993. – 429 с.
2. Практикум по ядерной физике / под ред. В.О. Сергеева. – СПб: СПбГУ, 2006. – 184 с.

Лабораторная работа № 5 ИССЛЕДОВАНИЕ ЖЁСТКОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: изучить угловое распределение жесткой компоненты космических лучей, определить время жизни покоящегося мюона.

Краткая теория

Космические лучи – это поток частиц, приходящих на Землю из межзвездного пространства. *Первичные космические лучи* состоят главным образом из протонов (~90 %), α -частиц и более тяжелых ядер. Основная доля первичных космических лучей имеет энергию 10^9 – 10^{10} эВ, но встречаются также частицы со значительно большей энергией (до 10^{19} эВ). Частицы с энергиями менее 10^9 эВ отклоняются магнитным полем Земли и не попадают на нее. Поток протонной компоненты с энергией выше $2 \cdot 10^9$ эВ составляет примерно один протон на $1 \text{ см}^2/\text{с}$. В результате взаимодействия первичных космических лучей с ядрами атмосферы появляются новые (*вторичные*) частицы – мюоны различных сортов, распад которых приводит к появлению электронов, позитронов и фотонов большой энергии. Таким образом, *вторичные космические лучи*, наблюдаемые на высоте до 10 км, совершенно не похожи по своему составу на первичные космические лучи. Космическое излучение, приходящее в нижние слои атмосферы, принято делить на *мягкую* и *жесткую* компоненты.

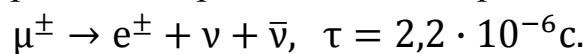
Мягкая компонента состоит из электронов, позитронов и γ -квантов, которые сильно поглощаются в веществе. Поглощение частиц мягкой компоненты существенным образом зависит от порядкового номера Z вещества поглотителя. Частицы мягкой компоненты почти целиком поглощаются десятисантиметровым слоем свинца.

Жесткая компонента состоит из мюонов, которые слабо поглощаются веществом, притом приблизительно одинаково веществами с разными Z .

Столь большое различие проникающей способности частиц обеих компонент связано с тем, что электроны и позитроны мягкой

компоненты при взаимодействии с веществом тратят большую часть своей энергии на излучение, а потери мюонов на излучение сравнительно малы. Это объясняется тем, что количество излученной энергии пропорционально квадрату заряда и обратно пропорционально квадрату массы частицы, а мюон примерно в 207 раз тяжелее электрона.

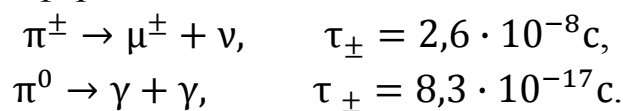
Потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов вещества для электронов и мюонов космических лучей на уровне моря примерно одинаковы и сравнительно малы. Особенностью мюонов является их распад на электроны, нейтрино и антинейтрино



В плотной среде поглощение мюонов обусловлено потерей энергии на ионизацию атомов среды. В газообразной среде пробег мюонов велик и нужно учитывать их выбывание из потока космических лучей за счет спонтанного распада.

Угловое распределение жесткой компоненты космических лучей на уровне моря

Можно считать, что основная часть мюонов рождается в верхних слоях атмосферы и имеет энергию 1 – 10 ГэВ. Мюоны, входящие в состав жесткой компоненты, возникают в результате распада пионов – продуктов ядерного взаимодействия первичных космических лучей с ядрами атмосферы:



Следовательно, мюоны проходят почти весь слой атмосферы ($\sim 900 \text{ г/см}^2$). При этом они частично поглощаются, частично распадаются. Мюоны, идущие под углом θ к вертикали (рис. 1) и попадающие на уровень моря, проходят в атмосфере путь в $1/\cos \theta$ раз больший, чем мюоны, идущие по вертикали. Поэтому вероятность распада для мюонов, идущих под углом θ , больше. При увеличении угла θ будет увеличиваться также слой воздуха, который должны пройти мюоны. Это приводит к увеличению поглощения за счет ионизационных потерь. Таким образом, оба фактора должны привести к уменьшению интенсивности мюонов с увеличением зенитного угла θ .

Можно, однако, выделить мюоны, которые поглотились за счет увеличения количества вещества. Измерения интенсивности вертикального потока мюонов, выполненные на разных глубинах под землей, показали, что число мюонов $N(x)$ уменьшается как функция количества пройденного плотного вещества x (г/см²) по следующему закону:

$$N(x) = \left(\frac{900}{900 + x} \right)^{1,6} = \left(\frac{900}{\xi} \right)^{1,6},$$

где $\xi=900+x$ – полное количество вещества, пройденного мюоном от места генерации до места поглощения (масса вертикального столба воздуха принята равной 900 г/см²). Из рис. 1 видно, что $\xi=900/\cos \theta$. Таким образом, число мюонов, дошедших до счетчика на уровне моря, уменьшается за счет поглощения в веществе по закону:

$$P_1(\theta) \propto (\cos \theta)^{1,6}. \quad (1)$$

С увеличением длины пути, пройденного мюоном, повышается вероятность распада мюона. Вероятность прохождения мюоном пути l без распада равна

$$P_1(\theta) = \exp \left(-\frac{l(\theta)}{L} \right), \quad (2)$$

где $L = \nu\tau$ – длина распадного пробега; $\nu = \beta c$ – скорость мюона; τ – время жизни движущегося мюона. Из релятивистской механики известно

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

где τ_0 – время жизни покоящегося мюона. Тогда

$$L = \beta c \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \beta c \tau_0 \frac{E_\mu}{m_\mu \cdot c^2}, \quad (3)$$

$$E_\mu = m_\mu \cdot c^2 / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (4)$$

где E_μ – полная энергия мюона, E_μ можно принять равной $4 \cdot 10^9$ эВ; m_μ – масса покоящегося мюона, которая в энергетических единицах составляет 105,8 МэВ/с².

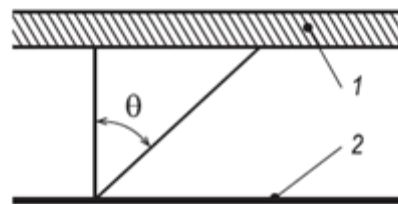


Рис. 1. Генерация мюонов и путь их прохождения в атмосфере: 1 – слой генерации; 2 – уровень моря

Отношение числа мюонов, идущих под зенитным углом θ , к числу вертикально падающих мюонов можно записать в виде:

$$\frac{P_1(\theta)}{N(0^\circ)} = \frac{P_1(\theta) \cdot P_2(\theta)}{P_1(0^\circ) \cdot P_2(0^\circ)} = (\cos\theta)^{1,6} \frac{e^{-l(\theta)/L}}{e^{-l_0/L}}, \quad (5)$$

где $P_1(\theta)$ и $P_2(\theta)$ определены формулами (1) и (2). Из полученной формулы можно выразить L :

$$L = \frac{l_0 - l(\theta)}{\ln\left(\frac{N(\theta)}{N(0^\circ) \cdot (\cos\theta)^{1,6}}\right)}.$$

Можно считать, что по вертикали мюоны проходят путь $l_0 = 15$ км. Путь мюонов под углом θ равен

$$l(\theta) = \frac{l_0}{\cos\theta}. \quad (6)$$

Воспользовавшись формулами (3) и (6), а также экспериментально определенным отношением $N(\theta)/N(0^\circ)$, с помощью формулы (5) можно получить значение τ_0 :

$$\tau_0 = \frac{c \cdot L \cdot m_\mu}{\beta \cdot E_\mu}. \quad (7)$$

Нужно помнить, что проведенные расчеты дают значение τ_0 только по порядку величины, поскольку они не учитывают, как меняется вероятность распада мюонов из-за уменьшения их энергии вследствие ионизационного торможения.

Указания по выполнению работы

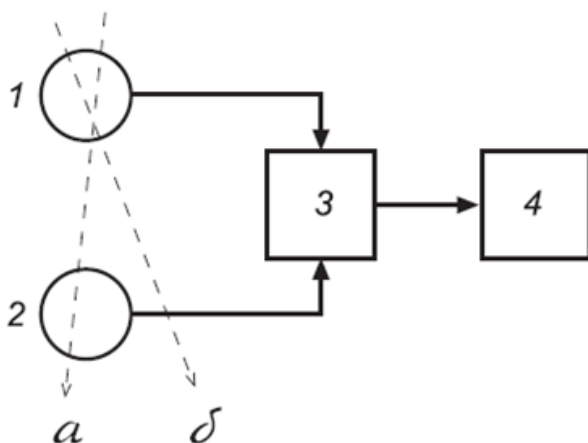


Рис. 2. Блок-схема лабораторной установки

В настоящей работе изучается угловое распределение жесткой компоненты вторичных космических лучей. Работа выполняется с помощью «телескопа», состоящего из двух детекторов, включенных на совпадения (см. блок-схему на рис. 2).

Космические частицы регистрируются детекторами 1 и 2. Если частица пройдет через оба

детектора (частица а), то схема совпадений 3 вырабатывает импульс. Если частица проходит через один из детекторов и не попадает в другой детектор (частица б), тогда схема совпадений импульс не вырабатывает. Таким образом, число импульсов, сосчитанных пересчетным прибором 4, будет равно числу частиц, прошедших через оба детектора и зарегистрированных ими.

Инструкция по работе с виртуальной установкой

1. В папке «Лаб. раб. № 5 » открыть файл «autorun» с помощью Internet Explorer. Щёлкните по второй строчке «Виртуальная л. р.», откроется окно (рис. 3).

В режиме «Ознакомление» (первая кнопка внизу слева) изучите названия приборов. На пересчётном приборе выясните, какой дисплей будет показывать время (время измеряется в секундах), а какой число накапливаемых импульсов при распаде ядер.

2. Для проведения измерений выйдите из режима «Ознакомление». Щелчком мыши включите высоковольтный источник напряжения и пересчетный прибор.

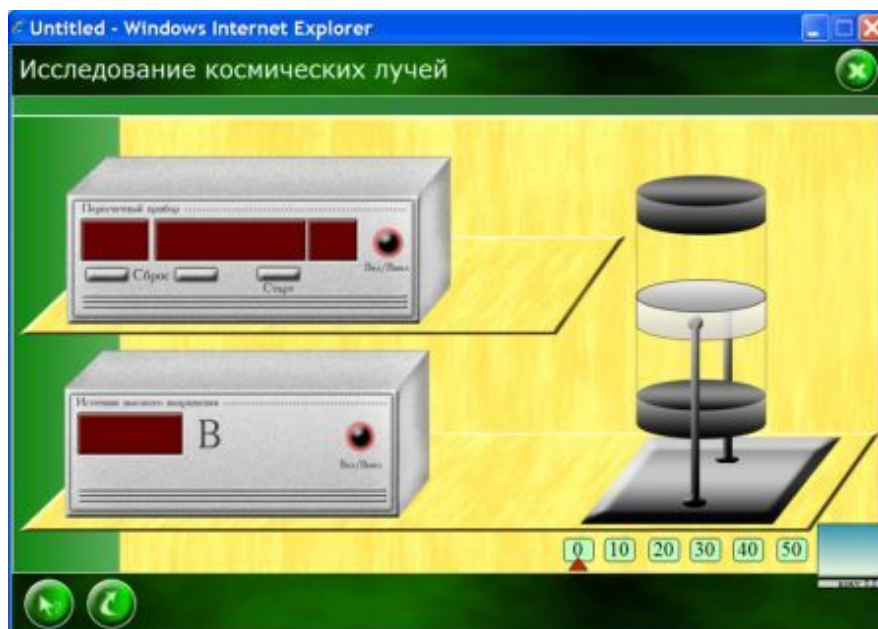


Рис. 3. Виртуальная установка для исследования жесткой компоненты космического излучения

3. Нажмите «Старт» для проведения эксперимента. После снятия показаний нажмите «Сброс». На дисплее (крайний справа) высветятся показания.

чивается степень множителя, например, цифра 8 означает, что число импульсов на среднем дисплее надо умножить на 10^8 .

4. Чтобы повернуть «телескоп» на 10° (20, 30, 40 или 50°), щёлкните по соответствующему указателю.

Задание. Определите угловое распределение жесткой компоненты космических лучей и времени жизни мюона.

1. При помощи виртуальной установки найти угловую зависимость интенсивности жесткой компоненты космических лучей, то есть зависимость счета совпадений N от зенитного угла θ (в том числе для $\theta = 0^\circ$).

2. Длину распадного пробега и время жизни мюона определить одним из способов, указанных на с. 56. Измерения и вычисления занести в таблицу.

θ , град	$N_{\text{изм}}(\theta)$	$N_{\text{изм}}(\theta)/N_{\text{изм}}(0^\circ)$	$l=l_0/\cos\theta$, км	$(\cos\theta)^{1,6}$	L , км
0					
10					
20					
30					
40					
50					

Время жизни покоящегося мюона можно найти из формулы (6).

Контрольные вопросы

1. Состав и энергия первичных космических лучей.
2. Мягкая и жесткая компоненты космических лучей.
3. Механизм образования мезонов в космических лучах. Характеристики распада π - и μ -мезонов.

4. Почему электроны и позитроны космических лучей относятся к «мягкой» компоненте и поглощаются целиком приблизительно в 10 см свинца, а μ -мезоны той же энергии относятся к «жесткой» компоненте и свободно проходят через этот слой?

5. Время жизни μ -мезонов, учет эффекта, следующего из специальной теории относительности.

6. Зависимость вероятности поглощения и распада от расстояния, пройденного μ -мезонами в атмосфере.

Библиографический список

1. Григоров, Н. Л. Космические лучи / Н. Л. Григоров, М. А. Кондратьева, И. Д. Рапопорт. – М.: Физматгиз, 1962.
2. Вайсенберг, А. О. Мю-мезон / А. О. Вайсенберг. – М.: АН СССР, 1963.
3. Добротин, Н. А. Космические лучи / Н. А. Добротин. – М.: Гостехиздат, 1954.
4. Гинзбург, В. Л. Происхождение космических лучей / В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. – М.: АН СССР, 1963.
5. Мурзин, В. С. Космические лучи и их взаимодействие / В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева. – М.: Атомиздат, 1968.
6. Мурзин, В. С. Введение в физику космических лучей / В. С. Мурзин. – М.: Изд-во МГУ, 1988.

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Лабораторная работа № 6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОНА МЕТОДОМ МИЛЛИКЕНА

Цель работы: определение элементарного заряда (заряда электрона) методом Милликена.

Краткая теория

Определение элементарного заряда может быть выполнено при помощи ряда методов:

1. Измерением заряда сосчитанных непосредственно частиц.
2. Статистической обработкой результатов наблюдений шротт-эффекта (дробовый шум в электронных лампах).
3. Из равенства $e \cdot N_a = F$, где F – число Фарадея, а N_a – число Авогадро (может быть очень точно определено, например, из наблю-

дений дифракции на кристалле рентгеновских лучей известной длины волны).

4. Из измерения скорости перемещения заряженных микроскопических частиц в однородном электрическом поле.

В данной работе используется последний метод, так как он служит одновременно наиболее прямым и убедительным доказательством того, что электрические заряды дискретны. (Замечание о дискретности электрического заряда: любой электрический заряд Q тела равен целому кратному заряду электрона ($e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл) $Q = \pm n|e|$, где $n=1, 2, 3, \dots$).

В основу метода положено изучение движения заряженных капелек жидкости (масла) в однородном электрическом поле. Измеряя скорости капелек, падающих в поле силы тяжести (при отсутствии электрического поля), и скорости капелек, поднимающихся в поле сил тяжести (при наличии электрического поля), можно вычислить действующую на капельку силу электрического поля. Зная величину напряжённости электрического поля, можно определить заряд капельки.

Измерение элементарного заряда по этому способу и доказательство дискретности электрического заряда были проведены в классических опытах Р. Милликена в 1914 – 1916 гг.

На движущуюся заряженную каплю масла, помещённую в однородное электрическое поле, действуют следующие силы:

1. Сила трения со стороны воздуха; по закону Стокса она равна

$$F_1 = 6\pi r\eta v, \quad (1)$$

где r – радиус частицы, η – вязкость воздуха ($\eta=1,82 \cdot 10^{-5}$ кг/м·с), v – скорость капли.

2. Сила тяжести

$$F_2 = mg = \rho_1 \cdot Vg, \quad (2)$$

где m – масса капли, g – ускорение свободного падения ($g=9,8$ м/см²), V_g – объём капли ($V_g = \frac{4}{3}\pi \cdot r^3$), ρ_1 – плотность масла ($\rho_1=1,03 \cdot 10^3$ кг/м²).

3. Выталкивающая сила (сила Архимеда) со стороны воздуха

$$F_3 = \rho_2 \cdot Vg, \quad (3)$$

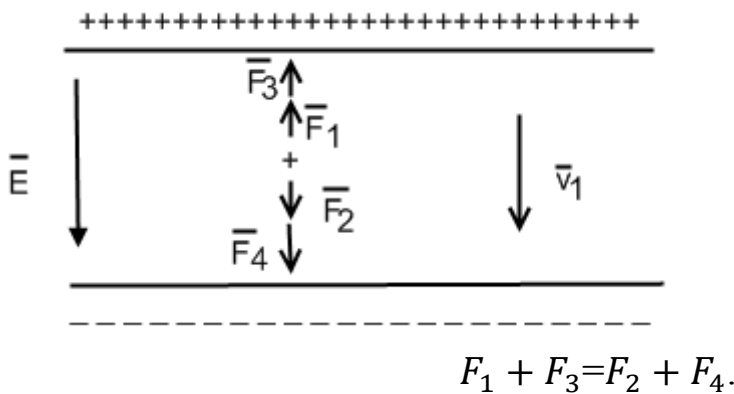
где ρ_2 – плотность воздуха ($\rho_2=1,293$ кг/м²).

4. Сила со стороны электрического поля (поле заряженного конденсатора)

$$F_4 = QE = Q \frac{U}{d}, \quad (4)$$

где Q – заряд капли, E – напряжённость электрического поля, U – напряжение на пластинах конденсатора, d – расстояние между пластинами.

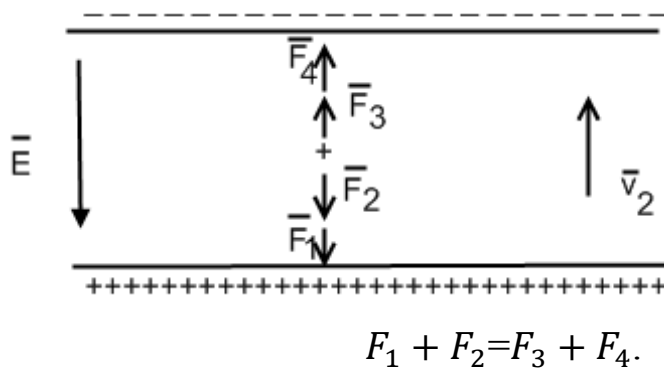
При установившемся движении капли вниз со скоростью \bar{v}_1 :



Следовательно:

$$v_1 = \frac{1}{6\pi r \eta} (QE + \frac{4}{3}\pi \cdot r^3 g(\rho_1 - \rho_2)). \quad (5)$$

При установившемся движении капли вверх со скоростью v_2 :



Следовательно:

$$v_2 = \frac{1}{6\pi r \eta} (QE - \frac{4}{3}\pi \cdot r^3 g(\rho_1 - \rho_2)). \quad (6)$$

Из формул (5) и (6) можно получить формулы для определения заряда и радиуса r капель через скорости движения капли вверх и вниз:

$$Q = C_1 \frac{(v_1+v_2)\sqrt{v_1-v_2}}{U}; r = C_2\sqrt{v_1-v_2},$$

где $C_1 = 2,73 \cdot 10^{-11} \text{кг(м/с)}^{1/2}$; $C_2 = 6,37 \cdot 10^{-5} \text{кг(м/с)}^{1/2}$.

Указания по выполнению работы

В пространство между пластинами конденсатора через отверстие в верхней пластине вводятся капли масла. За их движением наблюдают в оптическую трубу (рис. 1). Частицы освещаются пучком света от источника (И) и видны в затемненном поле как светящиеся точки.

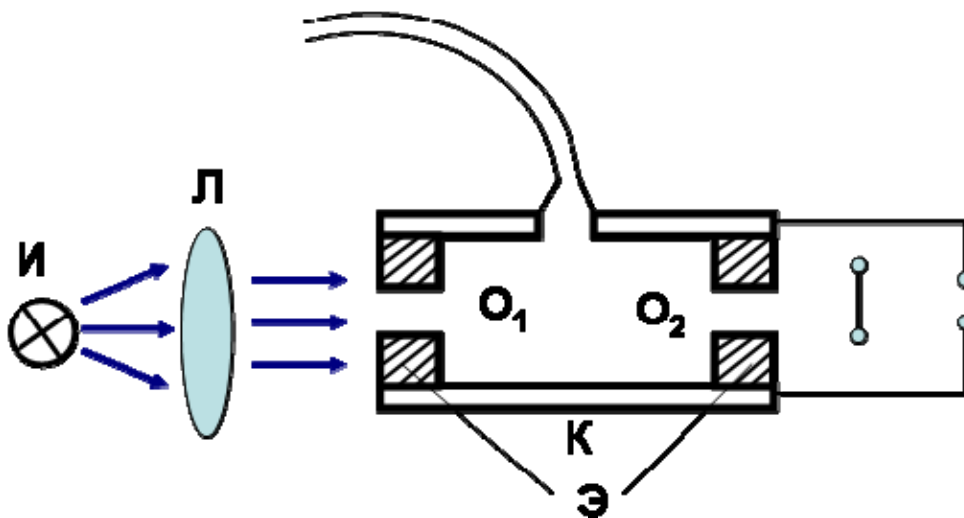


Рис. 1. Блок схема экспериментальной установки

Для уменьшения движения воздуха внутри конденсатора пространство между пластинами ограничено с боков эбонитовым кольцом (Э), имеющим три окошка (два служат для прохождения светового пучка (О₁ и О₂), а третье, перпендикулярное к первым двум, используется для наблюдения движения капель).

Порядок выполнения работы

1. Установите на компьютер "виртуальную модель современной установки Милликена" (рис. 2).
2. Установите на блоке питания напряжение 150 В (нажмите кнопку "150").
3. Подайте положительный потенциал на верхнюю пластину конденсатора в установке Милликена (нажмите "Черную кнопку" пе-

реключателя направления электрического поля). При этом включится подсветка поля микроскопа.

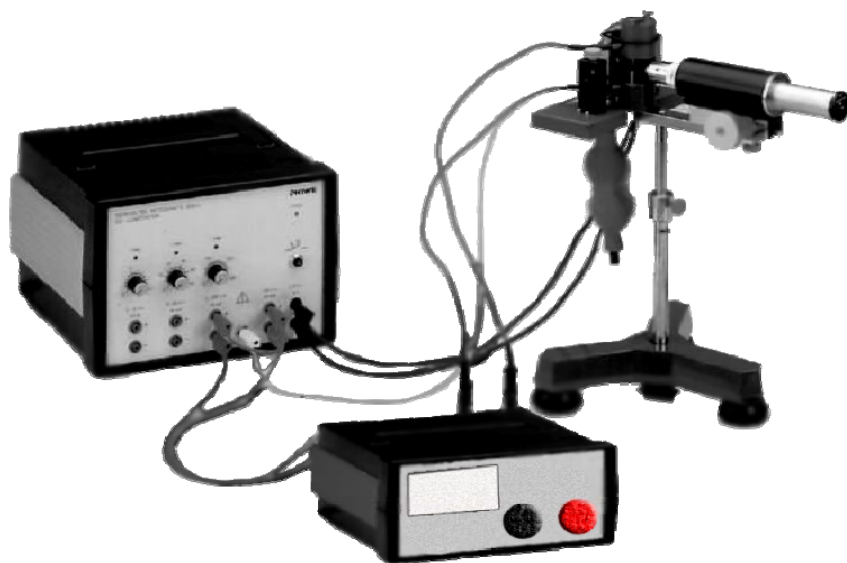


Рис. 2. Виртуальная модель экспериментальной установки Милликена

4. Нажмите на грушу, впрыснув масло в пространство наблюдения. Из видимых капель выделите ту, которая будет двигаться вертикально.

5. С помощью секундомера определите время движения t_1 выбранной капли вниз при прохождении определённого расстояния S_1 , а также время движения t_2 этой же капли вверх при прохождении определённого расстояния S_2 . Пройденное каплей расстояние определяется как произведение цены деления (0,029 мм) микрометра на число пройденных делений шкалы. Занесите данные в табл. 1. Повторите опыт с тремя каплями.

6. Повторите эксперимент для нескольких (трех) капель при напряжении 300 В. Данные занесите в табл. 1. Используя данные табл. 1, сделайте расчёт скоростей капель v_1 и v_2 , радиусов r и зарядов Q капель по формулам, приведённым в описании работы. Так как заряд капли есть целое число n элементарного заряда e (заряда электрона) $Q = ne$, то можно определить заряд электрона. Заполните табл. 2.

7. Рассчитайте погрешности полученных результатов и заполните табл. 2.

Примечание. В этой лабораторной работе мы выполним обратную: зная заряд электрона, определим их среднее количество на одной капле.

Таблица 1

U, В	Номер капли	S_1 , мм	t_1 , с	S_2 , мм	t_2 , с
150					
-150					
300					
-300					

Таблица 2

Номер капли	v_1 , м/с	v_2 , м/с	Q, Кл	r, м	n	e, Кл

Контрольные вопросы

1. Почему при движении капельки масла в поле конденсатора её скорость устанавливается постоянной?
2. Для чего в опытах Милликена используется плоский конденсатор?
3. Как рассчитать электрическую силу, действующую на капельку?
4. При каких условиях заряженная капля движется вверх?
5. Как движется в электрическом поле свободный электрон без начальной скорости?

Библиография

Приходько, А. В. Элементарный заряд и опыт Милликена / А. В. Приходько. – СПб: СПбГПУ, 2007. – 16 с.

ПРИЛОЖЕНИЯ

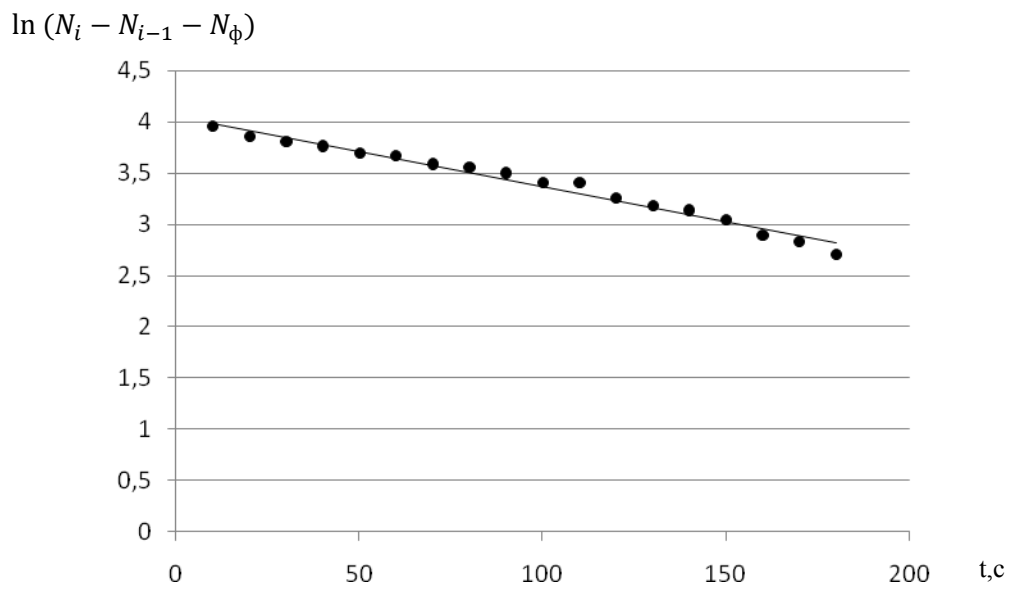
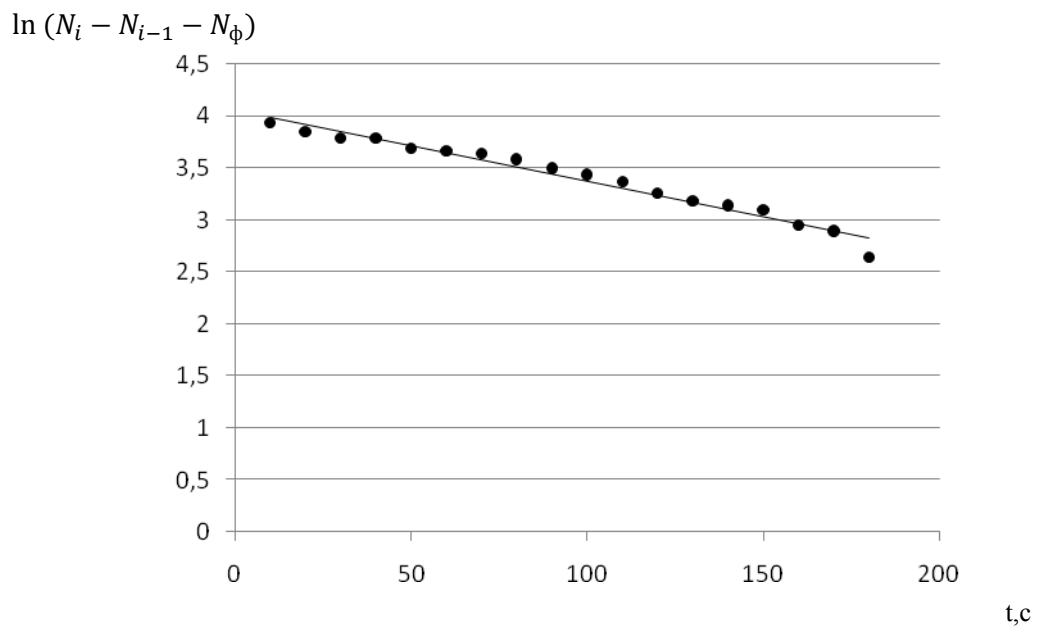
Приложение к лабораторной работе № 1

$$N_{\phi} = 2$$

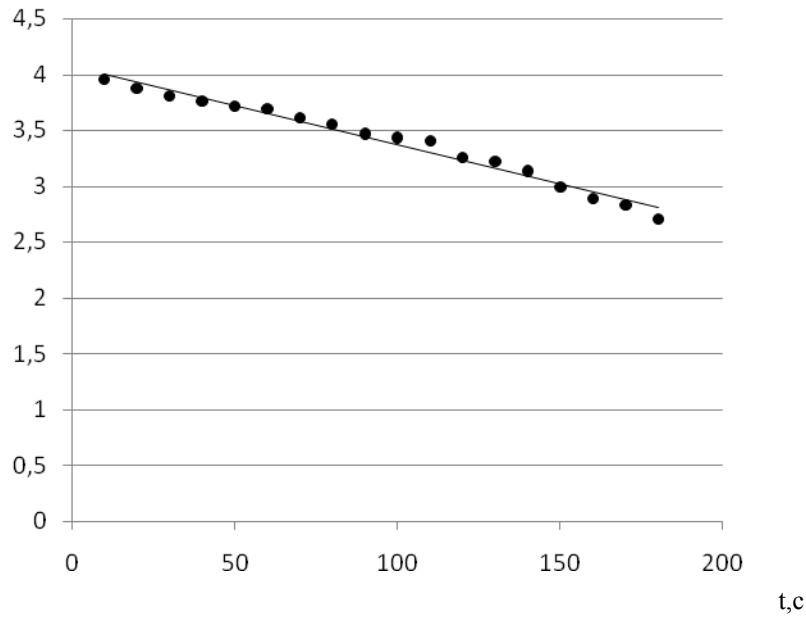
i	t,c	N_i	$N_i - N_{i-1} - N_{\phi}$	$\ln(N_i - N_{i-1} - N_{\phi})$
1	10	53	51	3,93
2	20	102	47	3,85
3	30	148	44	3,78
4	40	194	44	3,78
5	50	236	40	3,69
6	60	277	39	3,66
7	70	317	38	3,64
8	80	355	36	3,58
9	90	390	33	3,50
10	100	423	31	3,43
11	110	454	29	3,37
12	120	482	26	3,26
13	130	508	24	3,18
14	140	533	23	3,14
15	150	557	22	3,09
16	160	578	19	2,94
17	170	598	18	2,89
18	180	614	14	2,64
19	190	617	1	0
20	200	617	-2	-
21	210	618	-1	-
1	10	54	52	3,95
2	20	103	47	3,85
3	30	150	45	3,81
4	40	195	43	3,76
5	50	237	40	3,69
6	60	278	39	3,66
7	70	316	36	3,58
8	80	353	35	3,55
9	90	388	33	3,50
10	100	420	30	3,40
11	110	452	30	3,40

Окончание таблицы

i	t,c	N_i	$N_i - N_{i-1} - N_\phi$	$\ln(N_i - N_{i-1} - N_\phi)$
12	120	480	26	3,26
13	130	506	24	3,18
14	140	531	23	3,14
15	150	554	21	3,04
16	160	574	18	2,89
17	170	593	17	2,83
18	180	610	15	2,71
19	190	611	-1	-
20	200	613	0	-
21	210	615	0	-
1	10	54	52	3,95
2	20	104	48	3,87
3	30	151	45	3,81
4	40	196	43	3,76
5	50	239	41	3,71
6	60	281	40	3,69
7	70	320	37	3,61
8	80	357	35	3,56
9	90	391	32	3,47
10	100	424	31	3,43
11	110	456	30	3,40
12	120	484	26	3,26
13	130	511	25	3,22
14	140	536	23	3,14
15	150	558	20	2,99
16	160	578	18	2,89
17	170	597	17	2,83
18	180	614	15	2,71
19	190	617	1	0
20	200	617	-2	-
21	210	619	0	-



$$\ln(N_i - N_{i-1} - N_\phi)$$



$$\lambda = \text{tg}\varphi$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

$$\lambda_1 = 0,0068 \text{ Бк} \quad T_1 = 101,9 \text{ с}$$

$$\lambda_2 = 0,0069 \text{ Бк} \quad T_2 = 100,4 \text{ с}$$

$$\lambda_3 = 0,007 \text{ Бк} \quad T_3 = 99 \text{ с}$$

$$\langle T \rangle = 100,4 \text{ с}$$

Найдём среднее значение периода полураспада по формуле

$$\langle T \rangle = \frac{\sum_i T_i \cdot p_i}{\sum_i p_i}; \text{ где}$$

$$p_i = \frac{1}{\Delta T_i^2};$$

$$\Delta T_1^2 = (T_1 - \langle T \rangle)^2 = 2,161 \text{ с}^2;$$

$$\Delta T_2^2 = (T_2 - \langle T \rangle)^2 = 0,0009 \text{ с}^2;$$

$$\Delta T_3^2 = (T_3 - \langle T \rangle)^2 = 2,045 \text{ с}^2;$$

$$p_1 = 0,463 \frac{1}{\text{с}^2};$$

$$p_2 = 1111,111 \frac{1}{c^2};$$

$$p_3 = 0,489 \frac{1}{c^2};$$

$$\langle T \rangle = \frac{101,9 \cdot 0,463 + 100,4 \cdot 1111,11 + 99 \cdot 0,489}{0,463 + 1111,111 + 0,489} = 100,4 \text{ с.}$$

Найдём ошибку

$$\frac{1}{\Delta T} = \sum_i \frac{1}{\Delta T_i^2};$$

$$\frac{1}{\Delta T^2} = 0,463 + 1111,111 + 0,489 = 1112,06 \text{ с}^{-2};$$

$$\frac{1}{\Delta T} = 0,33 \text{ с}^{-1};$$

$$\Delta T = 1,73 \text{ с};$$

$$T = (100,4 \pm 1,73) \text{ с};$$

Период полураспада $T = \langle T \rangle \pm \Delta T = (100 \pm 2) \text{ с.}$

Приложение к лабораторной работе № 2

Таблица П2.1

U, В	Число импульсов, N	Скорость счёта, N/t, с ⁻¹
340	4201	140,03
360	24960	832
380	29179	972,63
400	32483	1082,77
420	31256	1041,87
440	32461	1012,03
460	33334	1111,13
480	33457	1115,23
500	45817	1527,23
520	63358	2111,93

Таблица П2.2

Рабочее напряжение U, В	m_1 – число импульсов от 1-го источника	$m_{1,2}$ – число импульсов от 1-го и 2-го источников	m_2 – число импульсов от 2-го источника
440	32489	56115	65885

Рассчитаем рабочее напряжение

$$U_p = \frac{U_1 + U_2}{2} = \frac{340 + 520}{2} = 440 \text{ В.}$$

Вычислим наклон плато

$$\frac{\Delta N}{U_1 - U_2} = \frac{1115,23 - 1082,77}{480 - 400} = 0,406 \frac{1}{\text{В} \cdot \text{с}};$$

Определим разрешающее время счетчика

$$\tau = \frac{\sum_i^k m_i - m_\Sigma}{m_\Sigma^2 - \sum_{i=1}^k m_i^2},$$

$$\tau = \frac{(32489 + 56115) - 65885}{(65885)^2 + (32489)^2 + (56115)^2} = 0,000166 \text{ мс} \cdot 30 = 498 \cdot 10^{-5} \text{ с};$$

$$\tau \approx 5 \text{ мс.}$$

Приложение к лабораторной работе № 3

Протокол измерений

Данные:

$S = 0,159 \text{ м}^2$ – площадь коллиматора детектора;

$k = 0,36$ – эффективность детектора.

Для первого опыта:

для радиоактивного изотопа цезия Cs ионизационная постоянная

$$K_\gamma = 3,2R \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мКи}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1}.$$

Для второго опыта:

для радиоактивного изотопа кобальта Co ионизационная постоянная :

$$K_\gamma = 12,8R \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мКи}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1}.$$

R – расстояние от точечного источника до ионизируемого объекта.

Таблица ПЗ.1

R, м	k	$K_\gamma, R \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мКи}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1}$	t, с	N – число импульсов	Скорость счёта, N/t, с^{-1}	A – активность, Бк	P – мощность дозы, P/ч
1	0,36	3,2	50	$7,11 \cdot 10^7$	$1,42 \cdot 10^6$	$3,12 \cdot 10^{12}$	$2,698 \cdot 10^{-5}$
0,5	0,36	12,8	50	$2,84 \cdot 10^8$	$5,68 \cdot 10^6$	$3,116 \cdot 10^{12}$	$10,781 \cdot 10^{-5}$

Таблица ПЗ.2

t, с	N_1 число импульсов, левый счетчик	N_2 число импульсов, правый счетчик	N_{1-2} число импульсов двух счетчиков	Скорость счета, $N_1/t, с^{-1}$	Скорость счета, $N_2/t, с^{-1}$	Скорость счета, $N_{1-2}/t, с^{-1}$	Активность
50	$4,26 \cdot 10^{13}$	$3,81 \cdot 10^{13}$	$7,24 \cdot 10^{13}$	$8,52 \cdot 10^{11}$	$7,6 \cdot 10^{11}$	$1,448 \cdot 10^{11}$	$2,42 \cdot 10^{21}$

1) Вычислим телесный угол для R_1 и R_2

$$\Omega = \frac{S}{R^2};$$

$$\Omega_1 = \frac{0,159}{1^2} = 0,159 \cdot 10^{-4};$$

$$\Omega_2 = \frac{0,159}{0,5^2} = 0,636 \cdot 10^{-4}.$$

2) Рассчитаем активность по формуле $A = \frac{4\pi \cdot N}{\Omega \cdot k}$

для первого опыта

$$A_1 = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot 1,42 \cdot 10^6}{0,159 \cdot 10^{-4} \cdot 0,36} = 3,12 \cdot 10^{12};$$

$$A_1 = \frac{4 \cdot 3,14 \cdot 5,68 \cdot 10^6}{0,636 \cdot 10^{-4} \cdot 0,36} = 3,116 \cdot 10^{12}.$$

3) Запишем формулу для вычисления мощности излучения

$$P = \frac{K_{\gamma} \cdot A}{R^2}.$$

Рассчитаем мощность для $R_1 = 1\text{ м}$

$$P_1 = \frac{3,2 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-4} \cdot 3,116 \cdot 10^{12}}{3,7 \cdot 10^{10}} = 2,698 \cdot 10^{-5} \text{ P/ч.}$$

4) Рассчитаем мощность дозы для $R_2 = 0,5\text{ м}$

$$P_2 = \frac{3,2 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-4} \cdot 3,116 \cdot 10^{12}}{3,7 \cdot 10^{10} \cdot 0,25} = 10,78 \cdot 10^{-5} \text{ P/ч.}$$

5) Найдём активность для 2-й части используя данные табл. ПЗ.2 по формуле (18)

$$A = \frac{N_1 \cdot N_2}{2 \cdot N_{\text{совп}}} = \frac{4,26 \cdot 10^{13} \cdot 3,81 \cdot 10^{13}}{2 \cdot 7,24 \cdot 10^{13}} = 1,12 \cdot 10^{13} .$$

Приложение к лабораторной работе № 4

Образец	Число импульсов, N	LnN	μ , см-1	E_γ , МэВ
Al, x, см				
0	–	14,288	–	–
1	1313786	14,088	0,2	0,68
1,5	1188739	13,988	0,2	0,68
2	1075609	13,888	0,2	0,68
2,5	973230	13,788	0,2	0,68
Pb, x, см	Число импульсов, N	LnN	μ , см-1	E_γ , МэВ
0	–	14,288	–	–
0,15	1344326	14,111	1,18	0,68
0,3	1126237	13,934	1,18	0,68
0,45	943575	13,757	1,18	0,68
0,6	790504	13,580	1,18	0,68
Cu, x, см	Число импульсов, N	LnN	μ , см-1	E_γ , МэВ
0	–	14,288	–	–
0,3	1326279	14,098	0,633	0,68
0,6	1096239	13,907	0,635	0,68
0,9	906073	13,717	0,634	0,68
1,2	748961	13,526	0,635	0,68

Из полученных результатов по таблице нуклидов делаем вывод, что в эксперименте использовались ядра ^{137}Cs .

Приложение к лабораторной работе № 5

$$t = 50 \text{ с} ; U = 3000 \text{ В}$$

θ , град	$N_{\text{изм}}(\theta)$	$N_{\text{изм}}(\theta)/N_{\text{изм}}(0^0)$	$l=l_0/\cos\theta$, км	$(\cos\theta)^{1,6}$	L , км
0	13693	1	15	1	
10	13221	0,96	15,23	0,98	11,15

Окончание таблицы

θ , град	$N_{\text{изм}}(\theta)$	$N_{\text{изм}}(\theta)/N_{\text{изм}}(0^0)$	$l=l_0/\cos\theta$, км	$(\cos\theta)^{1,6}$	L , км
20	11920	0,87	15,96	0,91	21,36
30	9895	0,72	17,32	0,79	25
40	7474	0,55	19,58	0,65	27,4
50	4838	0,35	23,34	0,49	24,79

$$\tau_0 = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$$

Приложение к лабораторной работе № 6

Таблица П6.1

U, В	Номер капли	S_1 , мм	t_1 , с	S_2 , мм	t_2 , с
150	1	(20·0,029)	5,71		
	2	0,58	6,13		
	3		6,16		
-150	1			0,58	24,15
	2				
	3				
300	1	0,58	3,69		
	2		3,58		
	3		3,61		
-300	1			0,58	9,39
	2				
	3				

Таблица П6.2

Номер капли	$v_1, 10^{-3}$ м/с	$v_2, 10^{-3}$ м/с	$Q, 10^{-19}$, Кл	$r, 10^{-7}$, м	n	e , Кл
1	0,102	0,024	2	5,63	1,2	$1,6 \cdot 10^{-19}$
2	0,095	0,025	1,8	5,33	1,1	
3	0,094	0,027	1,8	5,21	1,1	
4	0,157	0,062	1,9	6,24	1,1	
5	0,162	0,062	2	6,37	1,2	
6	0,161	0,056	2	6,53	1,2	
					$\langle n_{150} \rangle =$ 1,07	
					$\langle n_{300} \rangle =$ 1,17	

Оглавление

Введение.....	3
<i>Ядерная физика:</i>	
Лабораторная работа № 1. Исследование искусственной радиации.....	4
Лабораторная работа № 2. Изучение счётчика Гейгера-Мюллера.....	16
Лабораторная работа № 3. Дозиметрия.....	28
Лабораторная работа № 4. Экспоненциальный закон поглощения гамма-лучей.....	46
Лабораторная работа № 5. Исследование жёсткой компоненты космического излучения.....	53
<i>Электричество:</i>	
Лабораторная работа № 6. Определение заряда электрона методом Милликена.....	59
Приложения.....	65

ВИРТУАЛЬНЫЕ ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ ПО ФИЗИКЕ

Методические указания

Составители

Галкин Аркадий Федорович
Гончаров Александр Васильевич
Дорожков Владимир Васильевич

Ответственный за выпуск – зав. кафедрой профессор В.В. Дорожков

Подписано в печать 19.06.12.

Формат 60x84/16. Усл. печ. л. 4,42. Тираж 100 экз.

Заказ

Издательство

Владимирского государственного университета
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых
600000, Владимир, ул. Горького, 87.