

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ РАСТИТЕЛЬНЫХ
ПОЛИМЕРОВ»

А.Л.Ашкалунин, В.О.Кабанов, В.М.Максимов

Ф И З И К А

Ф И З И К А Я Д Р А

Учебно-методическое пособие
к лабораторной работе № 3 – 91

Для бакалавров всех факультетов

Санкт-Петербург
2014

УДК 537(075)
ББК 22.3я7
Ф 503

Физика. Физика ядра: учебно-методическое пособие к лабораторной работе № 3-91 / сост. А.Л.Ашкалуни, В.О.Кабанов, В.М.Максимов.- СПбГТУ РП.-СПб., 2014. -21 с.

Учебно-методическое пособие содержит описание лабораторной работе по оптике с кратким изложением теории. Предназначается для бакалавров всех специальностей.

Рецензент: доцент кафедры физики СПбГТУРП, канд. физ.-мат. наук М.Н.Полянский.

Подготовлено и рекомендовано к печати кафедрой физики Санкт-Петербургского государственного технологического университета растительных полимеров (протокол № 3 от 19.11.2014 г.).

Рекомендовано к изданию методической комиссией факультета автоматизированных систем управления технологическими процессами СПбГТУРП в качестве учебно-методического пособия (протокол № 5 от 25.11.2014 г.).

Корректор Т.А.Смирнова

Техн.редактор Л.Я.Титова

Темплан 2014 г., поз. 109

Подп. к печати 01.12.14. Формат 60X84/16. Бумага тип № 1.

Печать офсетная. Объем 1,5 уч.-изд.л., 1,5 печ.л. Тираж 100.

Изд.№109. Цена «С». Заказ

Ризограф Санкт-Петербургского государственного технологического университета растительных полимеров, 198095, СПб, ул.И.Черных, 4

© Санкт-Петербургский
государственный технологический
университет растительных
полимеров, 2014

© А.Л.Ашкалуни, В.О.Кабанов,
В.М.Максимов, 2014

ФИЗИКА ЯДРА

Все окружающие нас тела состоят из атомов – мельчайших частиц размером несколько ангстрем ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}$). Слово “атом” переводится с греческого как “ неделимый”, однако в XX веке было выяснено, что атомы имеют весьма сложную структуру. Основная масса атома сосредоточена в ядре, размеры которого лежат в пределах от $2 \cdot 10^{-15}$ до $6 \cdot 10^{-15} \text{ м}$, то есть ядро в десятки тысяч раз меньше атома. Ядро само также имеет сложную структуру и состоит из протонов и нейтронов, которые вместе называются нуклонами и сами состоят из кварков. Заряженный нуклон называется протоном, нейтральный – нейтроном. Их массы почти одинаковы и равны приблизительно 1 а.е.м. (атомной единице массы). Число протонов в ядре называется зарядовым числом Z , оно определяет заряд ядра. Число Z определяет порядковый номер элемента в периодической системе Менделеева, поэтому его называют атомным номером ядра. Число нуклонов в ядре обозначается буквой A и называется массовым числом ядра. Число нейтронов в ядре равно $A - Z$. Ядро обозначается символом ${}_Z X^A$, где X – химический символ элемента. Вверху ставится массовое число, внизу – атомный номер (заряд ядра). Ядра с одинаковыми Z , но разными A называются изотопами данного элемента. Кислород, например, имеет три стабильных изотопа ${}_8\text{O}^{16}$, ${}_8\text{O}^{17}$ и ${}_8\text{O}^{18}$, водород – тоже три: ${}_1\text{H}^1$ – легкий водород, ${}_1\text{H}^2$ (или ${}_1\text{D}^2$) – тяжелый водород дейтерий, ${}_1\text{H}^3$ (или ${}_1\text{Tr}^3$) – сверхтяжелый водород тритий.

Протоны в ядре имеют положительный заряд, поэтому под действием электростатических сил ядро должно было бы распасться. Однако этого не происходит вследствие существования между нуклонами ядерных сил, которые удерживают нуклоны друг возле друга. Взаимодействие нуклонов получило название **сильного взаимодействия**, поскольку оно в тысячи раз сильнее кулоновского отталкивания. Сильное взаимодействие является короткодействующим. Радиус действия ядерных сил порядка 10^{-15} м . На больших расстояниях ядерные силы быстро

(экспоненциально) спадают до нуля. При меньших расстояниях притяжение сменяется отталкиванием. Сильное взаимодействие не зависит от заряда нуклона (то есть одинаково между протонами и нейтронами). Ядерное взаимодействие обусловлено тем, что нуклоны обмениваются частицами, носящими название **пионов**.

Кроме ядерных и электромагнитных сил в ядре действует слабое взаимодействие, которое составляет $1/10^{24}$ от величины сильного. Слабое взаимодействие проявляется при β -распаде ядер.

Радиоактивностью называется явление самопроизвольного превращения атомных ядер с испусканием одной или нескольких частиц. Ядра, способные к таким превращениям, называются радиоактивными. Было обнаружено, что существует три вида радиоактивных излучений. Одно из них, получившее название α -лучей, отклоняется под действием магнитного поля в ту же сторону, что и поток положительно заряженных частиц. Второе, названное β -лучами, отклоняется в противоположную сторону. Третье излучение, на которое магнитное поле не действует, было названо γ -лучами. Кроме того, существует еще два вида радиоактивных процессов – спонтанное деление тяжелых ядер и протонная радиоактивность. В дальнейшем было обнаружено, что α -частицы представляют собой ядра атома гелия ${}^4_2\text{He}$, β -частица – это быстрый электрон, γ -излучение – это очень коротковолновое электромагнитное излучение.

Общим свойством всех этих процессов является то, что отдельные радиоактивные ядра претерпевают превращения независимо друг от друга, и эти процессы являются случайными. Это значит, что нельзя сказать, когда именно распадется данное ядро, а можно лишь указать, с какой вероятностью оно распадется за тот или иной промежуток времени. При этом вероятность распада ядра не зависит от времени жизни данного ядра, она одинакова для только что возникшего ядра и ядра, существующего сотни и тысячи лет. Вероятность λ распада ядра за единицу времени называется постоянной радиоактивного распада. Пусть теперь в момент времени t имеется N ядер. Тогда за время dt распадется число ядер

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

Здесь знак минус означает, что N убывает. Из (1) следует

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (2)$$

Интегрируя, получим $\ln N = -\lambda \cdot t + \ln C$, (3)

где $\ln C$ – постоянная интегрирования. Пусть в начальный момент времени $t = 0$ число радиоактивных ядер $N = N_0$. Подставляя в (3), получим $\ln N_0 = \ln C$, и тогда $\ln N = \ln N_0 - \lambda \cdot t$. (4)

Потенцируя, получим основной закон радиоактивного распада

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (5)$$

Число распадов за единицу времени называются **активностью** A данного препарата

$$A = \frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (6)$$

Активность препарата зависит от его массы и уменьшается с течением времени

$$A = \lambda N = \lambda \frac{m}{\mu} N_A = \lambda N_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

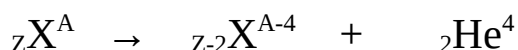
Исторически сложившейся является единица, которая называется Кюри - $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10}$ распадов/с. Используются также единицы в тысячи и миллион раз меньше – милликюри и микрокюри. В системе СИ единицей активности является Беккерель – один распад в секунду. Таким образом, $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Вместо постоянной распада λ часто используется более наглядная характеристика радиоактивного распада – период полураспада T – время, за которое число радиоактивных ядер уменьшается вдвое. Это значит, что при $t = T$ $N = N_0/2$ и из уравнения (5) имеем

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-\lambda T}; \quad \ln 2 = \lambda T; \quad T = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (7)$$

Уравнение (5) тогда принимает вид $N = N_0 \cdot 2^{-t/T}$.

Альфа-распад. Явление α -распада состоит в том, что тяжелые ядра самопроизвольно испускают α -частицы, которые представляют собой ядра атома гелия ${}_2\text{He}^4$. При этом массовое число ядра уменьшается на четыре единицы, а атомный номер (заряд ядра) – на две:



Исходное ядро ${}_Z\text{X}^A$ часто называют материнским, а получившееся после распада ядро ${}_Z\text{X}^A$ – дочерним. Альфа-распад идет в основном только для тяжелых ядер с атомным номером $Z > 83$, известно более двухсот α -активных ядер. Периоды полураспада α -активных ядер изменяются в широких пределах. Например, изотоп свинца ${}_{82}\text{Pb}^{204}$ имеет $T = 1,4 \cdot 10^{17}$ лет, а изотоп инертного газа радона ${}_{86}\text{Rn}^{215}$

имеет $T = 10^{-6}$ с. В то же время энергии вылетающих α -частиц заключены в жестких пределах от 4 до 9 МэВ для тяжелых ядер.

Удивительное свойство α -распада – сильная зависимость периода полураспада от энергии вылетающих частиц. Уменьшение энергии на 1 % может увеличить период полураспада в 10 раз, а уменьшение энергии на 10 % изменяет T на 2-3 порядка. Еще на заре развития ядерной физики в 1910-1920 гг. был установлен эмпирический закон Гейгера-Неттола для связи периода полураспада T с энергией вылетающих частиц

$$\log T = C + \frac{D}{\sqrt{E}}, \quad (8)$$

где C и D – константы, не зависящие от A и слабо зависящие от Z . Альфа-частицы, вылетающие из ядер определенного сорта, имеют, как правило, одну и ту же определенную энергию. Сильная зависимость периода полураспада энергии α -частиц объясняется на основе законов квантовой механики.

Для того, чтобы α -распад происходил, необходимо, чтобы он был энергетически возможен, т.е. чтобы энергия связи исходного материнского ядра была меньше суммы энергий связи дочернего и α -частицы. Энергия связи $E_{A,Z}$ – это энергия, необходимая для разделения ядра на отдельные невзаимодействующие нуклоны. Энергия ΔE , выделяющаяся при α -распаде, определяется из выражения

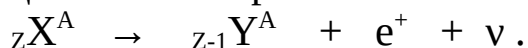
$$\Delta E = E_{A-4, Z-2} + E_{\alpha} - E_{A,Z}$$

Реакция возможна при $\Delta E > 0$.

Бета-распад. Явление β -распада состоит в том, что ядро самопроизвольно испускает электрон e^- и легчайшую электрически нейтральную частицу антинейтрино $\bar{\nu}$. При этом исходное ядро переходит в ядро с тем же самым массовым числом A , но с большим на единицу атомным номером



При таком β -распаде один из нейтронов в ядре превращается в протон. Другим типом распада является процесс, в котором ядро испускает позитрон e^+ и нейтрино ν . При этом один из протонов ядра превращается в нейтрон:

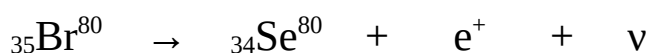


Первый распад называется электронным или β^- -распадом, второй – позитронным или β^+ -распадом.

К явлениям такой же природы относится электронный захват, при котором ядро поглощает один из электронов атомной оболочки, испуская нейтрино. При этом один из протонов ядра превращается в нейтрон:



Примерами всех трех рассмотренных реакций могут служить реакции:

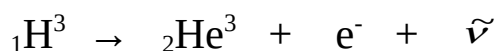


Практически важными источниками чистого β излучения являются ${}_1 \text{H}^3$, ${}_6 \text{C}^{14}$, ${}_{15} \text{S}^{32}$.

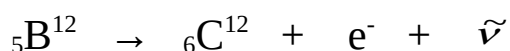
Главной особенностью β – распада является тот факт, что он обусловлен не ядерными и не электромагнитными силами, а слабыми взаимодействиями – третьим из четырех типов фундаментальных взаимодействий в природе. Интенсивность слабых взаимодействий на 24 порядка меньше ядерных, поэтому период полураспада β – активных ядер имеют в среднем порядок минут и часов. Бета-распад – процесс внутринуклонный, а не внутриядерный. С другой стороны, чтобы выполнялись законы сохранения, ядро при β -распаде должно перестраиваться, и характеристики β -распада зависят от сложности этой перестройки. В результате периоды β -распада у различных ядер могут сильно отличаться.

Существуют ли электроны, нейтрино и другие продукты β -распада в ядре заранее, или они образуются в процессе распада? Согласно современным теоретическим представлениям, они рождаются во время распада.

β -активные ядра очень многочисленны и имеются во всей области значений массового числа A . Выделяющаяся при β -распаде энергия может меняться от 0,02 МэВ при распаде трития



до 13,4 МэВ при распаде тяжелого изотопа бора



При β -распаде из ядра вылетают не одна, а две частицы, и распределение энергий между ними может быть любым.

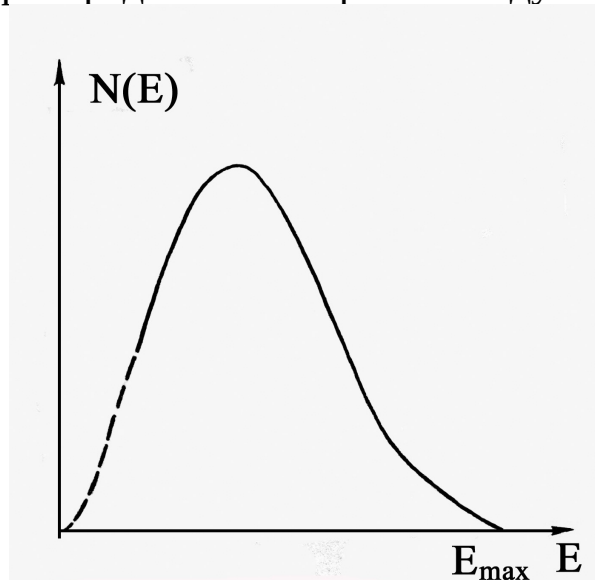
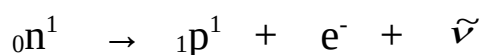


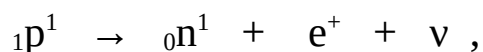
Рис.1. Распределение электронов по энергии

Кинетическая энергия электрона может иметь любое значение от 0 до E_{max} , и распределение электронов по энергиям называется спектром электронов β -распада (рис.1). Максимальная энергия β -частиц является важной характеристикой радиоактивного изотопа. Средняя энергия испускаемых электронов близка к $1/3$ максимальной энергии.

Благодаря слабому взаимодействию происходит распад свободного нейтрона (период полураспада 11,7 мин)



У реакции распада свободного протона энергия реакции $\Delta E < 0$



поэтому реакция не наблюдается. Если протон находится в ядре, то реакция возможна вследствие получения недостающей энергии за счет изменения энергии связи ядра.

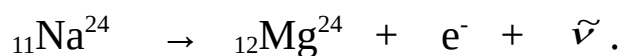
Гамма-излучение ядер. Явления γ -излучения ядра состоит в том, что ядро испускает γ -квант без изменения массового числа A и зарядового числа Z . Гамма-излучение возникает за счет энергии возбуждения ядра. Ядро, как и атом, может находиться в определенных стационарных состояниях, которым соответствуют определенные значения энергии, называемые энергетическими уровнями. При γ -распаде ядро переходит из возбужденного

состояния с энергией E_2 в состояние с меньшей энергией E_1 , излучая квант электромагнитных волн

$$h\nu = E_2 - E_1.$$

Так как энергии ядер (миллионы эВ) значительно больше, чем энергия электронов в атоме, то и энергия квантов очень велика (от 10^4 до $5 \cdot 10^6$ эВ). Спектр γ -излучения всегда дискретен из-за дискретности ядерных уровней.

Наиболее простой метод получения γ -активных ядер основан на β -распаде, после которого образовавшееся ядро находится в возбужденном состоянии. Типичный пример – распад изотопа натрия ${}_{11}\text{Na}^{24}$



${}_{12}\text{Mg}^{24}$ находится в возбужденном состоянии и теряет энергию путем двух последовательных γ -распадов, излучая кванты с энергией 2,7 и 1,4 МэВ. Если поместить его в стеклянную ампулу, то все β -излучение будет задерживаться стенками, а γ -излучение практически свободно выходит наружу.

Испускаемые γ -кванты имеют энергии от нескольких кэВ до нескольких МэВ, то есть длины волн от $2 \cdot 10^{-10}$ до $5 \cdot 10^{-14}$ м. Время жизни γ -активных ядер невелико и составляет от 10^{-7} до 10^{-11} с.

Действие радиоактивного излучения на вещество

Действие радиоактивных частиц на вещество зависит от:

- 1) массы, заряда и энергии частиц;
- 2) плотности, атомного номера и потенциала ионизации вещества.

Тяжелые заряженные частицы (α -частицы, протоны) “расталкивают” атомные электроны своим электрическим полем. Частица за счет этого постепенно теряет энергию, а атомы ионизируются (то есть теряют свои электроны, при этом средняя энергия ионизации приблизительно 30 эВ) либо возбуждаются, причем число таких атомов очень велико. Например, α -частица с энергией 5 МэВ образует в воздухе 150 000 пар ионов.

Пролетевшая частица при столкновении с отдельным электроном мало отклоняется от своего пути вследствие своей значительно большей массы, и эти малые отклонения компенсируют друг друга

при большом числе столкновений. Поэтому тяжелая частица в веществе летит прямолинейно. Потеряв энергию, частица останавливается. Расстояние, пройденное частицей в веществе, называют пробегом. Пробег зависит от массы M , заряда Z и скорости V частицы по приближенной формуле

$$R \sim M \cdot V^4 / Z^2 \quad (9)$$

Длина пробега α -частиц в воздухе при нормальных условиях порядка сантиметра. В алюминии пробег протонов и α -частиц при энергии до 10 МэВ не превышает сотых долей миллиметра.

Прохождение электронов и позитронов через вещество отличается от прохождения остальных заряженных частиц. Из-за малости массы налетающий электрон сильно меняет направление движения при каждом столкновении, вследствие чего он движется в веществе не по прямой, и при каждом столкновении порождает кванты электромагнитного излучения. Энергия электронов экспоненциально убывает при прохождении через вещество $E = E_0 \cdot e^{-x/t}$, где t – радиационная длина. Радиационная длина составляет около 9 см для алюминия, 2 см для железа и 0,3 см для свинца.

Пучок γ -квантов поглощается веществом за счет электромагнитно-го взаимодействия. γ -кванты не могут иметь скорости, меньшей скорости света, поэтому не могут постепенно тормозиться, как заряженные частицы. При столкновении с электронами и ядрами они либо поглощаются, либо рассеиваются на большие углы и выбывают из пучка. В результате интенсивность пучка уменьшается по экспоненциальному закону

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (10)$$

Степень ослабления пучка определяется коэффициентом поглощения μ , который зависит от энергии γ -квантов и от рода вещества поглотителя. Коэффициент поглощения полностью характеризует процесс прохождения γ -излучения через вещество. Поглощение γ -излучения веществом происходит в основном за счет трех процессов: а) фотоэффекта; б) эффекта Комптона; в) рождения электрон-позитронных пар в электрическом поле ядра. Фотоэффектом называется процесс, при котором атом поглощает γ -квант и испускает электрон. Наиболее интенсивно фотоэффект будет происходить для γ -квантов с энергией, сравнимой с энергией связи электронов в атомах. Эффект Комптона заключается в том, что в пучке монохроматических рентгеновских или γ -квантов

после прохождения через вещество появляются кванты с большей длиной волны. Эффект Комптона можно объяснить как процесс упругого взаимодействия квантов с электронами вещества. Процесс рождения электрон-позитронных пар в поле ядра состоит в превращении γ -кванта в электрон и позитрон. Рождение пары частиц идет не внутри ядра, а вблизи него, при этом ядро получает импульс отдачи. Так как масса фотона равна нулю, то превратиться в пару частиц он может, только имея энергию больше суммы энергий покоя электрона и позитрона $2mc^2 = 1,02$ МэВ. В первых двух процессах кванты взаимодействуют с электронами, в третьем – с ядрами. Первый процесс преобладает при низких, второй – при средних и последний – при высоких энергиях γ -квантов. Полный коэффициент поглощения μ представляет сумму коэффициентов поглощения за счет всех механизмов. Приблизительный вид

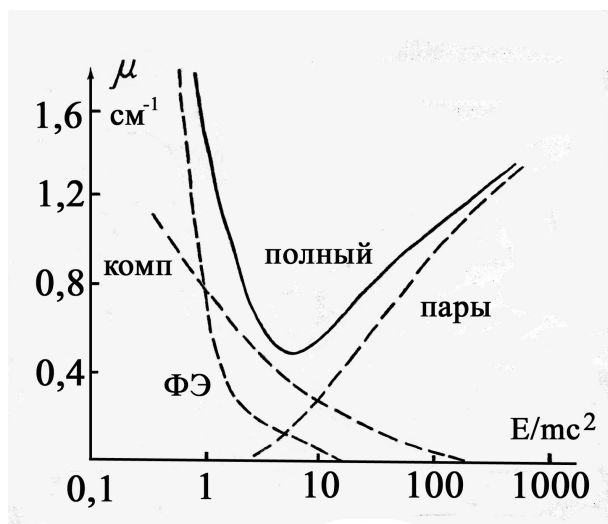


Рис.2. Зависимость коэффициента поглощения фотонов от их энергии в свинце

зависимости μ от энергии γ -квантов показан на рис. 2.

Ионизирующее действие радиоактивных излучений вызывает различные химические реакции в веществе. Например, при облучении водяного пара электронами с энергией 50 эВ установлено присутствие в заметных количествах ионов H_2O^+ , OH^+ , H^+ , H_3O^+ , O^+ , N^+ . При действии на воду образуется еще и H_2O_2 , HO_2 и другие продукты. Таким образом, действие излучения даже на такое простое вещество порождает множество

реакций и их продуктов, и под действием излучения можно осуществлять разложение и синтез химических соединений.

Еще более сильное поражающее действие оказывают радиоактивные излучения на все живые существа от бактерий и вирусов до млекопитающих. Минимальная смертельная доза варьируется от 50 р (рентген) для яиц животных до 300000 р для некоторых бактерий. Первичным действием излучения на организм является повреждение молекул, которое происходит либо путем

непосредственного воздействия радиоактивных частиц на макромолекулы, либо воздействия на макромолекулы продуктов радиолиза. Под действием ионизирующих излучений образуются свободные радикалы – химически очень активные осколки молекул, которые разрушают другие молекулы, при этом количество свободных радикалов может возрастать. Эмпирически установлено, что разрушающее биологическое действие излучений удастся существенно ослабить введением в организм до облучения (и даже после) некоторых органических веществ, которые препятствуют образованию свободных радикалов, тем самым снижая поражающее действие излучений.

Дозиметрические единицы. Защита от радиоактивных излучений.

Для оценки воздействия радиоактивных излучений необходимо иметь единицы степени облучения. Наиболее простой и точной дозой является *интегральный поток* – число частиц, прошедших через единицу площади поперечного сечения образца. Он измеряется в единицах «число частиц/см²» и указывается сорт частиц и их энергия. До энергий 10 МэВ основные эффекты, вызываемые радиоактивным излучением в веществе, пропорциональны поглощенной веществом энергии, и часто не зависят от вида частиц. Поэтому оказалось удобным ввести понятие *поглощенной дозы*, которой называется энергия излучения, поглощенная единицей массы облучаемой среды. Единицей поглощенной дозы ($D_{\text{полг}}$) является *Грей*:

$$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг} .$$

В радиобиологии и радиационной гигиене широкое применение получила внесистемная единица поглощенной дозы *рад*:

$$1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр}$$

Поскольку одинаковая поглощенная доза различных видов излучения вызывает в биологической ткани различное биологическое действие, введено понятие *эквивалентной дозы* ($D_{\text{экв}}$), которая определяется как

$$D_{\text{экв}} = D_{\text{полг}} \cdot K_{\text{кач}} ,$$

где $K_{\text{кач}}$ – средний коэффициент качества, характеризующий зависимость неблагоприятных последствий облучения от вида радиоактивного облучения. Коэффициент качества имеет следующие приближенные значения для различных видов радиоактивных излучений: 1 – рентгеновское, γ - и β -излучение, 10 – протоны, 3-10 – нейтроны, 20 – α -частицы.

Единицей измерения эквивалентной дозы является Зиверт

$$1 \text{ Зв} = 1 \text{ Гр} \cdot K_{\text{кач}}$$

Также используется внесистемная единица бэр (биологический эквивалент рентгена)

$$1 \text{ Зв} = 100 \text{ Бэр}$$

Понятие экспозиционной дозы $D_{\text{эскп}}$ (или дозы облучения) служит для характеристики рентгеновского и γ -излучения и определяется ионизацией воздуха под действием этого излучения. Внесистемной единицей дозы облучения является *рентген*. 1 рентген соответствует дозе облучения, создающей в 1 см^3 сухого воздуха при нормальных условиях $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов. В системе СИ единицей экспозиционной дозы является $\text{Кл/кг} = 3876 \text{ Р}$.

Активностью источника радиоактивного излучения называется количество происходящих распадов в единицу времени. В системе СИ единицей активности является Беккерель, $1 \text{ Бк} = 1 \text{ распад/с}$.

Внесистемной единицей активности является *Кюри*:

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$$

Для упрощенной оценки информации по однотипному ионизирующему излучению можно использовать следующие соотношения:

- 1) $1 \text{ Гр} = 100 \text{ бэр} = 100 \text{ Р} = 100 \text{ рад} = 1 \text{ Зв}$ (с точностью до 10-15%);
- 2) радиоактивное загрязнение плотностью 1 Ки/м^2 эквивалентно мощности экспозиционной дозы 10 Р/ч , или мощность экспозиционной дозы ионизирующего излучения 1 Р/ч соответствует загрязнению в 10 мКи/см^2 .

За счет естественной радиоактивности и космического излучения человек получает за год дозу 40 – 200 мбэр. При работе с любыми источниками радиации неизбежно встает вопрос о защите людей. Безвредной считается доза 0,1 бэр в год, поскольку человек получает ее от естественных источников. Предельно допустимой дозой для населения считается 0,5 бэр в год, для работников

атомных станций – 5 бэр в год. Легкая стадия лучевой болезни возникает при дозе облучения от 100 до 200 бэр, тяжелая – от 400 до 600 бэр.

Ядерные излучения не воспринимаются органами чувств человека, поэтому при работе с ними надо строжайше соблюдать правила техники безопасности. Простейшей защитой является удаление, так как интенсивность излучения убывает обратно пропорционально квадрату расстояния. Препараты нельзя брать руками, а только щипцами. Если источник излучения достаточно мощный, необходима защита. Наиболее проста защита от α -частиц, так как они имеют в веществе ничтожно малые пробеги. Пробег электронов, получающихся в результате β -распада, составляет в воздухе более 3 метров, однако для защиты от такого излучения достаточно слоя пластмассы толщиной 2-3 мм. Однако α - и β -радиоактивные вещества представляют опасность при их попадании на кожу или внутрь организма. В этом случае α и β -излучение полностью поглощается организмом и оказывает очень сильное биологическое действие. Поэтому установлены очень жесткие нормы на активность воды и воздуха - $3 \cdot 10^{-11}$ и $3 \cdot 10^{-13}$ Ки/л по содержанию Sr^{90} .

Более массивная защита требуется при наличии γ -излучения, которое обладает значительно большей проникающей способностью. При расчете защиты обычно пользуются величиной L_{10} , равной толщине слоя вещества, которая ослабляет γ -излучение в 10 раз. Из (10) следует, что $L_{10} = \ln 10/\mu$. Для воды, бетона, железа и свинца толщина десятикратного ослабления составляет 56, 28, 8 и 5 см соответственно.

Хорошей защитой от тепловых нейтронов служат бор, кадмий ($L_{10}=2$ см) и вода ($L_{10}=7$ см).

Попадание любых радиоактивных веществ внутрь организма особо опасно. Попавшие внутрь организма радиоактивные изотопы могут накапливаться в нем (например, стронций ^{90}Sr , который замещает кальций в костной ткани), непрерывно облучая и поражая органы. Поэтому работа с открытыми источниками разрешается только при наличии специального оборудования, а во всех прикладных исследованиях используют закрытые источники.

Регистрация радиоактивных излучений

Методы регистрации радиоактивных излучений основаны на их способности ионизировать и возбуждать атомы. Приборы для их регистрации подразделяются на две группы. К одной относятся трековые приборы, позволяющие наблюдать следы (треки) частиц в веществе – камеры Вильсона, диффузионные камеры, пузырьковые камеры, искровые камеры и эмульсионные камеры. К другой относятся приборы, регистрирующие факты пролета частиц – ионизационные камеры, газоразрядные, стинтилляционные и полупроводниковые счетчики.

Камера Вильсона использует явление конденсации пересыщенных паров какой-либо жидкости на ионах, образованных пролетающей заряженной частицей. Пересыщение достигается за счет охлаждения, вызываемого резким адиабатическим расширением рабочей смеси, состоящей из неконденсирующегося газа (гелия, аргона) и паров воды или спирта. В этот же момент производится стереоскопическое фотографирование рабочего объема камеры для фиксации следа. Прибор работает циклически.

Диффузионная камера также работает на явлении пересыщения пара. Состояние пересыщения создается не адиабатическим расширением, а в результате диффузии паров спирта от крышки камеры ($t = 10^0$ С) к охлаждаемому твердой углекислотой дну ($t = -70^0$ С). Вблизи дна возникает слой пересыщенного пара, в котором и наблюдаются треки. Диффузионная камера работает непрерывно.

Пузырьковая камера вместо пересыщенного пара заполнена прозрачной перегретой жидкостью. Пролетающая через камеру частица вызывает вскипание жидкости, и ее след оказывается обозначенным цепочкой пузырьков пара. Пузырьковая камера, как и камера Вильсона, работает циклами, которые запускаются резким снижением давления, вследствие чего рабочая жидкость переходит в метастабильное перегретое состояние. В качестве рабочей жидкости используются жидкие водород, ксенон, пропан и др.

Искровая камера состоит из системы плоских параллельных друг другу металлических электродов, которые соединяются через один. Одна группа электродов заземляется, на вторую подается напряжение 10-15 кВ. Если через камеру пролетит ионизирующая частица, ее путь будет отмечен цепочкой искр, проскакивающих между электродами.

Эмульсионная камера заполнена толстыми пачками фотоэмульсии, составленными из множества отдельных слоев. Заряженные частицы оказывают на эмульсию такое же действие, как и фотоны. После облучения пачки разбираются на слои, каждый из которых проявляется и рассматривается. Перед разборкой на все слои наносится единая координатная сетка, что позволяет в дальнейшем проследить путь частицы из одного слоя в другой.

Ионизационная камера представляет собой тонкостенный замкнутый объем, заполненный газом. В объеме помещены электроды, к которым прикладывается напряжение от 100 до 1000 В. Радиоактивное излучение, попадая в камеру, ионизирует наполняющий ее газ. Образовавшиеся ионы устремляются к электродам, создавая электрический ток, по которому и происходит регистрация излучения. Ионизационная камера работает в режиме тока насыщения. При этом ток насыщения $I_{\text{нас}}$ пропорционален числу ионов n , создаваемых в камере за единицу времени $I_{\text{нас}} = nq$, q -заряд иона.

Газоразрядные счетчики (в частности, широко известные счетчики Гейгера-Мюллера) похожи на ионизационную камеру по принципу работы. В обоих случаях рабочим веществом является газ, к которому приложено электрическое напряжение, и регистрируются импульсы тока после прохождения частицы. Основное отличие газоразрядных счетчиков в том, что в них существенную роль играет вторичная ионизация, обусловленная столкновением первичных ионов с атомами газа и стекла. Напряжение между электродами в счетчике соответствует началу самостоятельного разряда в газе. При пролете частицы создается лавинный разряд, при этом через счетчик проходит импульс тока. Разряд быстро гаснет, так как последовательно со счетчиком включено большое сопротивление, что приводит к резкому падению напряжения на счетчике при импульсе тока.

Эффективность регистрации заряженных частиц счетчиками Гейгера-Мюллера близка к 100 %. Эти счетчики используются и для регистрации γ -квантов за счет вторичных эффектов (фотоэффект, Комптон-эффект и рождение электрон-позитронных пар) на стенках. Специально сконструированными газоразрядными счетчиками можно регистрировать γ -кванты низких энергий.

Счетчики Гейгера-Мюллера дешевы, просты в эксплуатации и безотказны.

Сцинтилляционные счетчики содержат вещества (фосфоры), атомы которых испускают свет при попадании заряженных частиц. Свет от фосфора по световоду попадает на фотоумножитель, импульсы которого подвергаются счету.

Полупроводниковые счетчики представляют собой полупроводниковый диод, на который подается запирающее напряжение (то есть носители оттягиваются от переходного слоя). При прохождении через переходный слой заряженная частица порождает электроны и дырки, которые движутся к электродам и дают импульс тока.

Для измерения доз облучения используются специальные приборы – **дозиметры**. Существуют приборы для измерения индивидуальных доз, которые подвергающийся облучению человек обязан постоянно носить при себе. Один из этих приборов серии КД (карманный дозиметр) основан на том же принципе ионизации газа частицами. Миниатюрная ионизационная камера представляет собой электроскоп, заряженный до начала работы. По степени разряда электроскопа судят о полученной человеком дозе облучения. Другой тип приборов основан на свойствах веществ определенного состава усиливать свою люминесценцию пропорционально прошедшей через них дозе ионизирующих излучений. Этот прибор также необходимо носить при себе, что дает возможность измерить полученную человеком суммарную дозу от десятых долей до сотен рад.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3-91 СТАТИСТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ЯДЕРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУАССОНА

Явление радиоактивного распада представляет собой чисто случайный процесс. Каждое ядро распадается независимо от других, и при этом вероятность распада за малый промежуток времени dt не зависит от момента времени и равна $\lambda \cdot dt$, где λ –

постоянная радиоактивного распада, зависящая от сорта ядра. Поэтому при измерении числа актов радиоактивного превращения измеряемая величина флуктуирует во времени и является величиной дискретной, а не непрерывной. Можно поставить вопрос: если много раз повторить измерения при одинаковых условиях в течение одного и того же промежутка времени, то какое распределение для числа распадов ν можно получить?

В математической статистике доказано, что это распределение, которое называется распределением Пуассона, имеет вид

$$P(\nu) = e^{-a} \cdot \frac{a^\nu}{\nu!}, \quad (1)$$

где a – параметр распределения Пуассона,

$P(\nu)$ – вероятность получить при измерении числа отсчетов, равное ν ,

$\nu! = 1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot \dots \cdot \nu$ (факториал ν)

По общему свойству распределений среднее значение числа отсчетов определяется следующим соотношением:

$$\bar{\nu} = \sum_{\nu=0}^{\infty} \nu \cdot P(\nu). \quad (2)$$

Выясним, чему равна эта величина, для чего подставим в (2) вместо $P(\nu)$ его выражение из (1)

$$\bar{\nu} = \sum_{\nu=0}^{\infty} \nu \cdot e^{-a} \cdot \frac{a^\nu}{\nu!}.$$

Сократим на ν и вынесем за знак суммы общий множитель $a \cdot e^{-a}$ и получим

$$\bar{\nu} = a \cdot e^{-a} \cdot \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{a^{\nu-1}}{(\nu-1)!}.$$

Известно, что $1 + a + \frac{a^2}{2!} + \frac{a^3}{3!} + \dots = e^a$.

Поэтому $\bar{\nu} = a \cdot e^{-a} \cdot e^a = a$.

Таким образом, параметр a в распределении Пуассона есть просто среднее число отсчетов, и формулу (1) можно переписать так

$$P(\nu) = e^{-\bar{\nu}} \cdot \frac{\bar{\nu}^\nu}{\nu!} \quad (3)$$

Как следует из формулы, распределение Пуассона полностью определяется заданием одного параметра – среднего

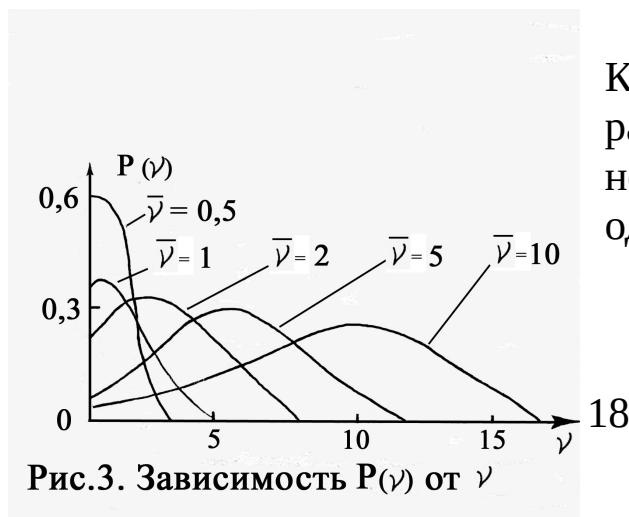


Рис.3. Зависимость $P(\nu)$ от ν

числа отсчетов. Зависимость $P(v)$ при разных значениях $\bar{v}$ изображена на рис.3.

Найдем стандартное отклонение $\sigma_{\bar{v}}$ распределения Пуассона со средним числом отсчетов $\bar{v}$. По определению $\sigma_{\bar{v}}^2$ – это среднее квадратов отклонений $(v - \bar{v})^2$, то есть

$$\sigma_{\bar{v}}^2 = \overline{(v - \bar{v})^2}$$

(4)

Раскрывая квадрат разности, получим

$$\sigma_{\bar{v}}^2 = \overline{(v^2 - 2 \cdot v \cdot \bar{v} + \bar{v}^2)} = \bar{v}^2 - 2 \cdot \bar{v} \cdot \bar{v} + (\bar{v})^2 = \bar{v}^2 - (\bar{v})^2$$

Вычислим $\bar{v}^2$. Используя определения среднего, имеем

$$\begin{aligned} \bar{v}^2 &= \sum_{v=0}^{\infty} v^2 \cdot e^{-a} \cdot \frac{a^v}{v!} = a \cdot e^{-a} \cdot \sum_{v=1}^{\infty} v \cdot \frac{a^{v-1}}{(v-1)!} = a \cdot e^{-a} \cdot \frac{d}{da} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{a^v}{(v-1)!} = a \cdot e^{-a} \cdot \frac{d}{da} (a \cdot e^a) = \\ &= a \cdot e^{-a} \cdot (e^a + a \cdot e^a) = a + a^2 \end{aligned}$$

$$\sigma_{\bar{v}}^2 = \sigma_a^2 = \bar{v}^2 - (\bar{v})^2 = a + a^2 - a^2 = a$$

$$\sigma_a = \sqrt{a} = \sqrt{\bar{v}}$$

Таким образом, если выполнить одно измерение числа отсчетов за некоторый интервал времени, то можно записать результат в виде $v \pm \sqrt{v}$. При проведении измерений за больший промежуток времени можно получить большую величину v , и при этом увеличится абсолютная погрешность $\sqrt{v}$. Однако относительная погрешность уменьшится, так как она равна

$$\delta v = \frac{\sqrt{v}}{v} = \frac{1}{\sqrt{v}}$$

Отсюда можно найти количество распадов, которое нужно сосчитать, чтобы относительная погрешность не превышала заданной величины δv :

$$v = \frac{1}{(\delta v)^2} \quad (5)$$

Таким образом, для измерения среднего числа распадов со статистической погрешностью 10 % нужно сосчитать $v = \frac{1}{(0,1)^2} = 100$ распадов.

Цель работы

1. Изучить распределение Пуассона и его свойства на примере определения фона сцинтилляционного счетчика.
2. Научиться оценивать точность радиометрических измерений.

Порядок выполнения работы

Для выполнения работы необходимо:

1. Установить переключатели на лицевой панели пульта радиометра в следующие положения:

Переключатель РЕЖИМ РАБОТЫ в положение КОНТР

Переключатель ВРЕМЯ ИЗМЕРЕНИЯ в положение 10 с

Тумблер ИНДИКАЦИЯ-ЦПУ в положение ИНДИКАЦИЯ

2. Включить радиометр в сеть (переключатель ПИТАНИЕ в положение ВКЛ) и дать ему прогреться в течение 15 минут.

3. Перевести переключатель РЕЖИМ РАБОТЫ в положение N

4. Записать 200 измерений числа импульсов за 10 секунд в таблицу произвольной формы.

5. По результатам полученных измерений заполнить первые три столбца таблицы 1, где v_i – количество измеренных импульсов, n_i – число измерений, в которых получено данное число импульсов, $P_{\text{экс}} i$ – отношение n_i к общему числу измерений. $P_{\text{экс}} i$ характеризует экспериментальную вероятность получения при измерении данного значения v_i . Результаты представить в виде графика (гистограммы). По оси абсцисс отложить число импульсов v_i , по оси ординат – $P_{\text{экс}} i$.

6. По данным гистограммы рассчитать значение среднего числа отсчетов

$$\bar{v} = \sum_i v_i \cdot P_{\text{экс}i} = \frac{\sum v_i \cdot n_i}{\sum n_i}$$

7. С помощью формулы (1) вычислить значения $P_{\text{теор}} i$ для полученного в п.6 значения $\bar{v}$. Вычисленные значения внести в таблицу 1. Построить на гистограмме теоретическую кривую распределения Пуассона, где по оси ординат отложить $P_{\text{теор}} i$.

8. Рассчитать стандартное отклонение по полученным экспериментальным данным по формуле

$$\delta v = \frac{1}{\sqrt{\sum v_i \cdot n_i}}$$

Таблица 1.

v_i	n_i	$P_{\text{экс}} i$	$P_{\text{теор}} i$

Библиографический список

1. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. В 3 т. Т.3. Оптика. Физика атомов и молекул. Физика атомного ядра и микрочастиц. СПб, Лань, 2007. -512 с.
2. Савельев И. В. Курс общей физики. В 3 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика : учебник - 10-е изд., стер. – СПб. : Лань, 2008. – 496 с.

Содержание

Тема 3-9. Физика ядра	3
Действие радиоактивного излучения на вещество	9
Дозиметрические единицы. Защита от радиоактивных излучений	12
Регистрация радиоактивных излучений	15
Лабораторная работа № 3-91. Статистическая обработка ядерных измерений. Распределение Пуассона.	18
Библиографический список	21