

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

ГОМЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМ.Ф. СКОРИНЫ

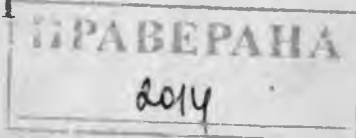
Кафедра теоретической физики

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

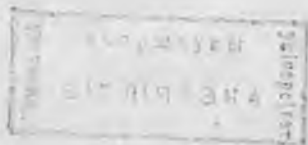
Пособие для студентов физических
специальностей

В двух частях

Часть I



Гомель 1994



Составитель: В.В. Андреев

Рекомендовано к печати методическим советом физического факультета Гомельского госуниверситета им. Ф.Скорины

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

ПРЕДИСЛОВИЕ

Данный лабораторный практикум состоит из двух частей. Первая часть включает наиболее простые как в техническом, так и в смысле теоретических знаний работы. Вторая часть состоит из работ повышенной сложности по сравнению с работами из первой части.

Работы подбирались таким образом, чтобы они могли быть выполнены за четыре учебных часа и на оборудовании, которое имеется в лаборатории ядерной физики физического факультета Гомельского государственного университета им. Ф.Скорины.

Безусловно большинство работ в той или иной форме имеются в учебных пособиях, которые рекомендуются после каждой лабораторной работы и автор не претендует на оригинальность тех или иных работ.

Хотелось бы поблагодарить сотрудников кафедры теоретической физики за помощь при написании этого практикума, а также персонально Сахно Николая Петровича за стимулирующие замечания, рецензента доктора физ.-мат. наук Максименко Николая Васильевича за ряд полезных замечаний и помощь в работе. Хотелось бы отметить консультации по текстовому редактору *Chiwriter* Дея Евге-

нии Александровича, которые во многом убыстрили работу по данному пособию.

Считаю своим долгом отметить, что идея постановки и сама постановка многих работ принадлежит безвременно ушедшему от нас

Концевому Владимиру Филипповичу.

Лабораторная работа 1 ИЗУЧЕНИЕ СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА.

Цель работы :

Снятие счетной характеристики счетчика Гейгера-Мюллера и знакомство с принципом работы счетчика Гейгера-Мюллера

Введение :

1. Газонаполненные детекторы.

К наиболее распространенным газонаполненным детекторам, относят 1) ионизационные камеры, 2) пропорциональные счетчики, 3) счетчики Гейгера-Мюллера (сокращенно счетчик Гейгера, СГ). Внешне газонаполненные детекторы представляют наполненную газом оболочку, в объем, которой введены два электрода. Геометрическая форма и материал оболочки (стекло, кварц, пленки) выбираются исхо-

дя из условий работы.

Например, цилиндрический детектор состоит из трубки, на поверхности которой (изнутри) напылен металл (он служит катодом) и металлической нити, натянутой по оси цилиндра (анод). Детектор включается в цепь, схема которой указана на рис.1.

Здесь C_1 -общая емкость счетчика и входа усилителя R_1 -сопротивление нагрузки. На счетчик подают напряжение U , создающее в газовом объеме электрическое поле. Принцип регистрации частиц, состоит в следующем: частица ядерного излучения, попадая вовнутрь счетчика, вызывает ионизацию газа, в результате чего в цепи счетчика возникает ток. Величина возникающего тока (амплитуда импульса напряжения зависит от входного напряжения, давления газа, состава газа и т.д.). Зависимость возникающего импульса напряжения от приложенного напряжения (часто называют вольт-амперной характеристикой) приведена на рис.2.

На участке 1 напряжение еще мало, поэтому, не все появившиеся в результате ионизации ядерной частицей (первичная ионизация) электроны достигают анода (они могут рекомбинировать). При дальнейшем увеличении напряжения почти все возникшие электроны достигают анода, а вероятность

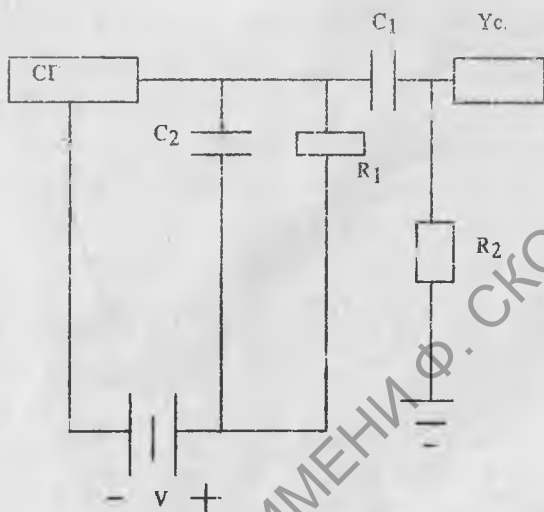


Рисунок 1: Схема включения СГ.

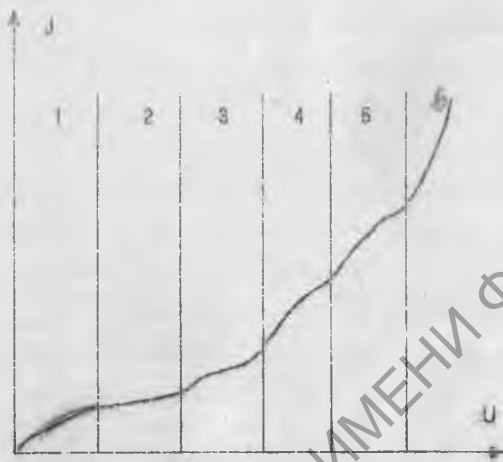


Рисунок 2: Характеристика разряда.

рекомбинации мала. Это соответствует участку 2, который называют областью насыщения. Именно в этой области работают ионизационные камеры. Участок 3 и 4 соответствует области, где амплитуда импульса еще пропорциональна первичной ионизации, но первичные электроны и ионы уже способны при столкновении с атомами газа ионизировать их (вторичная ионизация). В области 3 работают пропорциональные счетчики. Область 4 соответствует области ограниченной пропорциональности. На участке 5 напряжение возрастает настолько, что величина импульса напряжения не зависит от первичной ионизации. Этот участок кривой называют областью Гейгера, и как вы уже, дорогой мой читатель, догадались, в этой области напряжений и работают счетчики Гейгера-Мюллера. На участках 1-5 разряд в газовой оболочке был возбужденным т.е. начинается после прохождения ионизирующей частицы. Участок 6 соответствует непрерывному разряду.

Итак, перейдем к кратким характеристикам газонаполненных детекторов.

Ионизационные камеры позволяют измерять энергию налетающей частицы, идентифицировать тип частицы (плотность ионизации зависит от сорта ча-

стиц). Недостатком является то, что измеряемый ток очень мал, что требует весьма точной электронной аппаратуры.

Пропорциональные счетчики служат для измерения ионизирующей способности частиц, интенсивности их потока, дают достаточно точные измерения координат и момента прохождения частиц через счетчик. Поскольку амплитуда сигнала на выходе ПС пропорциональна энергии, теряемой частицей, если она остановилась в счетчике.

Счетчики Гейгера-Мюллера.

СГ аналогичен пропорциональному счетчику, однако не способен различать как типы частиц, так и определять их энергию. Однако, эти недостатки окупаются высокой чувствительностью к ионизирующим излучениям.

Если попадающие в газовый объем частицы, образуют хотя бы одну пару ионов, то они обязательно будут зарегистрированы. За счет чего же получается такая высокая эффективность регистрации? Область напряжения (участок 5) такова, что в рабочей области СГ очень сильное электрическое поле, особенно возле анодной нити. Попадающая в объем частица ионизирует газ и освобожденные

электроны начинают сильно ускоряться, в свою очередь сильно ионизируя следующие молекулы газа, что в конечном счете вызывает электронную лавину, переходящую в самостоятельный газовый разряд. Причем величина тока возникающего в СГ уже не зависит от начального числа ионов, т.е. от энергии регистрируемой частицы.

Как остановить самостоятельный разряд? Гашение разряда может осуществляться двумя способами.

1. Применение больших нагрузочных сопротивлений, или специальных электронных схем, снижающих анодное напряжение на время, в течение которого все процессы, вызывающие вторичную ионизацию, прекращаются. Такие СГ называют медленными.

2. В газовое наполнение может быть введено небольшое количество многоатомных органических соединений (например, пары спирта или эфира). Такие молекулы интенсивно поглощают возникшие в процессе вторичной ионизации ультрафиолетовые фотоны и нейтрализуют положительные ионы и электроны. Возбужденные в результате этих процессов многоатомные молекулы диссоциируют, не образуя вторичных фотонов и электронов. Такие СГ называют быстрыми самогасящимися СГ. Основными

характеристиками СГ являются

1. счетная характеристика, т.е. зависимость скорости счета импульсов счетчиком от величины поданного напряжения. См. рисунки 3.
2. мертвое время (см. лаб. раб. N 5)
3. эффективность регистрации (для заряженных частиц 97-99 процентов, для γ -квантов 1-2 процента).

Экспериментальная установка.

Экспериментальная установка состоит из

- 1) самогасящегося СГ в свинцовом дощике, куда также помещается радиоактивный образец.
- 2) блока питания (внимание высокое напряжение)
- 3) пересчетного устройства (для подсчета импульсов, возникающих в СГ)

Порядок выполнения работы.

1. Для этого, начиная с напряжения, при котором установка начинает регистрировать импульсы, с шагом, задаваемым преподавателем, снимите зависимость скорости счета $n = N/t$ (N - число зарегистрированных импульсов, t - время регистрации) от напряжения U .

При каждом значении U проводить не менее 5 из-

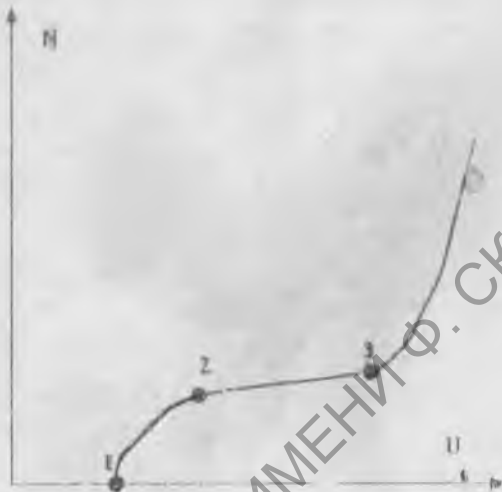


Рисунок 3. Внешняя характеристика СТ

мерений за время не менее 100 сек.

Обработка результатов измерения.

1. Для каждого U рассчитайте $n_{ср.}$ и Δn .
2. Постройте график $n_{ср.} = n_{ср.}(U)$. На графике обязательно отмечайте Δn (коридор ошибок (доверительный интервал)).
3. По графику $n_{ср.} = n_{ср.}(U)$ найдем участок, где n практически не зависит от напряжения U . Этот участок называют плато СГ.
4. Определите начало и конец плато, а также его длину.
5. Найдите рабочее напряжение (обычно рекомендуется его выбирать в области $1/3-1/2$ плато).
6. Определите наклон плато по формуле

$$\delta = \frac{2 * (n_3 - n_2)}{(n_3 + n_2) * (U_3 - U_2)} \quad (1)$$

где индексы 2 и 3 обозначают параметры начала и конца плато соответственно.

Вопросы для контроля.

1. Объяснить принцип работы газонаполненного детектора.
2. Чем отличается СГ от пропорционального счет-

чка.

3. Чем вызвана необходимость в самогасящихся СГ?
4. Что такое счетная характеристика СГ и какие параметры СГ можно определить с ее помощью?
5. Чем обусловлен наклон плеча?

Литература.

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М: Наука, 1972, - 672 с.
2. Практикум по ядерной физике./Н. Г. Пивайлов и др. -М: Изд во МГУ, 1988. -199 с.
3. Практикум по ядерной физике. Под ред. В.Г.Барышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.
4. Физика микромира (маленькая энциклопедия) /Гл. ред. Д. В. Ширков. -М: Изд-во " Советская энциклопедия." 1980. -528 с.
5. Практикум по ядерной физике/ Под ред. В.О.Сергеева. - М: Наука, 1975. -120 с.

Лабораторная работа 2 ИССЛЕДОВАНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Цель работы :

Изучение сцинтилляционного детектора. Снятие счетной характеристики сцинтилляционного детектора.

Введение :

Сцинтилляционный метод регистрации ядерного излучения.

В настоящее время наряду со счетчиками Гейгера-Мюллера широкое применение нашли сцинтилляционные детекторы ядерного излучения. При прохождении через среду частицы ядерного излучения теряют энергию на возбуждение и ионизацию атомов и молекул. Возникающее в процессе снятия возбуждения излучение обычно поглощается средой. Однако в определенных средах, называемых сцинтилляторами (или люминисцентные вещества), излучение (фотоны) может выйти из среды в виде световой вспышки - сцинтилляции.

Данное явление лежит в основе работы прибора, называемого сцинтилляционным детектором. Современные детекторы конструктивно разбиваются на три блока: 1 блок - сцинтиллятор- среда, преобразующее падающее на него ядерное излучение (альфа-

частицы, бета-электроны, гамма-излучение) в световые вспышки; 2 блок- фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) - прибор преобразующее излучение сцинтиллятора в электрический ток и 3 блок - регистрирующая и анализирующая аппаратура (дискриминаторы, пересчетные устройства, анализаторы и т. д.).

1. Сцинтилляторы, сцинтилляционный процесс.

В настоящее время в качестве сцинтилляторов (фосфоров) применяется большое количество как органических, так и неорганических веществ в твердом, жидком, газообразном состояниях. Процесс люминесценции в сцинтилляторах осуществляется двумя путями. Первый путь: под действием продуктов ядерного излучения электроны молекул или атомов переходят на уровни, переход их которых в основное состояние разрешен; испускание света в фосфорах такого типа происходит в соответствии со средним временем жизни возбужденных состояний согласно квантовомеханическим законам; подобного рода испускание света называется флуоресценцией. Второй путь: в данном случае переход в основное состояние запрещен, т.е. образуется метастабильное состояние, в этом случае возбужден-

ные молекулы или атомы должны предварительно перейти на более высокие уровни, переходы из которых в основное состояние разрешены; дополнительная энергия для этого может быть получена на счет теплового движения.

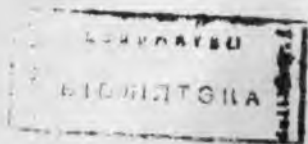
Основными характеристиками сцинтиллятора являются конверсионная эффективность, спектральный состав и длительность сцинтилляций.

Конверсионная эффективность показывает какая часть поглощенной энергии E перешла в энергию фотонного излучения $m * E_{\phi}$, т.е.

$$K = \frac{m * E_{\phi}}{E}, \quad (1)$$

где m - среднее число фотонов с энергией E_{ϕ} . Таким образом, конверсионная эффективность характеризует световыход сцинтиллятора. У некоторых сцинтилляторов $K(E)$ в определенном интервале энергий является линейной функцией E , т.е. $K(E) = C * E + D$, C и D - константы.

Такие сцинтилляторы применяются в ядерной спектроскопии. Длительность сцинтилляции (время высвечивания) определяется постоянной затухания τ , определенной из соотношения, характеризующего распределение во время числа излучаемых сцинтил-



лятором фотонов:

$$n(t) = n_0 * \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right), \quad (2)$$

где t - текущее время.

Для регистрации α -частиц эффективным сцинтиллятором является сернистый цинк, активированный серебром $ZnS(Ag)$ или медью $ZnS(Cu)$. Активация производится с целью повышения светового выхода. Для данных сцинтилляторов K достигает 25-30 процентов и $\tau=10^{-7}$ сек. Для регистрации γ -излучения используется иодистый натрий $NaI(Tl)$ и иодистый цезий $CsI(Tl)$ активированные таллием. Для $NaI(Tl)$, $K \sim 8$ процентов и $\tau=0.25 \cdot 10^{-6}$ сек. Основным недостатком неорганических сцинтилляторов является их малое τ . Поэтому при регистрации легких заряженных частиц применяются органические сцинтилляторы для которых $\tau=10^{-8}$ сек. С помощью сцинтилляционного метода можно также регистрировать нейтроны. Регистрацией нейтральных частиц производится по вторичным частицам, в частности по реакциям типа (нейтрон, γ) и реже (нейтрон, α) на активирующем веществе.

2. Фотоумножители.

Как мы отмечали, ФЭУ преобразует световую вспышку сцинтиллятора в импульс электрического

тока. ФЭУ схематически изображен на рис 1.

Основные элементы ФЭУ: фотокатод (К), система ускоряющих электродов (диноды: $D_1, D_2 \dots D$) и анод (А). С внутренней стороны прозрачной стенки колбы ФЭУ нанесен полупрозрачный слой вещества с малой работой выхода, служащий фотокатодом (К). Диноды $D_1, D_2 \dots D$ также выполнены из материала с малой работой выхода.

Фотоны сцинтилляци, попадая на фотокатод, выбивают из него фотоэлектроны, которые фокусируются электрическим полем и направляются на первый динод. Для характеристики размножения электронов вводится коэффициент вторичной эмиссии σ , равный отношению числа испущенных динодом электронов к числу попавших на него (обычно σ равняется 3-6).

С первого динода поток электронов поступает на второй и т. д. Таким образом система динодов позволяет усиливать поток электронов, а усиление L , создаваемое системой из n динодов с одинаковым σ равно $L = \sigma^n$ и достигает 10^6-10^9 для $n=10$.

С последнего динода электроны поступают на анод создавая электрический импульс на сопротивлении нагрузки. Существенной особенностью ФЭУ является линейность усиления, что позволяет по ампли-

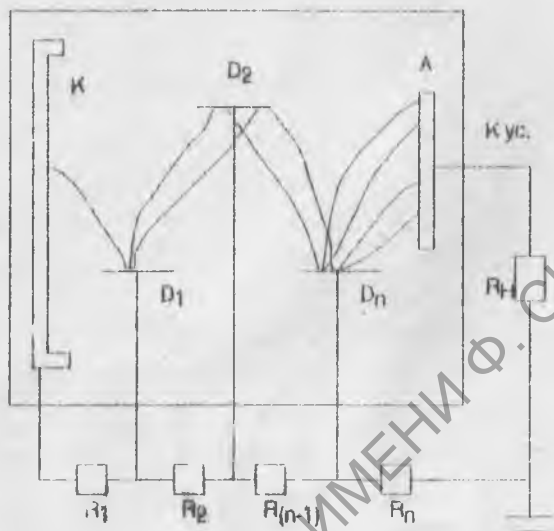


Рисунок 1: Схема ФДУ.

туде импульса напряжения на выходе ФЭУ восстанавливать энергию, потерянную в сцинтилляторе.

3. Счетная характеристика сцинтилляционного детектора.

Счетная характеристика сцинтилляционного детектора определяется так же, как и для счетчика Гейгера-Мюллера (см. лаб. работу 1), т.е. зависимость скорости счета от напряжения и называется счетной характеристикой. Она сильно зависит от вида и формы применяемого сцинтиллятора и от энергии падающего излучения.

Как правило, поведение счетной характеристики следующее: при достаточно низких напряжениях усиление ФЭУ настолько мало, что только интенсивные вспышки света приводят к появлению импульсов тока на выходе ФЭУ, которые регистрируются усилителем и передаются на пересчетное устройство. С увеличением напряжения регистрируется все большее число импульсов и области плато скорость счета почти не зависит от напряжения. Параметры радиоактивного источника (вид излучения, энергия ионизируемых частиц, интенсивность), сцинтиллятор, ФЭУ и усилитель определяют счетную характеристику сцинтилляционного детектора.

Экспериментальная установка.

Установка состоит из

- 1) -СД-сцинтилляционного детектора,
- 2) -блока питания (внимание высокое напряжение !!!),
- 3)-пересчетного устройства (для подсчета импульсов, возникающих в СД)

Порядок выполнения работы.

1. Снимите счетную характеристику СД. Для этого, начиная с напряжения, при котором установка начинает регистрировать импульсы, с шагом, задаваемым преподавателем, снимите зависимость скорости счета $n=N/t$ (N - число зарегистрированных импульсов, t -время регистрации) от напряжения V .

При каждом значении V также измеряют фон прибора и затем его значение вычитают из величины скорости счета, полученной в присутствии препарата.

При каждом значении V проводить не менее 5 измерений за время не менее 100 сек.

Обработка результатов измерения.

1. Для каждого V рассчитайте $n_{ср.}$ и Δn , где $n = n_{обр.} - n_{фона}$
2. Постройте график $n_{ср.} = n_{ср.}(V)$. На графике обязательно отмечайте Δn (доверительный интервал).

3. По графику $n_{ср.} = n_{ср.}(V)$ найдем участок, где n практически не зависит от напряжения V . Этот участок называют плато СД.

4. Определите начало и конец плато, а также его длину.

Вопросы для контроля.

1. Сцинтилляционный детектор: физические принципы работы, его устройство.
2. Сцинтиллятор и его характеристики.
3. Как работает фотоэлектронный умножитель.

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М: Наука, 1972. - 672 с.
2. Практикум по ядерной физике / Н.Г. Ивайлов и др. -М.: Изд-во МГУ, 1988. -199 с.
3. Практикум по ядерной физике / Под ред. В.Г. Варышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.
4. Физика микромира (маленькая энциклопедия) / Гл. ред. Д. В. Ширков. -М: Изд-во " Советская энциклопедия " 1980. -528 с.
5. Практикум по ядерной физике/ Под ред. В.О. Сергеева. - М: Наука, 1975. -120 с.
6. Горн Л. С. , Хавазов В. И. Современные приборы для измерения ионизирующей радиации. -М: Энергоатомиздат, 1989. -233 с.

7. Калашникова В. Н., Ковадоев М.С. Детекторы элементарных частиц. М., 1966.
8. Прайс В. Регистрация ядерных излучений -М: Изд-во ин. лит-ры, 1960.
9. Левин В. Е., Хомьянов Л.П. Измерение ядерных излучений. -М: Энергоиздат, 1969.
10. Тишкин П.А. Экспериментальные методы ядерной физики. - Л: ЛГУ 1970.
11. β - и γ -спектроскопия. Под ред. К.Зигбана. М., 1959.
12. Герфорд Л., Кох Г. Практикум по радиохимии. М., 1963.
13. Кабардин С.Ф. Практикум по ядерной физике. М., 1975.
14. Гольдачский В.И. и др. Статистика отсчетов при регистрации ядерных излучений. М., 1958.

Лабораторная работа 8

ТРЕКОВЫЕ МЕТОДЫ ДЕТЕКТИГОВАНИЯ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы :

Введение

Трековые детекторы

К трековым приборам относятся, устройства, в которых заряженные частицы в результате взаимодействия изменяют состояние вещества детектора таким образом, что делают видимыми следы (треки) заряженных частиц.

В перенасыщенном газе при определенных условиях ионы являются центрами конденсации на них, вырастают капельки жидкости, видимые вооруженным глазом. Это явление лежит в основе работы камер Вильсона. В перегретой жидкости ионы являются центрами кипения. Заряженные частицы в такой жидкости оставляют след в виде цепочки газовых полостей (пузырьков). На этом явлении и основаны работы пузырьковых камер.

В фотопластинках заряженные частицы в результате ионизации создают центры проявления. Таким образом, образуется скрытое изображение треков,

которое после проявления становится видимым. К трековым приборам относятся также искровая камера. В ней электрический пробой между пластинами происходит вдоль направления движения заряженной частицы. Трековые приборы не только регистрируют акт прохождения заряженной частицы, но и позволяют определять некоторые ее характеристики по плотности, по величине пробега, по радиусу кривизны трека.

Фотоэмульсионный метод.

Метод основан на ионизирующем действии заряженных частиц, которые они оказывают на кристаллы бромистого серебра, входящего в состав фотоэмульсии. При проявлении в фотоэмульсии вырисовывается темный след заряженной частицы. Четкость следа зависит от удельной ионизации. Резкость изображения, трека увеличивается с ростом удельной ионизации, так как вдоль траектории частицы возникает больше зерен серебра. По количеству зерен серебра на единицу длины трека оценивают значение удельной ионизации. Зерна имеют размер 0,3 мк, так что их можно видеть в микроскоп с увеличением 500-1000. При полном торможении заряженной частицы по длине трека находят ее пробег в фотоэмульсии и начальную энергию.

Главным недостатком эмульсионного метода регистрации является очень большая трудоемкость обработки, обусловленная тем, что каждую пластину необходимо долго рассматривать под сильным микроскопом.

Камера Вильсона.

Камера Вильсона относится к старейшему типу трекового регистратора ядерного излучения (1912)

В этой камере рабочим веществом является перенасыщенный, т.е. находящийся в метастабильном агрегатном состоянии пар (вода, этиловый спирт). Регистрируемая заряженная частица конденсирует пар на своем пути, оставляя след в виде тумана. Трек (след) наблюдается визуально и фотографируется. В процессе эксплуатации в камере происходят следующие процессы:

а) До включения рабочего цикла давление в камере таково, что пар не перенасыщен, но ближе к насыщению. Камера непрерывно очищается от случайных ионов отсасывающим полем. Перед самым началом рабочего цикла отсасывающее поле выключается.

б) Рабочий цикл начинается адиабатическим расширением газа. Пар становится перенасыщенным. На траекториях, пролетающих через камеру частиц, образуются треки из тумана.

- в) Треки освещаются и фотографируются.
- г) Камера возвращается в исходное положение.

Основными характеристиками камеры Вильсона являются: время чувствительности τ_k и время восстановления τ_v . Время чувствительности τ_k - время, в течение которого камера перенасыщена паром и чувствительна к заряженным частицам. Таким образом, треки заряженных частиц можно наблюдать (фотографировать, как правило стереофотокамерой) в течение τ_k . Время, за которое камера Вильсона восстанавливает свои первоначальные свойства, называют временем восстановления τ_v . Если камеру Вильсона поместить в магнитное поле B , тогда согласно

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e}{c} Bv \text{ или } P = \frac{e}{c} Br \quad (1)$$

измерив радиус кривизны траектории r , можно определить импульс P , а значит и энергию частицы.

Вообще говоря, при обработке треков извлекается следующая информация о ядерных реакциях. Прежде всего по геометрии треков устанавливается количество участвующих в реакциях заряженных частиц и направления их движения. Во - вторых, если весь трек уместается в камере, то по величине

пробега, которое задается из соотношения потери энергии dE в среде при прохождении расстояния dx

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z_{\text{част}}^2 e^4 n}{mv^2} Z * \left(\ln \left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right) \right), \quad (2)$$

где $z_{\text{част}}$ — заряд частицы, v — ее скорость ($\beta = v/c$), n — число атомов в 1 см^3 поглотителя, Z — его атомный номер, I — средний ионизационный потенциал можно установить энергию частицы.

В-третьих, сосчитать количество капель на единицу длины трека, можно определить плотность ионизации, т.е. величину потерь. По потерям можно определить скорость частицы. К серьезным недостаткам камеры Вильсона относится ее малый эффективный объем. При увеличении объема камеры трудно избежать турбулентного движения газа при расширении, что искажает трековую картину.

Пузырьковые камеры.

В отличие от камеры Вильсона в пузырьковой камере в качестве рабочего вещества используется перегретая жидкость. Перегретое состояние жидкости может быть создано путем быстрого сброса давления, действующего на жидкость. Изменение

давления в камере достигается разными методами - при помощи газового или механического поршня, диафрагмы или сифона, находящегося в непосредственном контакте с жидкостью. Камера находится в магнитном поле, создаваемом сильным электромагнитом. Это позволяет определить импульсы частиц по радиусам кривизны их треков.

Пузырьки в камере за время 10-15 мс. достигают размера около 10 мкм, что позволяет их фиксировать на фотографии. При повышении давления пузырьки исчезают. Весь цикл занимает обычно около 1 с, что очень хорошо подходит для работы на современных ускорителях, так как циклы ускорения на них занимают примерно то же время. В этом смысле пузырьковая камера несравненно лучше своей предшественницы, камеры Вильсона, мертвое время которой достигает несколько минут. Кроме этого, так как в пузырьковой камере используется жидкость, плотность которой во много раз больше плотности газа в рабочей области камеры Вильсона, что позволяет исследовать высокоэнергетические процессы.

Для заполнения пузырьковой камеры используются самые различные жидкости: водород, дейтерий, пропан, фреон. На рабочий объем камеры на-

правлено несколько фотоаппаратов, что позволяет определить пространственное изображение треков.

Искровые камеры.

Устройство искровой камеры с параллельными пластинами схематически можно представить в следующем виде см. рис.1, где S_1, S_2 - сцинтилляционные счетчики, CC - схема совпадений и усилитель, T - тиратрон или искровой разрядник, BH - источник высокого напряжения, OP - источник напряжения очищающего поля.

Пластины выполнены из фольги проводящего металла и расположены на расстоянии около 1 см друг от друга. Они находятся в атмосфере инертного газа при давлении 1,0-1,5 кгс/см². Когда через камеру проходит ионизирующая частица возникает импульс совпадений между сигналами сцинтилляционных счетчиков S_1, S_2 . Этот импульс вызывает сбрасывание небольшого искрового разрядника или водородного тиратрона T , и конденсатор C_1 , присоединенный к источнику высокого напряжения (10 кВ), разряжается на землю. При этом на пластинах камеры, емкость которой составляет C_2 , появляется импульс напряжения $\frac{VC_1}{C_1+C_2}$ с временем нарастания $\tau = R_1 C_2$ (при $C_1 \gg C_2$). Под действием высокого напряжения в тех местах, где заряженная частица

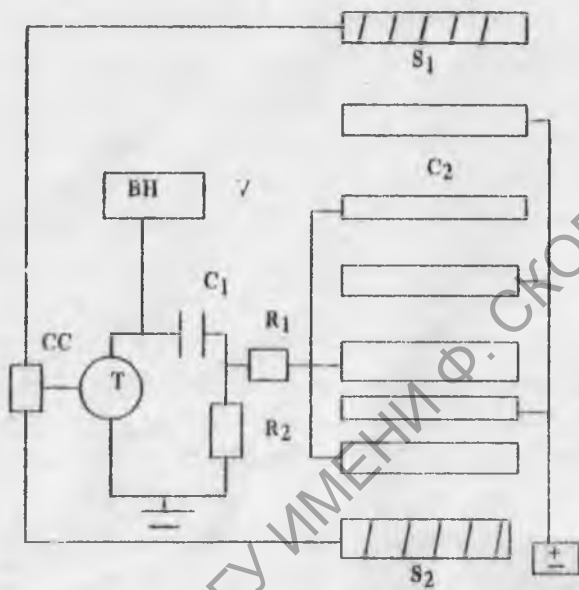


Рисунок 1: Схема искровой камеры.

оставила ионизированный след, в газе камеры начинается пробой. Импульс тока убывает с постоянной скоростью $\tau \approx R_1 C_1$. Искры фотографируются, фотографии обрабатываются.

Если искровая камера состоит из двух пластин (стримерная камера), то при коротком импульсе высокого напряжения 10 нс и амплитудой 10-20 кВ/см вдоль ионизированного следа, как и ранее, начинает развиваться лавина, но из-за малой длительности импульса напряжения развитие ее обрабатывается на ранней стадии. В результате вдоль трека образуется ряд коротких "стримеров" вытянутых в направлении поля. Если пластины прозрачные, то их можно фотографировать.

Вопросы для контроля

1. Физические принципы работы камеры Вильсона, пузырьковой камеры и искровой камеры.
2. Какие характеристики частиц можно определять с помощью этих трековых приборов.
3. Какие преимущества и недостатки имеют эти приборы как с точки зрения быстроты получения нужной информации так и с точки зрения ее дальнейшей обработки.

Литература

1. Широков Ю.М., Юдия Н.П. Ядерная физика. М: Наука, 1972.- 672 с.
2. Практикум по ядерной физике / Н.Г. Ивайлов и др. -М.: Изд-во МГУ, 1988.-199 с.
3. Практикум по ядерной физике /Под ред. В.Г.Барышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.
4. Физика микромира (маленькая энциклопедия) / Гл. ред. Д. В. Шарнов. -М: Изд-во " Советская энциклопедия " 1980. -528 с.
5. Практикум по ядерной физике/ Под ред. В.О.Сергеяа. - М: Наука. 1975. -120 с.
6. Горн Л.С., Хазанов Б. П. Современные приборы для измерения ионизирующих излучений. -М: Энергоиздат, 1989. -232 с.

Лабораторная работа 4

СОВРЕМЕННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Цель работы :

Ознакомится с современным оборудованием и способами обработки информации для регистрации элементарных частиц.

Введение

В настоящее время на современных ускорителях практически не используются пузырьковые камеры, не говоря уже о камерах Вильсона. Основной недостаток этих трековых детекторов состоит в том, что вся информация содержится на фотографиях, т. е. является изображениями. Но обработка изображений, как правило, производится вручную, с помощью операторов, а обработка на компьютерных системах требует дорогостоящих программ и достаточно большого объема машинного времени.

Поэтому в настоящее время для детектирования элементарных частиц, возникающих в реакциях на ускорителях, используют системы, которые позволяют наладить быструю (по сравнению с временем поступления информации) обработку на компьюте-

рах.

Такие системы в зависимости от своего предназначения делятся на различные классы. Для определения координат образовавшихся частиц используют многопроволочные пропорциональные камеры, цилиндрические дрейфовые камеры, искровые камеры, полупроводниковые детекторы.

Для идентификации частиц нейтронные и черенковские счетчики. Измерение энергии осуществляется с помощью электрон-фотонных и адронных калориметров, а измерение импульса частиц производится с помощью магнитов.

Безусловно, даже краткий перечень различных систем для детектирования элементарных частиц занял бы не одну страницу. Поэтому остановимся лишь на некоторых из них.

Счетчик Вавилова-Черенкова или Черенковский счетчик.

Черенковский счетчик основан на регистрации излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при равномерном движении заряженной частицы в прозрачной среде со скоростью V , превышающей скорость распространения световых волн в этой среде

c/n (c -скорость света в вакууме, n -показатель преломления среды) . Это излучение генерируется в среде вследствие некомпенсированной поляризации среды (или эффекта запаздывания поляризации среды) , которая образуется под воздействием пролетающей заряженной частицы.

Свет излучается только вперед, по движению частицы и заключен в конусе, ось которого совпадает с направлением движения частицы , вершина конуса совпадает с мгновенным положением частицы, а угол раствора конуса (угол излучения) определяется соотношением:

$$\cos\theta = \frac{c}{Vn} \quad (1)$$

Минимальная скорость $V_{кр} = c/n$, при которой возникает черенковское излучение, называется критической скоростью, а угол $\theta = \theta_{кр}$ -черенковским углом.

Световую вспышку, возникающую в среде (так называемом радиаторе), регистрируют с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Интенсивность излучения такая, что на 1 см пути излучается несколько десятков фотонов. Спектр излучения в основном сосредоточен в области частот, где показатель преломления $n \rightarrow 1$. С точки зрения последующего детектирования, целесообразно, чтобы этот

спектр падал на диапазон световых или ультрафиолетовых волн. Поэтому черенковский счетчик изготавливают из любого прозрачного вещества с показателем преломления $n > 1$ в оптической и ультрафиолетовой областях. Очень удобным материалом являются прозрачные пластмассы. Применяются также жидкие и газовые наполнители.

Обычно используют счетчики цилиндрической конструкции (см. рисунок 1, где 1- цилиндрический радиатор, 2- коническая часть радиатора, 3- собирающая линза, 4 -ход светового луча, 5- траектория частицы, 6-ФЭУ). Излучаемые фотоны вследствие полного внутреннего отражения собираются с помощью линзы (или зеркал) на ФЭУ.

Основное назначение счетчика- определение скорости частиц (с точностью 10^{-4}) по углу излучения и критической (пороговой) скорости излучения. Черенковские счетчики можно также использовать для определения заряда релятивистских частиц и направления их движения.

Очень часто используется комбинация многих черенковских счетчиков с различными показателями преломления и в совокупности с другими регистрирующими установками.

Полупроводниковый детектор

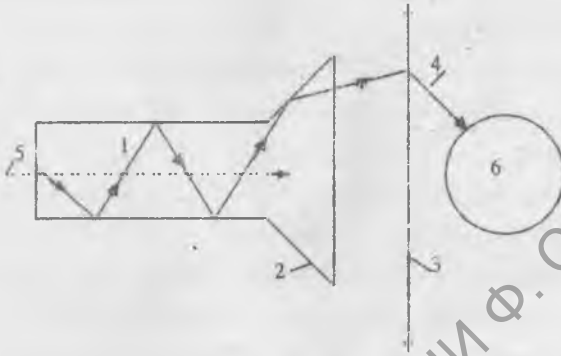


Рисунок 1: Черенковский счетчик.

Полупроводниковые детекторы (ПД) широко применяются для детектирования и спектрометрии заряженных частиц и γ -квантов благодаря высокому разрешению по энергии, малому времени нарастания сигнала и малым размерам.

Основным элементом ПД является монокристаллический полупроводник (кремний, реже германий, литий-германий) , выполненный в виде пластины размером от несколько мм^2 до сотен мм^2), обладающий электронно-дырочным (p-n) переходом. На противоположные поверхности пластины напыляются тонкие электроды, чаще всего из золота, и на них подают обратное (запирающее) напряжение в несколько вольт. Заряженная частица, проникая в кристалл, за счет ионизации образует дополнительные электронно-дырочные пары, которые в электрическом поле перемещаются к электродам и создают на них импульс тока. Последний усиливается электронной аппаратурой и регистрируется.

Заряд, собранный на пластинах, пропорционален энергии, выделенной частицей в кристалле. Благодаря высокой плотности электронно-дырочных пар, возникающих в следах частиц в полупроводнике, ПД

могут с большой точностью (до 0,1 процента) измерять энергию частиц.

Большая скорость движения зарядов в полупроводнике позволяет регистрировать частицы в ПД с высоким временным разрешением порядка 10^{-9} сек.

Среди ПД существует класс поверхностно-барьерных детекторов, у которых р-п-слой создан непосредственно у поверхности кристалла. Такие ПД используются для регистрации частиц с коротким пробегом, не превышающим толщину переходного слоя (около 1 мм), и измерения их ионизирующей способности. Для регистрации длиннопробежных (быстрых) частиц созданы т. н. диффузионные ПД, обладающие глубокой (до 5 мм) зоной чувствительности к заряженным частицам. Существуют ПД чувствительные к месту попадания частицы на поверхность. Такими ПД измеряют координаты траектории частиц с точностью до 0,5 мм.

Вопросы для контроля.

1. Как работает черенковский счетчик.
2. Физические принципы работы ПД.
3. Самостоятельно изучите по литературе как работают дозиметрические калориметры (физические принципы действия, предназначение и т. д.) .

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.Г. Ядерная физика. М: Наука, 1972.- 672 с.
2. Физика микромира (маленькая энциклопедия) / Гл. ред. Д. В. Ширков. -М:Изд-во " Советская энциклопедия " 1980. -528 с.
3. Практикум по ядерной физике /Под ред. В.Г. Барышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.
4. Горн Л.С., Хазанов Б. И. Современные приборы для измерения ионизирующих излучений. -М: Энергоиздат, 1989. -232 с.

Лабораторная работа 5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕРТВОГО ВРЕМЕНИ СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА

Цель работы :

Изучение характеристик детекторов. Определение мертвого времени счетчика Гейгера-Мюллера

Введение

При измерении числа частиц всегда надо учитывать, что в реальных условиях не все частицы попавшие в детектор (в нашем случае счетчик Гейгера-Мюллера), будут зарегистрированы. Поэтому вводят дополнительную характеристику, которая оценивает вероятность регистрации частиц данным прибором, которую мы будем обозначать как ϵ . Эффективность регистрации ϵ является функцией многих переменных, к примеру, энергии и знака электрического заряда падающих частиц, типа и размера детектора, режимов питания детекторов и т.д. Эффективность регистрации определяют как число зарегистрированных частиц k к числу попавших в регистрирующую часть детектора. Одной из важнейших характеристик, влияющих на величину ϵ является мертвое время счетчика.

Промежуток времени t_M , в течение которого счетчик нечувствителен к попадающим в него частицам (имеются в виду регистрирующая часть), называется мертвым временем.

Физический смысл этого параметра состоит в том, что он определяет тот минимальный промежуток времени, которым должны быть разделены пролеты ядерных частиц для того, чтобы можно было зарегистрировать их отдельно. Мертвым временем обладает не только камера (трубка) заполненная газом, но и входящие в счетчик пересчетные приборы. Как же определяется мертвое время всей установки? Мертвое время всей установки определяется мертвым временем того из блоков, для которого t_M максимально. У электронного усилителя и электро-механического счетчика мертвое время редко бывает больше 10^{-3} сек, тогда как у счетчика Гейгера-Мюллера оно составляет порядка 10^{-3} - 10^{-4} сек. Поэтому мертвое время счетчика Гейгера-Мюллера определяется мертвым временем его регистрирующей части.

Методы определения мертвого времени.

Можно показать, что если счетчик обладает мертвым временем непродлевающегося типа, то истин-

ная скорость счета n и наблюдаемая скорость счета m связаны соотношением

$$n = \frac{m}{1 - mt_M} \quad (1)$$

Используя (1), можно экспериментально определить мертвое время методом нескольких параметров. В нашем случае мы используем два препарата. Если истинная скорость счета 1-порядка препарата n_1 , 2-го n_2 , то скорость счета для двух препаратов вместе равна:

$$n_{12\text{преп.}} = n_{1\text{преп.}} + n_{2\text{преп.}} \quad (2)$$

Подставляя в (2) (1), можно получить уравнение для t_M через измеряемые скорости счета m_1, m_2, m_{12} . Однако на практике очень часто приходится учитывать скорость фона n_ϕ , связанного как с космическим излучением и излучением окружающих установку предметов, так и с самопроизвольными срабатываниями электронной части счетчика Гейгера-Мюллера. Пренебрегая последней, вышеназванной причиной фона, мы можем записать (2) с учетом для фона внешнего излучения

$$n_1 + n_2 = n_{12} + n_\phi$$

$$n_{12} = n_{12\text{преп.}} + n_\phi$$

$$n_1 = n_{1\text{прев.}} + n_\phi$$

$$n_2 = n_{2\text{прев.}} + n_\phi \quad (3)$$

Фактически фон выступает в роли третьего источника. Используя (1) и (2), имеем

$$\begin{aligned} \frac{m_1}{1 - m_1 t_M} + \frac{m_2}{1 - m_2 t_M} &= \\ = \frac{m_{12}}{1 - m_{12} t_M} + \frac{m_\phi}{1 - m_\phi t_M}. \end{aligned} \quad (4)$$

Как правило, при решении (4) относительно t_M используют некоторые приближения типа m_1^2 , m_2^2 , $m_{12}^2 \gg m_\phi^2$ и т.д. Однако, любое такое приближение естественно ведет к ошибкам в определении t_M . Разрешая (4) относительно t_M , получаем квадратное уравнение, решение которого имеет вид:

$$t_M = \left(\frac{m_1 + m_2 - m_{12} - m_\phi}{2(m_1 - m_\phi)(m_2 - m_\phi)} \right) *$$

$$* \left(1 + \frac{m_1 + m_2 - m_{12} - m_\phi}{4(m_1 - m_\phi)(m_2 - m_\phi)} * (m_{12} - 3m_\phi) \right) \quad (5)$$

В приближении $m_1^2, m_2^2, m_{12}^2 \gg m_\phi^2$ можно легко получить

$$t_M = \frac{m_1 + m_2 - m_{12} - m_\phi}{m_{12}^2 - m_1^2 - m_2^2} \quad (6)$$

Так как счетчик регистрирует, как правило, при близительной одинаковости скорости счета, они должны измеряться особенно с большой точностью.

Следует обратить внимание, что данный метод предполагает, что мертвое время не зависит от измеряемой скорости счета. Но если скорость счета велика, то это предположение неверно; среднее мертвое время становится меньше, так при большой скорости счета импульсы имеют меньшую продолжительность.

Экспериментальная установка.

Экспериментальной установкой является газоразрядный счетчик Гейгера-Мюллера.

Порядок выполнения работы

1. После прогрева установки 10-20 мин. установить препарат 1 и провести измерения M_1 .
2. Затем, не снимая препарата 1, установить препарат 2 и найти число импульсов M_{12} , зарегистрированных от двух препаратов.
3. Затем, убрать препарат 1 и также найти M_2 - число импульсов второго препарата.
4. Затем, убрать второй препарат, измерить число импульсов M_{ϕ} , обусловленных фоновым излучением. Все измерения 1-4 проводить за одинаковые

промежутки времени не менее 5 раз за время не менее 3 минут.

5. Результаты занести в таблицу

N	M_1	M_2	M_{12}	M_ϕ	t
1.					
2.					

Обработка результатов измерения

1. Рассчитать t_M по формулам (5) и (6). Сравнить полученные результаты.
2. Получить формулу для абсолютной ошибки Δt_M из формулы (6) для t_M .
3. Рассчитать абсолютную ошибку Δt_M .

Вопросы для контроля

1. Что такое мертвое время счетчика Гейгера-Мюллера?
2. Как определяется мертвое время всей установки?
3. Получите формулу (1) исходя из понятия мертвого времени?
4. Какие еще методы определения мертвого времени вы знаете?

Литература

1. Практикум по ядерной физике. /под ред. Ю.Г. Жуковского -М: Наука, 1975.

2 Герфорт Л. . Кох Г. Практикум по радиохимии -М: Изд-во ин. лит-ры, 1963. -480 с.

Лабораторная работа 6

ИЗУЧЕНИЕ ОСНОВНЫХ СТАТИСТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Цель работы :

Изучение некоторых важнейших статистических законов распределения, встречающихся в ядерной физике, и обработка результатов физического эксперимента на примере измерения скорости счета радиоактивного препарата.

Введение

1. Одна из главных задач при планировании эксперимента и выполнении каких-либо измерений -это оценка точности и надежности результатов. Часто именно повышение точности измерений позволяет вскрыть новые, неизвестные ранее закономерности. Точность измерения определяется систематическими и случайными погрешностями

Систематической погрешностью измерения называется погрешность, которая остается постоянной или закономерно изменяется при повторных измерениях одной и той же величины.

В зависимости от причин возникновения систематические погрешности разделяются на четыре основных типа :

1. *Погрешности метода* или теоретические погрешности, протекающие от ошибочности или недостаточной разработки принятой теории метода измерений в целом или от допущенных упрощений при проведении измерений.

2. *Инструментальная погрешность*, зависящая от погрешностей применяемых средств измерений.

3. *Погрешности*, обусловленные неправильной установкой и взаимным расположением средств измерения, являющихся частью единого комплекса; несогласованностью их характеристик, влияние внешних условий, нестабильность источников питания и др.

4. *Личные погрешности*, обусловленные индивидуальными особенностями наблюдателя, например, запаздыванием или опережением при регистрации сигналов, неправильным отсчетом деления шкалы и т. п.

По характеру своего поведения в процессе измерения систематические погрешности подразделяются на постоянные и переменные.

Методы борьбы с систематическими погрешностями заключаются в их обнаружении и последующим исключением путем полной или частичной компенсации. Совершенствование методов измерений, использование новейших приборов - все это позволяет устранить на практике систематические погрешности.

Примерами систематических ошибок измерения при измерении скорости счета является учет скорости фона, т. е. скорости счета, регистрируемая установкой без аппарата, учет мертвого времени прибора, учет взаимного расположения препарата и счетчика ядерных частиц, учет поглощения частиц воздухом, стенками счетчика и др. Отметим, что систематические ошибки нельзя устранить путем увеличения числа измерений и что при любом измерении систематическая погрешность не может устранена полностью.

Случайной погрешностью измерения называется погрешность, изменяющаяся случайным образом при повторных измерениях одной и той же ве-

личины.

Источниками случайных погрешностей измерения могут быть, например, следующие причины:

- 1) наличие случайных составляющих погрешности применяемых средств измерений,
- 2) флуктуация самих измеряемых величин,
- 3) небольшие, но допустимые колебания условий измерения, влияющих на измеряемую величину и т. д.

Случайные погрешности подчиняются статистическим закономерностям, т. е. появление величины, попадающей в заданный интервал (а также самой случайной погрешности), можно предсказать лишь с определенной вероятностью. В отличие от систематической, случайная погрешность может быть уменьшена до определенных пределов путем увеличения числа измерений и применением соответствующей статистической обработки результатов.

2. В ядерной физике процессы имеют статистический (вероятностный) характер и могут быть поняты только при использовании для них изучения статистических методов. В экспериментальной ядерной физике наиболее часто встречаются задачи, связанные с непосредственной регистрацией частиц, появившихся в результате, например, радиоактивно-

го распада, ядерной реакции и др. Все эти явления имеют случайную природу, но могут подчиняться различным статистическим закономерностям.

Наиболее универсальный способ описания случайных величин заключается в отыскании их статистических функций распределений (дифференциальная или интегральная).

Под интегральной функцией распределения результатов наблюдений понимается зависимость вероятности того, что результат наблюдения X_i в i -том опыте окажется меньше некоторого текущего, например, полученного ранее значения x от самой измеряемой величины x :

$$F_X(x) = P(X_i \leq x) = P(-\infty \leq X_i \leq x) \quad (1)$$

В ядерной физике значения непосредственно измеряемых величин, как правило, больше нуля. При увеличении x ($x \rightarrow \infty$) событие $X_i \leq x$ становится все более достоверным, т. е.

$$\lim_{x \rightarrow \infty} F_X(x) = 1 \quad (2)$$

А при $x \rightarrow -\infty$, вероятность события x уменьшается и стремится к нулю.

Как правило, удобно описание свойств наблюдений с помощью дифференциальной функции рас-

распределения, называемой плотностью распределения вероятностей.

$$p_X(x) = \frac{dF_X(x)}{dx} \quad (3)$$

Из $p_X(x)$ легко перейти к $F_X(x)$ путем интегрирования

$$F_X(x) = \int_{-\infty}^x p_X(x) dx \quad (4)$$

Используя понятия функций распределений, легко найти вероятность того, что результат измерения X (или сама случайная погрешность) примет некоторое значение в интервале $[x_1, x_2]$. Легко видеть, что

$$P(x_1 \leq x \leq x_2) = F_X(x_2) - F_X(x_1) \quad (5)$$

или

$$P(x_1 \leq x \leq x_2) = \int_{x_1}^{x_2} p_X(x) dx \quad (6)$$

Значительно чаще бывает достаточно охарактеризовать случайную погрешность с помощью ограниченного числа специальных величин, называемых моментами.

Начальным моментом r -порядка называется интеграл вида

$$d_r(X) = \int_{-\infty}^{\infty} x^r * p_X(x) dx, \quad (7)$$

представляющий собой математическое ожидание величины x^r . Первый момент ($r=1$) представляет собой математическое ожидание результатов наблюдений:

$$d_1(X) \equiv m_X \equiv M[x] \quad (8)$$

Центральным моментом r -порядка называется интеграл вида

$$U_r(X) = \int_{-\infty}^{\infty} (x - M[x])^r * p_X(x) dx, \quad (9)$$

представляющий математическое ожидание величины $(x - m_X)^r$, то есть r -той степени случайной погрешности.

На практике, особое значение имеет второй центральный момент, называемый дисперсией результатов наблюдений и обозначаемый через $D(X)$.

$$D(X) = \int_{-\infty}^{\infty} (x - M[x])^2 * p_X(x) dx, \quad (10)$$

Дисперсия случайной погрешности является характеристикой рассеивания результатов наблюдения относительно математического ожидания.

Часто вместо дисперсии используют величину

$$\sigma_x = \Delta x = \sqrt{D(X)},$$

называемую абсолютной флуктуацией величины X (или среднеквадратичное отклонение результатов измерений или абсолютная ошибка). Вводят также относительную погрешность

$$\delta = \frac{\Delta x}{m_x}, \quad (11)$$

которую выражают в процентах.

С помощью σ_x можно оценить вероятность того, что при однократном наблюдении величины x , случайная погрешность $x - m_x = Y$ не превзойдет некоторой наперед заданной величины E , т. е. $P(|Y| \leq E)$. Можно получить следующее неравенство, известное как неравенство Чебышева

$$P(|Y| \leq E) \geq 1 - \frac{\sigma_x^2}{E^2} \quad (12)$$

Пологая $E = 3\sigma_x$, легко получить, что вероятность того, что погрешность (при любом распределении

вероятности ее появления) не превысит $3\sigma_x$ составит 89 % .

В ядерной физике оно носит название правил 3σ , и для распределений, встречающихся там, вероятность $P(|Y| \leq 3\sigma)$ значительно больше 89 %. В случае когда величина x принимает лишь дискретные значения интегралы в формулах (7) -(10) заменяют на суммы, где число членов суммы определяется числом измерений.

Математическое ожидание и дисперсия являются наиболее часто используемыми характеристиками, поскольку они определяют наиболее важные черты распределения: положение его центра и степень разбросанности. Для более подробного описания распределения используют моменты более высоких порядков. Так, например, третий момент служит характеристикой асимметрии или скошенности распределения.

3. Приведем примеры статистических распределений, наиболее часто встречающихся в ядерной физике и имеющих важное значение при обработке результатов измерения.

1. Распределение Гаусса (нормальное распределение) .

Плотность распределения вероятности, обозначаемая $P(x)$, имеет вид

$$P(x) = \sqrt{\frac{1}{2\pi\sigma}} * \exp\left(\frac{-(x-a)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (13)$$

$$M[x] = a \quad (14)$$

$$D(x) = \sigma^2 \text{ т.е. } \sigma_x = \sigma \quad (15)$$

Функция $P(x)$ симметрична относительно $x = a$.

Примерами применимости распределения Гаусса из области ядерной физики являются отклонения из-за многократного рассеяния частиц высокой энергии и разброс пробегов частиц в веществе.

Распределение Гаусса применимо, когда эффект обусловлен множеством малых независимых вкладов, носящих случайный характер.

Заметим, что для данного распределения вероятность того, что величина $Y = |x - \bar{x}|$ окажется в отрезке $[Y_1, Y_2]$, определяется выражением

$$\begin{aligned} P(Y_1 \leq |x - \bar{x}| \leq Y_2) &= \sqrt{\frac{1}{2\pi\sigma}} \int_{Y_1}^{Y_2} \exp\left(\frac{-(x-a)^2}{2\sigma^2}\right) dx = \\ &= \Phi\left(\frac{Y_2}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{Y_1}{\sigma}\right) \end{aligned} \quad (16)$$

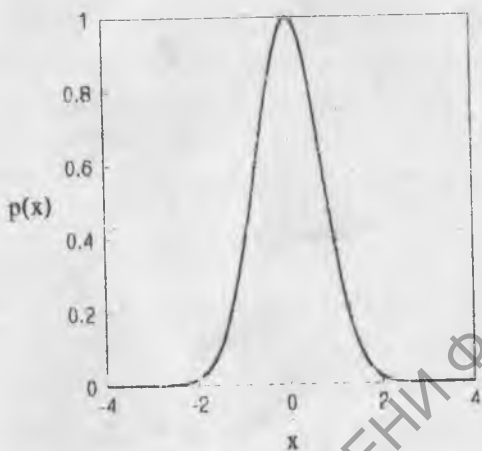


Рисунок 1: Плотность нормального распределения

где

$$\Phi(z) = \sqrt{\frac{1}{2\pi\sigma}} \int_0^z e^{-x^2/2} dx \quad (17)$$

Функция Гаусса $\Phi(z)$, значение которой находится из таблиц для специальных функций. "Правило 3σ " для распределения Гаусса формулируется следующим образом:

$$P(Y \leq 3\sigma) = 0,997 \quad (18)$$

Заместим, что

$$P(Y \leq \sigma) = 0,687 \quad (19)$$

$$P(Y \leq 2\sigma) = 0,954 \quad (20)$$

Если случайная величина подчиняется распределению Гаусса, к примеру показания счетчика ядерных частиц при равных промежутках времени, то вероятность того, что показания счетчика N будут отличаться от N не более, чем на 3σ равна 99,7%. Аналогичный смысл имеют формулы (19) и (20). "Правило 3σ " служит критерием правильности полученных результатов, если, конечно, известно заранее распределение случайной величины и применимо лишь к непосредственно измеряемым величинам.

Распределение Пуассона

Распределение Пуассона, в отличие от нормального распределения, является дискретным. Оно применимо, когда интересующая нас величина может принимать только целые положительные значения и события, относящиеся к неперекрывающимся интервалам, статистически независимы. Закон Пуассона описывает распределение вероятности редких событий.

Распределение Пуассона определяется только заданием одного параметра среднего числа событий N . Плотность вероятности имеет вид:

$$P(N) = \frac{N^N}{N!} * \exp(-N) \quad (21)$$

$M[N] = D[N] = \bar{N}$, следовательно,

$$\sigma_N = \sqrt{\bar{N}}, \text{ и } \delta = \frac{1}{\sqrt{\bar{N}}} \quad (22)$$

т.е.

$$N = \frac{1}{\delta^2} \quad (23)$$

Таким образом, для измерения среднего числа частиц, счетчиком со статической ошибкой 10 %

нужно сосчитать 100 частиц, а для ошибки 1 % уже необходимо зарегистрировать 10000 частиц. По мере роста N асимметричное распределение Пуассона становится все более симметричным относительно, и при больших N переходит в распределение Гаусса с $\sigma = \sqrt{N}$. На практике, если $N > 20$, то можно считать, что достигается полная симметрия, и распределение Пуассона можно заменить на распределение Гаусса с $\sigma = \sqrt{N}$. При этом остаются верными все формулы с (16) до (20).

χ^2 -распределение

Если величина x_i -независимые нормально распределенные случайные величины (т. е. распределены по закону Гаусса (13) с $M(x) = \bar{x}$ и $D(x) = \sigma^2$, то величина

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(x - \bar{x})^2}{\sigma^2} \quad (24)$$

подчиняется распределению χ^2 с n степенями свободы, с плотностью вероятности

$$p(\chi^2) = \left(\frac{1}{2^k}\right) * \Gamma(k) * (\chi^2)^{k-1} * \exp\left(-\frac{\chi^2}{2}\right) \quad (25)$$

где $k = n/2$, $\Gamma(k)$ - гамма-функция.

Для χ^2 -распределения

$$M(x) = n, \quad D(x) = 2n.$$

Применяется данное распределение при рассмотрении согласия между теоретическими расчетами и результатами эксперимента.

4. Все, о чем мы говорили выше, относилось непосредственно к измеряемым величинам. А как определить погрешности для косвенно измеряемых величин, т. е. величин измеряемых с помощью физических законов из непосредственно измеряемых? Оказывается, погрешность косвенно измеряемых величин, связана с погрешностями непосредственно измеряемых величин.

Пусть искомая величина Z связана с непосредственно измеряемой величиной функцией $Z = f(x_1, \dots, x_m)$. Если погрешности x_i не коррелированы друг с другом, т. е. независимы, то абсолютная погрешность

$$\sigma = \Delta Z = \sqrt{\sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 * (\Delta x_i)^2} \quad (26)$$

Практическое следствие этого соотношения: для создания оптимальных условий основные усилия должны быть направлены не на дальнейшее уточнение тех результатов измерений, которые являются наиболее точными, а на совершенствование наименее точных измерений.

Перейдем к задачам, которые непосредственно

решаются в данной работе с помощью теории, изложенной выше.

Задача 1.

Учет фона и рациональный выбор времени измерения.

Основной систематической ошибкой при измерении скорости счета источника т. е.

$$n = \frac{N}{t}, \quad (27)$$

где N — число импульсов за время измерения t , является фон прибора, который облучен посторонними излучателями, а также самопроизвольным счетом самой установки.

Тогда скорость счета источника будет определяться выражением

$$n_0 = \frac{N}{t} - \frac{N_\phi}{t_\phi} \quad (28)$$

где N и N_ϕ — число импульсов счетчика с источником и без источника за время t и t_ϕ соответственно. Поскольку для величины N_ϕ также существует случайная ошибка, тогда абсолютная ошибка имеет вид:

$$\Delta n_0 = \sqrt{(1/t^2) * \Delta N^2 + (1/t_\phi^2) * \Delta N_\phi^2} \quad (29)$$

При этом предполагается, что время измерится с точностью много лучшей, чем число импульсов, поэтому величина t не имеет дисперсии.

Если считать, что число импульсов подчиняется распределению Пуассона, то при больших N можно считать, что

$$\Delta N = \sqrt{N} \quad (30)$$

Тогда абсолютная ошибка равна

$$\Delta n_0 = \sqrt{n/t + n_\phi/t_\phi} \quad (31)$$

а относительная ошибка

$$\delta = \frac{\Delta n_0}{n_0} = \frac{\sqrt{n/t + n_\phi/t_\phi}}{n_0} \quad (32)$$

Как видим, если нам необходимо измерять несколько величин, то при этом возникает задача рационального выбора времени. К этой задаче можно подойти с двух сторон.

Во — первых, можно найти то наименьшее время всех измерений, которое необходимо для получения заданной относительной погрешности δ окончательной расчетной величины.

Во — вторых, при заданном общем времени, которое отводится для проведения всех измерений, можно найти такое распределение времени между изме-

рениями, которое дает наименьшую относительную погрешность измеряемой величины.

В реальных экспериментах обычно ставят пробные опыты, в которых, кроме проверки работы отдельных блоков установки, определяется интервал значений каждой из величин и оцениваются их возможные погрешности. Поэтому при проведении эксперимента следует по возможности провести отдельные измерения, а затем составить план с указанием величин, которые необходимо измерить, и времени, отводимого на каждое измерение.

Рассмотрим случай измерения скорости счета радиоактивного образца при наличии фона.

Соотношение между временами двух измерений t и t_{ϕ} , обеспечивающее наименьшую относительную погрешность величины n_0 при заданном полном времени $T = t + t_{\phi}$, находится из условия:

$$\frac{\partial(n_0^2)}{\partial t_{\phi}} = 0 \quad (33)$$

Из (33) легко получить следующее соотношения

$$\frac{t}{t_{\phi}} = \sqrt{\frac{n}{n_{\phi}}} \quad (34)$$

откуда

$$t = \frac{n + \sqrt{n_{\phi}n}}{\delta^2 n_0^2} \quad (35)$$

$$t_{\phi} = \frac{n_{\phi} + \sqrt{n_{\phi}n}}{\delta^2 n_0^2}, \quad n_0 = n - n_{\phi} \quad (36)$$

Из формул (35) , (36) оценивается время для измерения скорости счета с источником и скорости счета фона при заданном σ . Аналогичные соотношения можно получить, если необходимо учитывать несколько систематических величин.

Задача 2.

1. **Определение точечных оценок истинного значения и среднего квадратического отклонения.**

Оценка некоторого параметра называется точечной, если она выражается одним числом. Сама оценка является случайной величиной с распределением, зависящим от распределения исходной случайной величины и от числа опытов.

К точечным оценкам предъявляется ряд требований, определяющих их пригодность. Выпишем точечные оценки, которые удовлетворяют всем требованиям.

Для оценки истинного значения величины принимается среднее арифметическое значение полученных результатов наблюдений.

$$\bar{N} = \frac{1}{K} * \sum_{i=1}^K N_i \quad (37)$$

(K- число измерений)

В качестве точечной оценки дисперсии случайной погрешности выбирается величина

$$S_N^2 = \frac{1}{K-1} * \sum_{i=1}^K (\bar{N} - N_i)^2 \quad (38)$$

а для оценки абсолютной ошибки (или среднеквадратичного отклонения) .

$$S_N \approx \sqrt{\frac{1}{K-1} * \sum_{i=1}^K (\bar{N} - N_i)^2} \quad (39)$$

Для точечной оценки дисперсии среднего арифметического \bar{N} принимается выражение

$$S_{\bar{N}}^2 = \frac{1}{K} * S_N^2 = \frac{1}{K(K-1)} * \sum_{i=1}^K (\bar{N} - N_i)^2 \quad (40)$$

Введенные оценки позволяют записать итог измерений в виде

$$\bar{N} = \dots, S_N = \dots, S_{\bar{N}} = \dots, K = \dots,$$

что позволяет сделать некоторые выводы о точности проведенных измерений.

2. Оценка истинного значения величины с помощью интервалов.

Смысл оценки параметров с помощью интервала заключается в нахождении интервала, называемых доверительными, между границами которых с определенными (доверительными) вероятностями находятся истинные значения оцениваемых параметров.

Если величина подчиняется нормальному (Гаусса) распределению с неизвестными параметрами μ и σ , и известна выборка значений, т.е. сделан ряд измерений этой величины, то на основании точечных оценок для параметра μ - (это математическое ожидание), для σ - (это корень из дисперсии распределения Гаусса (см.(37)-(40)) можно найти доверительные интервалы.

Доверительный интервал

$$\left[\bar{N} - t_{\alpha/2; K-1} * \frac{S_N}{\sqrt{K}}, \bar{N} + t_{\alpha/2; K-1} * \frac{S_N}{\sqrt{K}} \right] \quad (41)$$

накрывает неизвестное математическое ожидание с заданной вероятностью $1-\alpha$.

Коэффициенты $t_{\alpha/2;K-1}$ называются квантилями распределения Стьюдента и находятся из таблиц.

Доверительный интервал для дисперсии σ

$$\left[S_N * \sqrt{\frac{K-1}{\chi_{\alpha/2;K-1}^2}}, S_N * \sqrt{\frac{K-1}{\chi_{1-\alpha/2;K-1}^2}} \right] \quad (42)$$

накрывает дисперсию с вероятностью $1-\alpha$.

В таблицах, либо есть сразу коэффициенты

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{K-1}{\chi_{\alpha/2;K-1}^2}}, \gamma_2 = \sqrt{\frac{K-1}{\chi_{1-\alpha/2;K-1}^2}} \quad (43)$$

в зависимости от $V = K-1$, либо сначала находят $\chi_{\alpha/2;K-1}$ и $\chi_{1-\alpha/2;K-1}$ в специальных справочных таблицах, а затем рассчитывают γ_1 и γ_2 .

Задача 3. Оценка близости наблюдаемого распределения к распределению Пуассона и Гаусса.

Критерий χ^2 (хи-квадрат)

Для того, чтобы сделать проверку согласия эмпирической функции распределения т.е. полученной

в эксперименте, с некоторой теоретической (предполагаемой нами) функции распределения используется критерий χ^2 . Приведем алгоритм для оценки близости эмпирического распределения к распределению Пуассона и Гаусса.

1. Пусть проведено m -измерений, величины N ($m > 50$)

2. Разобьем весь диапазон значений величины N на K -интервалов равной длины, так, чтобы в каждом из них было не менее 5 элементов и пусть в каждом i -интервале оказалось m_i измерений, причем

$$\sum_{i=1}^K m_i = m$$

3. Составим сгруппированный статистический ряд распределения (смотри таблицу)

Интервалы наблюдас- мых значе- ний N	$[N_0, N_1]$	$[N_i, N_{i-1}]$...	$[N_i, N_{i-1}]$
Частота попадания	m_1	m_i	...	m_K

4. Рассчитать величины

$$N = \frac{1}{m} * \sum_{i=1}^m N_i \quad (44)$$

$$S_N^2 = \frac{1}{m-1} * \sum_{i=1}^m (\bar{N} - N_i)^2 \quad (45)$$

Рассчитать вероятности P_i попадания величины N в частичные интервалы $[N_{i-1}, N_i]$ по формуле

$$P_i = \Phi(U_i) - \Phi(U_{i-1}), \quad i = 1, \dots, K, \quad (46)$$

$$\text{где } U_i = \frac{N_i^* - \bar{N}}{S_N},$$

N_i^* - середина i -того интервала, а $\Phi(U_i)$ - функция Гаусса, значение которой находится из таблиц.

6. Затем находим величину

$$\chi_{\text{набл.}}^2 = \sum_{i=1}^K \frac{(m_i - m * P_i)^2}{m * P_i} \quad (47)$$

7. По таблице находим значения χ^2 - распределения по заданному уровню значимости и числу степеней свободы $\nu = k - 1$ критическое значение $\chi_{\text{критич.}}^2$. Если $\chi_{\text{набл.}}^2 \leq \chi_{\text{критич.}}^2$ то вероятность того, что наблюдаемое распределение соответствует нормальному равна $1 - \alpha$. Если же $\chi_{\text{набл.}}^2 \geq \chi_{\text{критич.}}^2$, то необходимо изменить уровень значимости так, чтобы выполнялось условие $\chi_{\text{набл.}}^2 \leq \chi_{\text{критич.}}^2$.

Экспериментальная установка

Для изучения важнейших статистических законов распределения использоваться может любая экспериментальная установка .

Порядок выполнения работы

1. По заданной преподавателем относительной ошибке δ определить время измерения импульсов экспериментальной установки и время изменения фоновых импульсов. Для этого измерить скорости счета фона и скорости счета установки с радиоактивным образцом два-три раза каждый. Затем по формулам из задачи 1 рассчитать время измерения t и t_{ϕ} . Полученные значения t и t_{ϕ} дадут время одного измерения для скорости счета с образцом и без него.
2. Произвести на установке с заданными t и t_{ϕ} 90-100 измерений для фона и для образца.

Обработка результатов

1. Рассчитать точечные оценки N , S_N , S_N^2 , для N и N_{ϕ} (N и N_{ϕ} - число импульсов для образца и для фона) по формулам (см. (37)-(40)).
2. Рассчитать доверительные интервалы для математического ожидания и дисперсии полученного Вами экспериментального распределения по ϕ . (см. (41) (42)) с доверительной вероятностью $p = 1 - \alpha = 95$

3. Оценить близость полученного распределения к нормальному, используя критерий χ^2 . Уровень значимости $\alpha=0,05$.

4. Рассчитать точечные оценки и доверительные интервалы для скорости счета n и n_{ϕ} , считая, что время измеряем с нулевой дисперсией.

5. Графически проверить "правило 3σ ", построив график - гистограмму $P_i(N)$, где P_i - относительная частота попаданий в i -тый интервал, на которые разбиты значения импульсов счетчика N .

Вопросы для контроля

1. Типы ошибок и от чего они зависят?

2. Нормальное распределение вероятностей.

3. Распределение Пуассона.

4. Ошибка функции нескольких измерений.

5. Что предпочтительнее для уменьшения ошибки измерения вдвое:

1) увеличить время измерения одного опыта в 4 раза не увеличивая числа опытов

2) увеличить на 80 число измерений, не увеличивая времени одного измерения.

6. Критерий χ^2 (хи-квадрат).

Лабораторная работа 7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СЧЕТЧИКА

Цель работы :

Экспериментальная оценка эффективности регистрации установки и ее теоретический расчет.

Введение

1. Не все частицы ядерного излучения попавшие в чувствительный объем детектора (газоразрядная трубка у счетчика Гейгера-Мюллера, кристалл в сцинтиляционном счетчике и т.д.) будут зарегистрированы, поэтому для различных приборов, измеряющих ионизирующие излучения, вводится характеристика, описывающая данный факт. Она называется эффективностью регистрации прибора и является одной из главных.

Полной эффективностью счетчика называется отношение числа регистрируемых частиц (электроны, частицы, фотоны и др.) к полному числу частиц, проходящих через регистрирующую часть.

Часто счетчик и радиоактивный изотоп, излучение которого фиксирует счетчик не имеют фиксированной расположение в пространстве между собой. Поэтому система счетчик + радиоактивный изо-

топ (установка) имеет другую эффективность регистрации нежели отдельный счетчик. В данной работе исследуется эффективность регистрации целой установки, а не отдельного детектора ионизирующих излучений.

Эффективность регистрации зависит от целого ряда факторов. Основными из них являются:

1. Электрический заряд и энергия ядерных частиц;
2. Материалы, размеры чувствительного объема счетчика;
3. Режим питания (для счетчика Гейгера-Мюллера напряжение питания газоразрядной трубки), а для сцинтилляционного детектора напряжение ФЭУ (фотоселектронный умножитель);
4. Геометрическое расположение радиоактивного образца и детектора.
5. Мертвое время детектора и т.д.

Например, для счетчика Гейгера-Мюллера эффективность регистрации составляет 80-98 % для заряженных частиц и лишь 1-2% для нейтральных γ -квантов.

2. Как же экспериментально определить эффективность регистрации детектора? Единственным способом является способ эталонного источника.

Эталонный источник-это источник с заданны-

ми характеристиками. Для эталонного источника ионизирующих излучений таковыми являются:

1. активность (число испускаемых частиц за единицу времени в заданный телесный угол, как правило, 2π или 4π).

2. Вид и энергия излучаемых частиц.

Например, препарат цезия Cs^{137} испускает гамма-кванты, с энергией $E_\gamma = 0,661$ Мэв, а препарат стронция Sr^{90} испускает электроны с энергией не превышающей $E_{max} = 1,463$ Мэв.

Суть метода определения эффективности проста. Фиксируя все параметры детектора (режим питания, размеры и материал из которого сделан чувствительный объем), а также геометрическое расположение детектора и эталонного источника, находится число зарегистрированных частиц. Исключая из этого числа фон прибора (т.е. регистрация частиц без эталонного источника), находим эффективность ϵ .

$$\epsilon = \frac{n_{рег} - n_{\phi}}{n_{образца}} \quad (1)$$

где n_{ϕ} - фоновая скорость счета,

$n_{рег}$ - регистрируемая скорость счета с образцом,

$n_{образца}$ - заданная (известная заранее) скорость счета эталонно. о источника.

Меняя образцы, режим питания и т.д. мы можем экспериментально найти ϵ как функцию от E, U и т.д., где E -энергия излучаемых частиц, U -напряжение блоков питания.

3. Как теоретически рассчитать эффективность регистрации? Для того, чтобы точно рассчитать эффективность, требуется учесть множество факторов, причем для различных типов детекторов одни и те же факторы могут быть как определяющими, так и второстепенными. Например, наличие воздуха между чувствительной частью и источником, испускающим электроны, является важнейшим фактором в эффективности регистрации (особенно, если воздух содержит воду (т.е. водяной пар), т.к. электроны сильно поглощаются водяными парами воздуха, и в то же время этим фактором можно пренебречь, если источник (например, Cs^{137}) испускает γ -кванты высокой энергии). Таким образом, учет определяющих факторов для конкретной установки, для конкретных видов излучений должен быть конкретным. Перечислим ряд факторов которые необходимо учитывать всегда.

1) Геометрическое расположение чувствительной части детектора и образца. Эффективность от этого геометрического расположения характеризуется

геометрическим коэффициентом. Геометрический коэффициент K равен отношению телесного угла α , под которым детектор облучается источником, к полному телесному углу 4π :

$$K = \frac{\alpha}{4\pi} \quad (2)$$

Геометрический коэффициент показывает, какая доля общего числа частиц, испускаемая радиоактивным препаратом попадает в чувствительный объем детектора (при условии, что излучение от препарата изотропно).

Задача определения K сводится, как правило, к чисто математическому расчету. Рассмотрим, например, расчет геометрического коэффициента для торцевого счетчика. Если источник расположен на продолжении оси торцевого счетчика радиуса R , а расстояние от точечного препарата составляет h (смотри рис.1), то легко получить

$$K = \frac{1}{2} * \left[1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + R^2}} \right] \quad (3)$$

Если источник имеет радиус r (здесь имеется в виду радиус излучающей части препарата), то для ситуации аналогичной описанной выше имеем:

$$K = \frac{1}{2} * \left[1 - \frac{H}{\sqrt{H^2 + R^2}} \right] \quad (4)$$

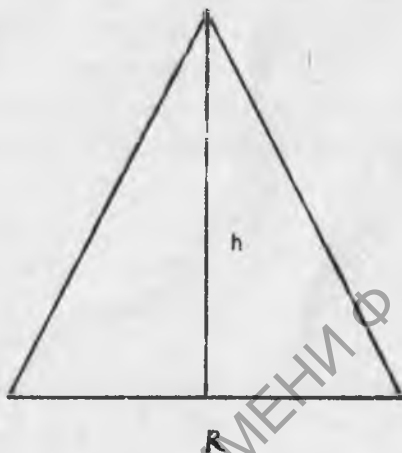


Рисунок 1: Расположение счетчика и детектора.

где

$$H = h + \frac{hr}{R-r}$$

2) Другим важным фактором является мертвое время детектора (о мертвом времени см. лаб. раб. 5) . Для детекторов с непродливающимся типом мертвого времени t_M истинная скорость счета препарата n и регистрируемая скорость счета m связана соотношением

$$n = \frac{m}{1 - m * t_M} \quad (5)$$

Поскольку эффективность характеризуется отношением регистрируемых и попадаемых в чувствительный объем частиц, то величина

$$f = \frac{m}{n} = 1 - t_M * m \quad (6)$$

и будет задавать эффективность регистрации, определяемую мертвым временем.

Как правило, t_M известно из паспортных данных, но для созданных своими руками установок мертвое время можно определить с помощью метода нескольких препаратов. Общая расчетная эффективность установки будет определяться произведением расчетных эффективностей, например, в

нашом случае

$$\epsilon = K * f \quad (7)$$

Экспериментальная установка

Экспериментальной установкой является любой детектор, который определяется преподавателем.

Порядок выполнения работы

1. Экспериментально определить эффективность регистрации счетчика при заданной геометрии, режима питания для данного эталонного источника.

- а) найти скорость счета фона прибора n_{ϕ} ;
- б) найти регистрируемую скорость счета $n_{\text{регистр.}}$;
- в) измерить (или взять из паспортных данных детектора) радиус торцевого счетчика- R ;
- г) измерить расстояние от источника до торцевой части детектора;
- д) измерить радиус излучающей части радиоактивного препарата r .

Измерения а) и б) произвести не менее 15-20 раз.

Обработка результатов опыта

1. Рассчитать среднее арифметическое $\bar{n}_{\text{регистр.}}$ и \bar{n}_{ϕ} , а также случайную ошибку $\Delta n_{\text{регистр.}}$, Δn_{ϕ} .

2. По формуле (1) рассчитать ϵ , используя паспортные данные источника*.

3. Рассчитать ошибку $\Delta\epsilon$, как косвенно измеряемой величины (для этого вывести для вычисления $\Delta\epsilon$ необходимые формулы).

4. По данным измерений в), г), д) рассчитать геометрический коэффициент K по формуле (3) или (4).

5. Рассчитать по формуле (6) поправку на мертвое время t_M .

6. Рассчитать ϵ по формуле (7) и сравнить с экспериментально измеряемым.

Как правило, для эталонных источников скорость счета падает в телесном угле 2π (для заряженных ядерных частиц), поэтому для получения $n_{\text{образца}}$ паспортное значение необходимо увеличить в 2 раза.

Поскольку $n_{\text{образца}}$ известно лишь на данное в паспорте время, и так как оно со временем изменяется, необходимо вводить поправку на изменение скорости счета со временем, используя формулу

$$n_{\text{образца}}(t) = n_{\text{образца}}(t_0) \exp(-\lambda(t - t_0)) \quad (8)$$

Здесь $n_{\text{образца}}(t)$ - скорость счета образца в настоящее время.

$n_{\text{образца}}(t_0)$ - скорость счета образца в момент t_0 , указанного в паспорте.

$\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$, $T_{1/2}$ -период полураспада, который находится для данного элемента из справочных таблиц.

Используя паспортные данные для $n_{\text{образца}}(t_0)$ и λ можно найти $n_{\text{образца}}(t)$, которая и подставляется в формулу (1).

Вопросы для контроля

1. Что такое полная эффективность регистрации детектора.
2. От каких факторов зависит эффективность регистрации.
3. Что такое геометрический коэффициент.
4. Выведите формулы (3) и (4).
5. Как определить эффективность регистрации, если известны эффективности различных факторов.
6. В каких случаях экспериментальная эффективность регистрации $\epsilon_{\text{ф.}}(1)$ может быть выше расчетной $\epsilon_{\text{ф.}}(7)$? Какие факторы могут дать такой результат?

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М: Наука, 1972, - 672 с.
2. Практикум по ядерной физике./Н. Г. Ивайлов и

др. -М: Изд-во МГУ, 1988. -199 с.

3. Практикум по ядерной физике. / Под ред. В.Г. Барышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.

4. Практикум по ядерной физике/ Под ред. В.О. Сергеева. - М: Наука, 1975. -120 с.

5 .Горн Л.С., Хазанов Б. И. Современные приборы для измерения ионизирующих излучений. М: Энергоиздат, 1989. -232 с.

6. Практикум по ядерной физике /Под ред. Ю.Г. Жуковского -М: Наука, 1975.

7. Герфорт Л., Кох Г. Практикум по радиохимии -М: Изд-во ин. лит-ры, 1963. -480 с.

Лабораторная работа 8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА ДОЛГОЖИВУЩЕГО РАДИОАКТИВНОГО ИЗОТОПА

Цель работы :

Изучение характеристик радиоактивного распада.

Введение

Количество атомов радиоактивного изотопа dN , распадающихся за время dt , пропорционально количеству оставшихся атомов N :

$$dN = -\lambda N dt \text{ или}$$

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

Коэффициент пропорциональности λ называется постоянной распада. Решение уравнения (1) имеет вид

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

N_0 есть исходное число атомов радиоактивного изотопа в момент времени $t = t_0$

Периодом полураспада называется промежуток времени τ , в течение которого от исходного числа атомов N_0 останется половина, т.е. $N = (1/2) * N_0$,

тогда из формулы (2) можно легко получить связь между постоянной распада λ и периодом полураспада τ :

$$\tau = \frac{\ln 2}{\lambda} \text{ или } \lambda = \frac{\ln 2}{\tau} \quad (3)$$

Тогда количество атомов, оставшихся через время t , можно выразить через период полураспада:

$$N = N_0 \exp^{-\frac{\ln 2}{\tau} t} \quad (4)$$

Число атомов V , распавшихся в единицу времени (скорость распада), очевидно равно

$$V = \frac{dN}{dt} = -\frac{\ln 2}{\tau} t * N_0 * \exp^{-\frac{\ln 2}{\tau} t} \quad (5)$$

Записав это уравнение для двух различных моментов времени t_1 и t_2 и решая их относительно τ , получим:

$$\tau = \frac{\ln 2}{\ln(V_1/V_2)} * (t_2 - t_1) \quad (6)$$

Уравнение (3) может быть использовано для определения периода полураспада долгоживущего изотопа.

Порядок выполнения работы.

1. Получить у преподавателя исследуемый радиоактивный препарат. Записать его номер.
2. Определить фон прибора.

3. Определить число импульсов N_1 за время измерения t . Произвести не менее 10 измерений. Время каждого измерения не менее 100 сек. Записать число и время, когда проводилось измерение.

4. Следующее измерение произвести через 1-2 недели для того же препарата.

Обработка результатов измерения.

1. По формуле (6) вычислить τ . Величину $(t_2 - t_1)$ следует подставить в часах.

2. Определить постоянную распада λ .

3. Используя формулы в лабораторной работе 6, найти формулу для абсолютной ошибки периода полураспада - $\Delta\tau$, считая, что время измеряется с нулевой дисперсией.

4. Рассчитать величину $\Delta\tau$ по полученной формуле.

Вопросы для контроля.

1. Что такое радиоактивный распад ядра и какие характеристики можно для него ввести?

2. Виды радиоактивного распада.

3. Почему вышеописанный метод пригоден только для долгоживущих радиоактивных элементов и какие приближения мы допускали при выводе формулы (6)?

4. В каких случаях закон радиоактивного распада отличается от экспоненциального закона (с.т. формулу (2)).
5. Что такое вековое равновесие?

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М: Наука, 1972, - 672 с.
2. Практикум по ядерной физике./Н. Г. Иванов и др. -М: Изд-во МГУ, 1988. -199 с.
3. Практикум по ядерной физике. / Под ред. В.Г. Барышевского -Минск: Изд-во БГУ, 1983. -141 с.
4. Практикум по ядерной физике / Под ред. Ю.Г. Жуковского -М: Наука, 1975.

Лабораторная работа 9

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АБСОЛЮТНОГО КОЛИЧЕСТВА РАДИОАКТИВНОГО ИЗОТОПА

Цель работы :

Изучить способ определения количества радиоактивных изотопов, углубить знания по радиоактивности.

Введение

Величина $A = \lambda * N$, где λ - постоянная распада, а N - число атомов в данном радиоактивном образце - называется активностью данного образца. Единицей измерения в СИ является Беккерель: - 1 Бк = 1 расп/сек. Внесистемной единицей, которая часто также используется является 1 Кюри = $3,7 * 10^{10}$ Бк.

Изменение количества ядер радиоактивного изотопа со временем подчиняется основному закону радиоактивного распада

$$dN = -\lambda N dt \text{ или}$$

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

С другой стороны, величина $\frac{dN}{dt}$ есть скорость счета данного образца, которая может быть легко получена при измерениях. Тогда для того, чтобы найти активность A данного образца, видно из формулы (1), необходимо измерить $\frac{dN}{dt}$. Однако соотношение $\frac{dN}{dt} = |A|$ в реальном эксперименте не выполняется, поскольку не все излучение, испускаемое радиоактивным изотопом, фиксируется прибором. Часть его теряется по различным причинам (подробнее смотри лабораторную работу 7). Поэтому измеряемая скорость счета $(\frac{dN}{dt})_{изм.}$ и активность препарата A связаны соотношением:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{изм.} = \epsilon * A \quad (2)$$

где ϵ - эффективность регистрации прибора для радиоактивного излучения данного изотопа. (см. лаб. раб. 7).

Эффективность регистрации ϵ в основном определяется двумя факторами (для данного прибора): геом. трическим коэффициентом $\eta_{геом.}$ и долей излучения K , проникающее через металлическую поверхность, в которую заключен радиоактивный изотоп, т. е.

$$\epsilon = K * \eta_{геом.} \quad (3)$$

Используя определение активности и формулы (2) и (3), легко получить формулу для определения абсолютного количества изотопа

$$N = \left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{ном.}} * \frac{1}{\lambda * K * \eta_{\text{геом.}}} \quad (4)$$

Экспериментальная установка

Данная работа выполняется на радиометре РКБ.

Порядок выполнения работы

1. Измерить скорость счета с образцом и скорость счета фона установки.
2. Завести результаты в таблицу:

N	Время, сек.	Число имп. обр.	Число имп. фона
1.			
2.			

Обработка результатов эксперимента.

1. Рассчитать среднее арифметическое $n_{\text{рег.}}$ и $n_{\text{фон}}$ а также случайную ошибку измерения для данных величин.
2. Рассчитать геометрический коэффициент $\eta_{\text{геом.}}$ для данной установки (формулы см. в лабораторной работе 7) . Необходимые параметры задаст преподаватель.
3. Определить долю излучения проникающую че-

рев защитную оболочку радиоактивного препарата. Доля ионизации, проникающая через защитную оболочку радиоактивного препарата, берется из паспорта данного изотопа.

4. Получить формулу для случайной ошибки абсолютного количества радиоактивного изотопа ΔN как ошибки косвенного измерения.

5. Рассчитать абсолютное количество изотопа N и ошибку измерения ΔN .

Вопросы для контроля

1. Альфа-распад и бета-распад ядер.
2. Гамма-распад ядер.
3. Какой еще метод определения абсолютного количества данного изотопа можете предложить? Какие приборы для этого необходимы?

Литература

1. Бочкарев В., Керим-Маркус И., Львова М., Пруслин Я. Измерение активности источников β и γ -излучений. М: Изд. АН СССР, 1953. стр.97-99.
2. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М: Наука, 1972, - 672 с.
3. Практикум по ядерной физике / Под ред. Ю.Г. Жуковского -М: Наука, 1975.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	... 3 -
✓ Лабораторная работа 1.	
Изучение счетчика Гейгера-Мюллера	... 4 -
Лабораторная работа 2.	
Исследование спинтиляционных детекторов	... 15 +
Лабораторная работа 3.	
Трековые методы детектирования ядерного излучения	... 25 ¹
Лабораторная работа 4.	
Современные приборы детектирования элементарных частиц	... 35 +
Лабораторная работа 5.	
Определение мертвого времени счетчика Гейгера-Мюллера	... 43 -
Лабораторная работа 6.	
Изучение основных статистических распределений ядерной физики и математическая обработка результатов измерений	... 49 +
Лабораторная работа 7.	
Определение эффективности счетчика	... 75

Лабораторная работа 8. —

Определение периода полураспада долгоживущего радиоактивного изотопа ... 56

Лабораторная работа 9.

Определение абсолютного количества радиоактивного изотопа ... 90

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Лабораторный практикум по ядерной физике
Пособие для студентов физических специальностей
В двух частях
Часть I

Составитель: Андреев Виктор Васильевич

Подписано к печати 1.02.94. Формат 60×84 1/16
Бумага писчая N1. Печать офсетная Усл.п.л. 5,7
Уч.-изд.л. 4,0
Тираж 150 Заказ N 9 Цена-бесплатно

Отпечатано на ротационной машине ГГУ им.Ф.Скоринны
г.Гомель, ул.Советская, 104.