

Министерство образования Республики Беларусь
БЕЛОРУССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра «Техническая физика»

ИЗУЧЕНИЕ
СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ
РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Методические указания
к лабораторной работе

Минск
БНТУ
2011

УДК 539.162(075.8)

ББК 22.383я7

И 88

Составители:

И.К. Султанова, Н.Г. Блинкова

Рецензенты:

Г.Н. Блинков, Л.Я. Сандригайло

Методические указания содержат цели работы, теоретическую и практическую части, контрольные вопросы и литературу.

В теоретической части приводятся сведения о строении атомного ядра, его устойчивости, свойствах ядерных сил, а также о статистических закономерностях распада радиоактивных ядер, полученных из теории вероятности.

В экспериментальной части дано описание бытового дозиметра, используемого в работе и порядок выполнения работы. Приведены расчетные формулы величин, характеризующих статистические закономерности закона радиоактивного распада. По результатам измерений и расчетов строится график зависимости среднего статистического отклонения среднего арифметического от скорости счета.

Методические указания к лабораторной работе: «Изучение статистических закономерностей радиоактивного распада» способствуют усвоению статистических закономерностей радиоактивного распада и могут быть рекомендованы для использования в учебном процессе.

Цель работы: изучить закон радиоактивного распада, сравнить экспериментальный закон распределения числа отсчетов с пуассоновским, рассчитать квадратичную ошибку и относительное статистическое отклонение среднего арифметического скорости счета.

Приборы и принадлежности: бытовой дозиметр АНРИ-01 «СОСНА», радиоактивный препарат.

Краткие теоретические сведения

В опытах Резерфорда было доказано, что атом состоит из положительно заряженного ядра и окружающих его электронов. Резерфорд показал, что ядра имеют размеры порядка 10^{-14} – 10^{-15} м. Атомное ядро состоит из протонов и нейтронов, которые называют нуклонами. Общее число нуклонов в атомном ядре называют массовым числом – A . Атомное ядро характеризуется зарядом – Ze , где e – заряд протона, Z – зарядовое число, равное числу протонов в ядре и совпадающее с порядковым номером химического элемента в Периодической системе элементов.

Исследования показали, что атомные ядра являются устойчивыми образованиями. Это означает, что в ядре между нуклонами существует определенная связь. Из масс-спектрометрических измерений выясняется, что масса ядра меньше, чем сумма масс составляющих его нуклонов. Но, так как, всякому изменению массы соответствует изменение энергии, то, следовательно, при образовании ядра должна выделяться определенная энергия. Для разделения ядра на составные части необходимо затратить такое же количество энергии, которое выделяется при его образовании. Энергия, которую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны, называется энергией связи ядра. Полная энергия ядра связана с его массой соотношением Эйнштейна

$$E = mc^2.$$

Масса ядра характеризуется выражением

$$M_y = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta M,$$

где ΔM – дефект массы, который характеризует энергию связи нуклонов в ядре;

m_p – масса протона;

m_n – масса нейтрона.

Огромная энергия связи нуклонов в ядре указывает на то, что между нуклонами в ядре существует сильное взаимодействие, которое имеет характер притяжения. Оно удерживает нуклоны в ядре на расстоянии 10^{-15} м друг от друга, несмотря на сильное кулоновское отталкивание между протонами. Ядерное взаимодействие между нуклонами относится к сильному взаимодействию и имеет ряд особенностей:

- ядерные силы являются короткодействующими;
- ядерные силы обладают зарядовой независимостью, т. е. одинаковы между протонами и нейтронами, между протонами;
- ядерные силы не являются центральными, так как их нельзя представить направленными вдоль прямой, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов;
- ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинов нуклонов;
- ядерные силы обладают свойством насыщения – это означает, что каждый нуклон в ядре взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов.

Сильное взаимодействие обусловлено тем, что нуклоны виртуально обмениваются частицами, получившими название мезонов.

Величина $\varepsilon = \frac{\Delta A}{A}$ – удельная энергия связи – энергия, необходимая для удаления из ядра одного нуклона. Полная энергия связи пропорциональна числу нуклонов в ядре A :

$$\Delta \dot{A} = \varepsilon \dot{A}.$$

Для большинства ядер удельная энергия связи постоянна, максимальное значение ε при $A = 50$, а на легких и тяжелых ядрах она уменьшается. Если уменьшать число нуклонов в ядре, то объем ядра стремится к нулю быстрее его поверхности и, следовательно, роль поверхностных эффектов будет возрастать с уменьшением A , что приводит к уменьшению удельной энергии связи. Спад справа от максимального значения обусловлен ростом числа протонов и соответственно увеличением кулоновского отталкивания, что приводит к уменьшению ε . Неустойчивые ядра склонны к самопроизвольному распаду, которое сопровождается испусканием различных видов радиоактивных излучений и элементарных частиц. Радиоактивность является свойством атомного ядра, точнее его состояния. Повлиять на ход процесса радиоактивного распада нельзя, не изменив состояния атомного ядра. Следовательно, для данного ядра, находящегося в определенном энергетическом состоянии, вероятность радиоактивного распада λ за единицу времени постоянна. Это означает, что число актов радиоактивного распада dN за время dt определяется только количеством радиоактивных ядер N в данный момент времени t

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

Согласно основному закону распада (1) число ядер dN , распадающихся за бесконечно малый промежуток времени dt , пропорционально числу ядер N , не распавшихся к данному моменту времени. Константа λ характеризует неустойчивость радиоактивного изотопа. Знак « $-$ » соответствует убыванию вещества в процессе распада.

Как следует из уравнения (1):

$$\lambda = -\frac{dN}{Ndt}.$$

Отсюда видно, что постоянная распада λ численно равна доле атомов $\frac{dN}{N}$, распадающихся в единицу времени, при условии, что dt достаточно мало по сравнению с периодом полураспада (времени, когда число атомов в результате распада уменьшится наполовину) λ имеет размерность, обратную времени.

В результате решения уравнения (1) получается следующий закон изменения числа не распавшихся ядер со временем:

$$N_t = N_0 e^{-\lambda \cdot t}. \quad (2)$$

Выражение (2) представляет интегральный вид основного закона радиоактивного распада.

Если в уравнение (2) подставить вместо времени t период полураспада T , то может быть найдена связь постоянной распада λ с периодом полураспада:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}.$$

Величина обратная постоянной радиоактивного распада равна среднему времени жизни радионуклида τ :

$$\tau = \frac{1}{\lambda}.$$

На рис. 1 представлена кривая изменения числа не распавшихся ядер радиоактивного изотопа со временем.

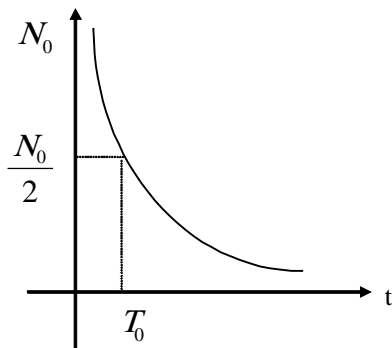


Рис. 1. Кривая радиоактивного распада

Под радиоактивным распадом понимают естественное радиоактивное превращение ядер.

Самопроизвольные превращения радиоактивных ядер приводят к непрерывному уменьшению числа атомов исходного радиоактивного изотопа, образованию продуктов распада.

Радиоактивный распад относится к разряду вероятностных процессов, поэтому к нему применимы методы статистического анализа. При измерении величин, характеризующих процесс радиоактивного распада, как и при любых других физических измерениях, допускаются погрешности. Эти погрешности складываются из ошибок, связанных с неточностью приборов, или не совершенством методики измерения (систематические ошибки) и случайных ошибок, вызванных неточностью отсчетов и флуктуациями самой измеряемой величины, обусловленных статистическим характером процесса радиоактивного распада. Наблюдая за отдельным ядром радиоактивного изотопа нельзя предсказать, когда произойдет его распад. Можно лишь говорить о вероятности его распада за определенный промежуток времени. Однако, если в препарате соберется очень большое число N радиоактивных ядер, то количество ядер, распавшихся за единицу времени будет в

среднем равно λN . Величина λN называется активностью, которая является характеристикой не отдельного ядра, а препарата в целом. При активности препарата λN число происходящих в нем распадов за время Δt будет в среднем равно $\lambda N \Delta t$. Многократные измерения числа распадов, происходящих за один и тот же интервал времени Δt , дают различные результаты. Поэтому для характеристики всего статистического процесса необходимо выполнить большое число измерений и усреднить их. Среднее значение является пределом к которому стремится измеряемая величина при бесконечном увеличении числа измерений.

Однако практически число измерений не может быть сколько угодно большим, поэтому полученное на опыте среднее значение измеряемой величины будет содержать ошибку. Эта ошибка будет тем меньше, чем больше число измерений.

Условия опыта могут быть подобраны так, что систематические и случайные ошибки, вызванные влиянием на работу счетчика внешних условий, будут значительно меньше ошибок, вызываемых статистическими флуктуациями измеряемой величины. При этом условии можно считать, что отклонение измеряемой величины от среднего значения обусловлено только статистическим характером процесса радиоактивного распада.

В данной работе исследуется статистическое распределение числа частиц, регистрируемых счетчиком Гейгера-Мюллера от радиоактивного источника с постоянной активностью. Регистрируется число частиц n , попадающих в счетчик за одинаковые интервалы времени Δt . В каждом отдельном измерении получаются результаты, отличающиеся от среднего значения на большую или меньшую величину. Вероятность того, что в течение одного интервала появится n частиц, определяется по формуле Пуассона:

$$W(n) = \bar{n}^n \frac{e^{-\bar{n}}}{n!}, \quad (3)$$

где \bar{n} – среднее число частиц, приходящихся на интервал Δt ;
 n – любое целое положительное число.

На рис. 2 изображено распределение Пуассона при различных \bar{n} .

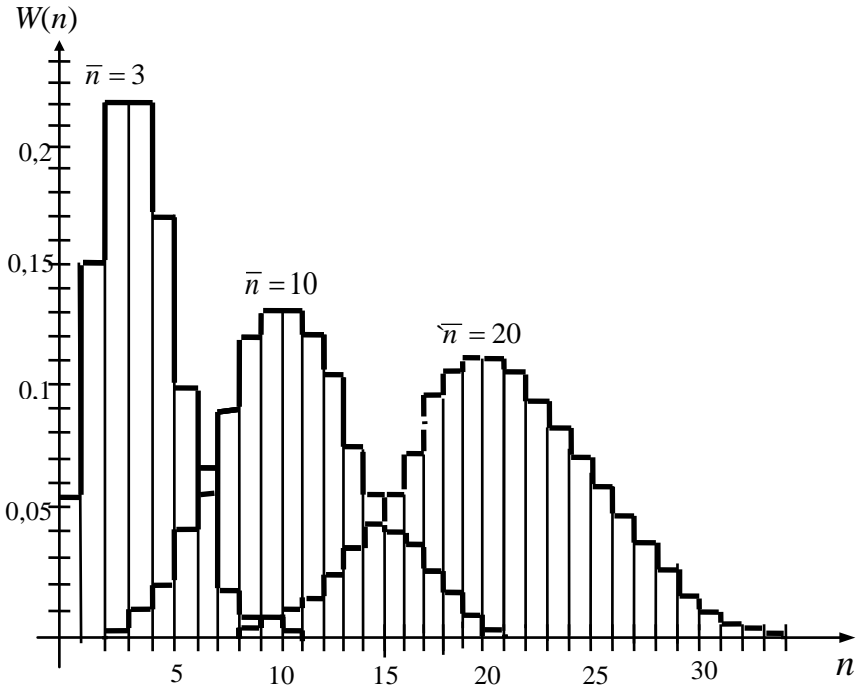


Рис. 2. Распределение Пуассона для различных значений \bar{n}

Ни для какого n величина $W(n)$ не равна нулю. Однако, если n близко к \bar{n} , то вероятность $W(n)$ растет, а при удалении от \bar{n} она быстро падает.

Из рис. 2 видно, что по мере роста среднего значения \bar{n} распределение становится все более симметричным относительно \bar{n} . При малых значениях \bar{n} наблюдается асимметрия. Практически для $\bar{n} > 20$ достигается полная симметрия. Для

очень больших \bar{n} (порядка 1000 и более) дискретное распределение Пуассона может быть заменено непрерывным распределением Гаусса:

$$W(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}}.$$

Отклонение результата каждого измерения от среднего значения измеряемой величины (флуктуация):

$$\Delta n = n - \bar{n}.$$

В каждом отдельном измерении получается свое значение флуктуации Δn .

Для характеристики всего статистического процесса необходимо получить большое число флуктуаций и их усреднить. Так как отклонения от среднего значения в обе стороны равновероятны, среднее значение флуктуаций Δn будет равно нулю. Поэтому мерой отклонения случайной величины n от ее среднего значения \bar{n} является дисперсия. Дисперсией σ^2 случайной величины называется среднее значение квадрата отклонения этой величины от ее среднего значения

$$\sigma^2 = \overline{(n - \bar{n})^2}.$$

Величина, равная корню квадратному из дисперсии

$$\sigma = \sqrt{\overline{(n - \bar{n})^2}},$$

называется среднеквадратичной ошибкой или стандартным отклонением. В теории ошибок доказывается, что

$$\sigma = \sqrt{\bar{n}}.$$

а относительная ошибка:

$$\delta = \frac{\sigma}{n} = \frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}}. \quad (4)$$

Соотношение (4) показывает, что относительная ошибка измерения тем меньше, чем больше число частиц регистрируется в течение одного измерения.

Если провести серию из N измерений, в результате которой получены числа частиц n_1, n_2, \dots, n_i , то можно более точно определить измеряемую величину. При N измерениях среднее значение числа сосчитанных за одно измерение частиц равно

$$\bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i.$$

В теории вероятности доказывается, что стандартная ошибка отклонения n от \bar{n} может быть определена по формуле

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (n_i - \bar{n})^2}.$$

Относительная ошибка в определении среднего по всем N измерениям значений n

$$\delta \approx \frac{100\%}{\sqrt{N}}.$$

Таким образом, *относительная точность* измерения числа импульсов n определяется только числом измерений N . Поэтому для увеличения статистической точности следует производить счет числа частиц в течение большого промежутка времени. Например, для измерения среднего числа со статистической ошибкой 10 %, необходимо провести 100 отсчетов.

Если зарегистрировать 1000 отсчетов, то точность измерения будет около 3 %.

Для сравнения экспериментальных данных с расчетными, полученными по формуле Пуассона (3), строят диаграмму, называемую гистограммой. Для этого по оси абсцисс откладывают число зарегистрированных частиц за время Δt , а по оси ординат – вероятность $W(n)$ того, что в течение времени Δt в счетчик попадает n частиц, равная отношению числа случаев с данным значением n к общему числу измерений.

Экспериментальная часть

В работе используется радиоактивный препарат и бытовой дозиметр АНРИ -01 СОСНА.

Внешний вид бытового радиометра-дозиметра АНРИ-01 СОСНА показан на рис. 3. Блок детектирования и измерительный блок смонтированы в едином пластмассовом корпусе. Детектирование излучения осуществляется с помощью четырех газоразрядных цилиндрических счетчиков Гейгера-Мюллера типа СБМ -20.

Дозиметр регистрирует гамма-излучение с энергией 0,06–1,25 МэВ и бета-излучение с энергией 0,5–3,0 МэВ.

К нижней части корпуса крепится поворотная задняя крышка, являющаяся экранизирующим фильтром. Под крышкой расположена плита с установленными на ней счетчиками излучения. При попадании в рабочие объемы счетчиков ионизирующих частиц на нагрузке счетчиков появляются электрические импульсы. Число импульсов подсчитывается электронной схемой и отображается на табло индикатора. При установке переключателя режимов работы в положение «МД» в приборе работает внутренний таймер, который через заданное время прекращает счет импульсов.

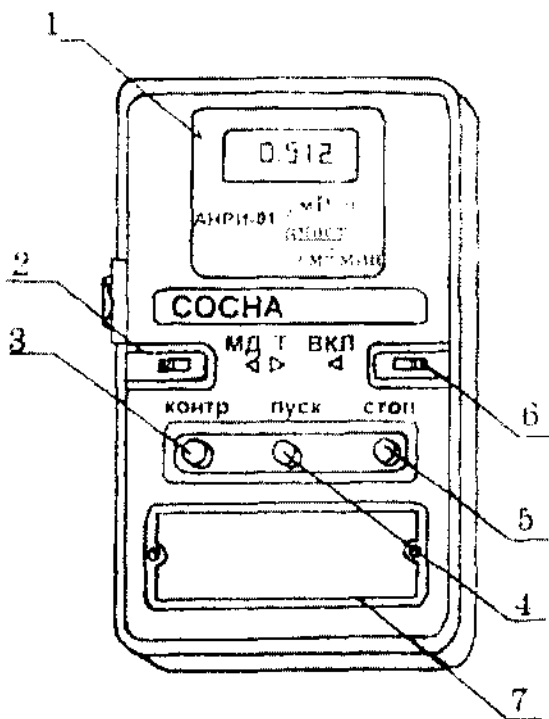


Рис. 3 Бытовой дозиметр:

1 – жидкокристаллический цифровой индикатор; 2 – переключатель режимов работы; 3, 4, 5 – кнопки КОНТР, ПУСК, СТОП; 6 – выключатель; 7 – съемная крышка отсека питания

При установке переключателя режимов работы в положение «Т» таймер не работает и на табло регистрируется общее количество импульсов за заданный потребителем период времени.

Схема сигнализации прибора выдает звуковой сигнал по окончании времени измерения (положение «МД») или короткий звуковой сигнал при прохождении каждого десятого импульса (положение «Т»).

Конструктивно газоразрядный счетчик (рис. 4) выполняется в виде металлического или стеклянного, покрытого внутри слоем металла, цилиндра (катода), по оси которого располо-

жена тонкая металлическая нить (анод). Рабочий объем счетчика заполняется газом при пониженном давлении (десятки мм рт. ст.). На электроды счетчика подается напряжение в несколько сотен вольт. Радиоактивное излучение (гамма – кванты, электроны), попадая в детектор, взаимодействуют с материалом катода и молекулами газа. Вследствие фотоэффекта возникают первичные свободные электроны, которые под действием электрического поля перемещаются к аноду.

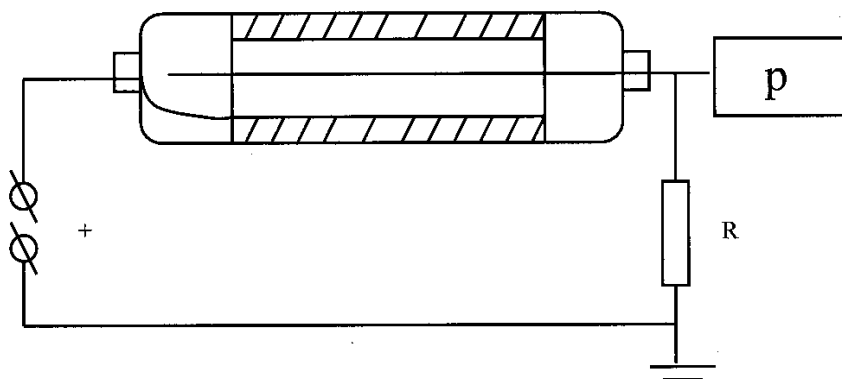


Рис. 4. Счетчик Гейгера–Мюллера

Если энергия электрона, приобретенная на длине свободного пробега, превышает энергию ионизации молекул газа, то столкновение электрона с нейтральной молекулой сопровождается ее ионизацией и возникновением новых электронов, ускоряющихся электрическим полем (ударная ионизация). По мере приближения к нити число вторичных электронов лавинообразно нарастает. Возникает самостоятельный коронный разряд, который распространяется вдоль нити.

Для гашения этого разряда применяют специальные электронные устройства (несамогасящиеся счетчики) или используют специальный состав газовой смеси инертного газа с примесью спирта или другого многоатомного газа. Эта при-

месь обеспечивает гашение за счет изменения внутреннего механизма разряда (самогасящиеся счетчики). Эффективность регистрации заряженных частиц (электронов) счетчиками Гейгера–Мюллера достигает 100 %. Эффективность регистрации гамма-квантов не превышает 7 %. Альфа-частицы этими счетчиками не регистрируются.

Вблизи счетчика Гейгера–Мюллера, питаемого от выпрямителя, помещается радиоактивный препарат. Импульсы напряжения, возникающие на сопротивлении при попадании в рабочий объем счетчика ионизирующих частиц, после усиления регистрируются счетчиком. Время регистрации задается и измеряется электронным секундомером, который имеет таймерный выход.

Электрические импульсы во внешней цепи, возникающие при вспышках разряда в газоразрядном счетчике регистрируются специальной электронной схемой (РУ – регистрирующее устройство). Количество импульсов пропорционально экспозиционной дозе (мощности экспозиционной дозы).

На рис. 5 представлена упрощенная структурная схема типичного бытового дозиметра. Устройство детектирования излучения УД состоит обычно из одного-двух газоразрядных счетчиков типа СБМ–20. Таймер Т является устройством, формирующим интервал времени измерений. Время измерений подбирается при калибровке приборов так, чтобы обеспечить удобство отсчета измеряемых величин. Устройство управления УУ преобразует сигналы, поступившие в течение интервалов времени измерения от устройства детектирования в импульсы стандартной амплитуды и длительности и передает их на счетчик импульсов СИ. Счетчик импульсов предназначен для подсчета импульсов за время измерения и индикации результатов на табло жидкокристаллического индикатора И. Устройство звуковой сигнализации УЗС включает прерывистый или не прерывистый звуковой сигнал в зависимости от режима работы прибора.

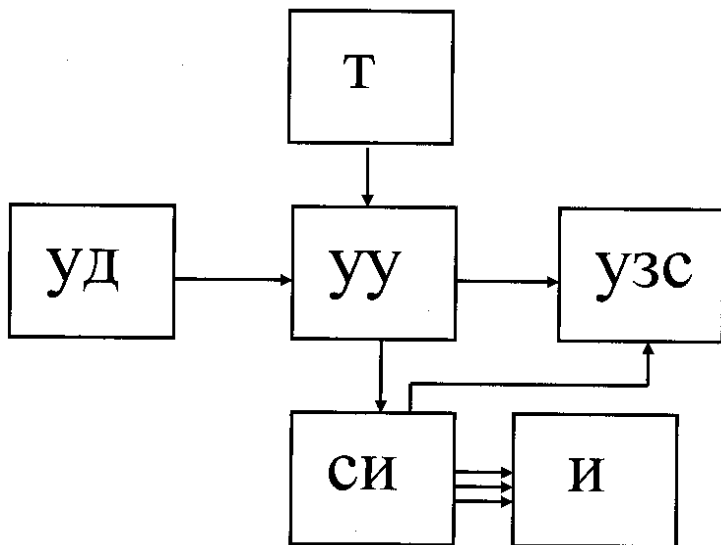


Рис. 5. Структурная схема дозиметра

Отдельные модели дозиметров могут иметь пороговое устройство, предназначенное для подачи звукового сигнала в случае, когда число импульсов, заполняющих счетчик, превышает некоторое пороговое значение.

Конструктивно дозиметры выполнены так, что газоразрядные счетчики экранированы специальным металлическим фильтром, препятствующим попаданию бета-частиц в рабочий объем счетчика. При необходимости эти фильтры могут быть сняты.

Порядок выполнения работы

1. Подключите бытовой дозиметр «Сосна» в сеть.
2. Переключите переключатель режима работы в положение «МД».
3. Для измерения фона поместите прибор на расстоянии 1 м от поверхности пола.

4. Включите дозиметр и нажмите кратковременно кнопку пуск/стоп.

5. Через 20 ± 5 с измерение закончится. Окончание счета импульсов сопровождается звуковым сигналом. На цифровом табло зафиксировано соответствующее число импульсов.

6. Занесите результаты измерений в табл. 1.

Таблица 1

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Число импульсов N										
Среднее число импульсов N										

7. Повторите измерения фона 10 раз, нажимая каждый раз кнопку пуск/стоп. Найдите среднее число значений фона.

8. Положить дозиметр на радиоактивный препарат и провести 100 измерений, каждый раз записывая показания счетчика, за вычетом показания среднего значения фона в табл. 2.

Таблица 2

Число срабатываний счетчика за $t = 20$ с

№	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	
0																					
20																					
40																					
60																					
80																					

Примечание. Таблица составлена так, что, например, результат 25-го опыта лежит на пересечении строки, обозначенной 20, и столбца 5 и т. д.

8. Заполните табл. 3, используя экспериментальные данные табл. 2.

Таблица 3

Таблица для построения гистограммы при $t = 20$ с

Число импульсов n_i	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	...	n
Число случаев m												
Доля случаев $W_{\text{эк.}}$												
$W_{\text{теор.}}$												

9. Результаты опыта представьте в виде гистограммы. Для этого по оси абсцисс отложите целые числа n , начиная от нуля и кончая значением n , равным наибольшему числу импульсов, зарегистрированных счетчиком в любом из 100 произведенных измерений, а по оси ординат – долю случаев $W(n)$, когда число отсчетов счетчика равнялось n , т. е.

$$W(n) = \frac{m}{N},$$

где N – полное число измерений ($N = 100$);

m – число случаев, когда число отсчетов счетчика равнялось n .

10. Рассчитаете по формуле (3) значения $W(n)$, занесите в табл. 3 и постройте теоретическую гистограмму.

11. Сравните экспериментальную гистограмму с теоретической.

12. Проведите анализ надежности работы аппаратуры на основании статистических закономерностей.

а) Используя результаты табл. 2, найти количество импульсов в сериях за 1, 3 и 5 минут, повторив каждую серию три раза. Результаты измерений и расчетов сводят в табл. 4.

n – число импульсов за одну серию, N – число серий, равное 3.

б) Построить график зависимости величины δ от продолжительности отдельного измерения t .

Таблица 4

		Время отдельного измерения	
		Общее число зарегистрированных импульсов за время одного измерения	
		Скорость счета	
		Среднее арифметическое скорости счета из $N = 3$ измерений	
		Отклонение результатов измерения от среднего арифметического	
		Квадраты отклонений	
		Сумма квадратов измерений при N измерениях	
		Средняя квадратичная ошибка средней арифметической скорости счета	
		Среднее статистическое отклонение среднего арифметического скорости счета	
		Относительная квадратичная ошибка среднего арифметического скорости счета	
		Относительное статистическое отклонение среднего арифметического скорости счета	
t	n	$I_i = \frac{n}{t}$	
		$\bar{I} = \frac{\sum \bar{I}}{N}$	
		$\rho = I_i - \bar{I}$	
		ρ^2	
		$\Sigma \rho^2$	
		$\sigma = \sqrt{\frac{\sum \rho^2}{N(N-1)}}$	
		$ \Delta \bar{I} = \sqrt{\frac{\bar{I}}{N \cdot t}}$	
		$\delta = \frac{\sigma}{\bar{I}} 100\%$	
		$\delta_{\Delta I} = \frac{\Delta \bar{I}}{\bar{I}}$	

Контрольные вопросы

1. Запишите закон радиоактивного распада в дифференциальной и интегральной форме.
2. Что понимают под периодом полураспада (дайте определение, запишите формулу).
3. Какой физический смысл имеет постоянная радиоактивного распада?
4. Что называется дисперсией?
5. Что такое гистограмма?
6. При каком условии радиоактивный распад может быть охарактеризован распределением Пуассона?

Литература

1. Пустовалов, Г.Е. Атомная и ядерная физика / Г.Е. Пустовалов. – М.: Высшая школа, 1968. – С. 263–278.
2. Руководство к лабораторным занятиям по физике / под ред. Л.Л. Гольдина. – М.: Высшая школа, 1973. – С. 36–43.
3. Жуковский, Ю.Т. Практикум по ядерной физике / Ю.Т. Жуковский, О.В. Сергеев, Н.М. Антоньева. – М.: Высшая школа, 1975. – С. 5–12.

Учебное издание

ИЗУЧЕНИЕ
СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ
РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Методические указания
к лабораторной работе

С о с т а в и т е л и :

СУЛТАНОВА Ирина Константиновна
БЛИНКОВА Наталья Геннадьевна

Редактор М.С. Гарашук
Компьютерная верстка Д.А. Исаева

Подписано в печать 13.09.2011.

Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная.

Отпечатано на ризографе. Гарнитура Таймс.

Усл. печ. л. 1,22. Уч.-изд. л. 0,95. Тираж 100. Заказ 437.

Издатель и полиграфическое исполнение:
Белорусский национальный технический университет.
ЛИ № 02330/0494349 от 16.03.2009.
Проспект Независимости, 65. 220013, Минск.