

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
Национальный минерально-сырьевой университет «Горный»

А.С.МУСТАФАЕВ, Н.С.ПЩЕЛКО

ВВЕДЕНИЕ В ЯДЕРНУЮ ФИЗИКУ

Учебное пособие

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
2013

УДК 539.1(075.8)
ББК 22.383
М917

Учебное пособие написано в соответствии с учебной программой курса физики для высших учебных заведений и предназначено для самостоятельного усвоения разделов курса «Физика атомного ядра». Материал курса изложен таким образом, что не требует глубокого владения математическим аппаратом квантовой механики.

Рассмотрены основные характеристики и свойства ядер, закономерности естественных радиоактивных распадов, взаимодействие заряженных частиц, гаммаизлучения и нейтронного потока с веществом, ядерные реакции и ядерная энергетика, источники и детекторы радиоактивных излучений. Отдельно рассмотрены проблемы космического нуклеосинтеза, Большой взрыв и расширяющаяся Вселенная, распространенность химических элементов во Вселенной, ядерные реакции синтеза в центральных областях звезд и проблема тяжелых элементов.

Пособие адресовано студентам и магистрантам всех форм обучения Горного университета.

Научный редактор проф. *А.С.Мустафаев*

Рецензенты: кафедра физической электроники Российского государственного педагогического университета им. А.И.Герцена, проф. *А.А.Кудрявцев* (Отделение общей и технической физики Института технической физики РАН).

Мустафаев А.С.

М917. Введение в ядерную физику: Учеб. пособие / А.С.Мустафаев, Н.С.Пщелко. Национальный минерально-сырьевой университет «Горный». СПб, 2013. 132 с.

ISBN 978-5-94211-609-5

УДК 539.1
ББК 22.383

ISBN 978-5-94211-609-5

© Национальный минерально-сырьевой
университет «Горный», 2013

*Другу и учителю В.Л.Федорову
посвящается*

Введение

Проведенные в 1896 г. Анри Беккерелем исследования показали, что все образцы минералов, имевшиеся в его распоряжении и содержащие уран, испускают лучи неизвестной в то время природы. Проходя через непрозрачные для света предметы, эти лучи вызывали засветку фотографических пластинок. Образцы минералов, не содержащие урана, этим свойством не обладали. Было также обнаружено, что лучи вызывают слабое свечение люминофоров и увеличивают электропроводность воздуха и других изоляторов.

Вслед за этим Мария Складовская-Кюри и ее супруг Пьер Кюри обнаружили, что минералы, содержащие не только уран, но и торий, излучают лучи с высокой проникающей способностью. Вся группа наблюдаемых явлений была названа радиоактивностью; этот термин используется и в настоящее время. За открытие радиоактивности, а также за исследования этого явления А.Беккерелю и супругам Кюри в 1903 г. была присуждена Нобелевская премия по физике.

В 1898 г. супруги Кюри выделили из урановой руды месторождения Иоахимсталь (Чехия) неизвестный в то время химический элемент, обладающий значительно большей, чем уран радиоактивностью. Этот элемент был назван радием. В дальнейшем Мария Складовская-Кюри выделила еще один химический элемент – полоний. Радий и полоний обладали самой высокой удельной (в расчете на единицу массы) радиоактивностью из известных в то время. За открытие и исследования свойств радия и полония в 1911 г. Мария Складовская-Кюри была удостоена Нобелевской премии по химии. Таким образом, Мария Складовская-Кюри стала первой женщиной, получившей Нобелевскую премию, и первой, кто получил две премии.

Тщательные исследования показали, что радиоактивные лучи не однородны, а состоят из излучения трех типов: 1) потока частиц, обладающих положительным электрическим зарядом (α -частицы); 2) потока частиц, обладающих отрицательным электрическим зарядом (β -частицы); 3) потока излучения, кванты которого электрически нейтральны (γ -излучение).

В дальнейшем удалось показать, что α -частица является ядром атома гелия; β -частица тождественна с электроном, а γ -излучение состоит из квантов электромагнитного излучения с чрезвычайно малой длиной волны. Таким образом, физическая природа радиоактивных частиц в настоящее время хорошо известна, однако в ядерной физике сохраняются названия, данные этим частицам в самом начале изучения явления радиоактивности.

Радиоактивные излучения (и прежде всего, потоки α -частиц) были использованы Э.Резерфордом для выяснения внутренней структуры атомов. Для этого изучали рассеяние пучка α -частиц при прохождении его через тонкие пластиинки различных веществ. Особенности рассеяния свидетельствовали о том, что практически вся масса атома сосредоточена в очень малой части его объема. Эту часть атома Э.Резерфорд назвал ядром (1911 г.). Эти же исследования показали, что ядро атома имеет положительный электрический заряд, причем размер заряда пропорционален номеру химического элемента в Периодической системе элементов. В целом же атом электрически нейтрален, так как вблизи ядра находятся электроны, компенсирующие положительный заряд ядра атома.

Дальнейшие исследования радиоактивности развивались сразу в нескольких направлениях. Прежде всего, были изучены радиоактивные превращения ядер, протекающие в природе. Было показано, что при α -распаде ядра урана образуется новое ядро с меньшей атомной массой и меньшим атомным номером. Было также показано, что распады ядер, сопровождающиеся эмиссией β -частиц, не приводят к изменению атомной массы, но новое ядро обладает большим атомным номером. Цепочка следующих друг за другом распадов ядер урана, включающих серию α - и β -распадов, заканчивается стабильным атомом (свинцом). Таким образом, удалось показать, что за счет радиоактивных явлений, которые идут в природных условиях, осуществляется взаимное превращение химических элементов.

Следующим важным результатом исследований было открытие ядерных реакций, возникающих при взаимодействии быстрой α -частицы с ядром атома азота (Э.Резерфорд, 1919 г.). Ядро атома азота поглощало α -частицу, затем составное ядро распадалось, выбрасывая протон, превращаясь в изотоп кислорода. Тем самым было показано, что превращение химических элементов можно вызывать искусственно.

Среди исследований этого периода на особом месте стоит открытие нейтрона (Дж.Чедвик, 1932 г.). Нейtron был обнаружен как продукт ядерной реакции, вызванной взаимодействием быстрой α -частицы и ядра атома бериллия. Сразу же после открытия нейтрона потоки этих частиц были использованы для воздействия на ядра химических элементов.

Уже через два года после открытия нейтрона было сделано важнейшее открытие – обнаружен процесс захвата нейтрона ядром атома урана и следующее за этим деление ядра на две примерно одинаковые по массе части. Вскоре было показано, что в результате деления ядра урана образуются новые (вторичные) нейтроны в количестве, превышающем число первичных нейтронов. Вторичные нейтроны, в свою очередь, могут быть использованы для деления ядер. Таким образом, уже к концу 1938 г. стало ясно, что ядерными процессами можно управлять, и так как вторичных нейтронов образуется больше, чем первичных, то становится возможным осуществление самоподдерживающихся цепных реакций и на этой основе получение энергии.

В настоящее время управляемые цепные реакции деления ядер урана реализованы в промышленном масштабе на атомных электростанциях. Ядерная энергетика имеет большое значение для человечества, так как запасы химического топлива (угля, нефти, газа) весьма ограничены. Ядерные излучения используются не только для получения энергии, но и в следующих областях: при поисках месторождений радиоактивных руд, определении геологического возраста горных пород, при каротаже разведочных скважин, в медицине для лечения злокачественных опухолей и в целях диагностики, для стерилизации продуктов питания, предпосевной стимуляции семян и зерна, в датчиках пожарной сигнализации, в криминалистике и искусствоведении и др. Таким образом, явление радиоактивности имеет многочисленные и важные практические применения и каждый инженер должен быть знаком с основами ядерной физики.

Настоящее учебное пособие предназначено для начального знакомства с основными явлениями и закономерностями в ядерной физике как части курса общей физики. Если не оговорено особо, в пособии используется Международная система единиц (СИ). Приведен большой список учебной и научной литературы. Необходимый справочный материал дан в прил. 1-4.

Глава 1. АТОМНОЕ ЯДРО, ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СВОЙСТВА

1.1. Начальные исследования явления радиоактивности

А.Беккерель открыл явление радиоактивности при наблюдении действия радиоактивных лучей на фотографические пластиинки. Он же показал, что все имевшиеся в его распоряжении минералы, содержащие уран, обладают этим свойством, но минералы, не содержащие уран, таким свойством не обладают. Аналогичные излучения были зафиксированы супругами Кюри у минералов, содержащих торий. Стало ясно, что обнаружено совершенно новое явление, и поэтому возникло несколько вопросов, которые требовали решения:

- 1) существуют ли химические элементы (кроме урана и тория) и содержащие их минералы, которые обладают свойством радиоактивности;
- 2) зависит ли радиоактивность от характера соединения химических элементов в минералах, т.е. является ли свойство радиоактивности результатом химической связи атомов или оно присуще самим атомам;
- 3) все ли вещества и в какой степени «прозрачны» для радиоактивных лучей;
- 4) какова физическая природа радиоактивных излучений.

Ответы на большую часть этих вопросов нашли М.Складовская-Кюри и ее супруг П.Кюри. При исследованиях радиоактивности уранита UO_2 (урановой смоляной руды), настурана U_3O_8 , а также карнотита $K_2O \cdot 2UO_3 \cdot V_2O_5 \cdot 3H_2O$ ученые установили, что уровень радиоактивности этих минералов зависит не от характера химической связи, а только от содержания в них урана. Таким образом, было доказано, что радиоактивность присуща самим атомам.

На этом этапе исследований считалось, что источником радиоактивности является уран, содержащийся в минералах. Аналогичный вывод был сделан и для минералов, содержащих торий. Для проверки этого общего заключения из урановой руды был выделен 1 г чистого урана и его активность сравнена с активностью образцов минералов, в которых расчетное содержание урана было только 1 г. Неожиданно было обнаружено, что активность образцов минералов

в несколько раз больше активности чистого урана. Стало ясно, что не только уран является источником радиоактивных излучений, но и другие химические элементы, которые входят в образцы минералов, возможно, как малая примесь, причем их содержание в минерале должно быть пропорционально содержанию урана.

Тщательные и трудоемкие исследования позволили выделить из урансодержащих минералов два неизвестных в то время химических элемента, обладавших в миллионы раз большей, чем уран, удельной радиоактивностью. Количество выделенного вещества было ничтожно (примесь!). Один из этих химических элементов был назван радием, второй – полонием (название полоний дано в честь родины М.Складовской-Кюри – Польши). В настоящее время известно, что в урансодержащих минералах присутствуют не только радиоактивные уран, радий и полоний, но и другие радиоактивные химические элементы, которые генетически (по происхождению) связаны с ураном. Оцениваются эти химические элементы как примесь, и их содержание в минерале еще меньше, чем содержание радия и полония.

Параллельно проводились исследования по поглощению радиоактивных излучений различными веществами. Было установлено, что все химические элементы в той или иной степени поглощают радиоактивные излучения. Было выяснено также, что степень поглощения резко возрастает по мере увеличения атомного номера химического элемента в таблице Менделеева. Так, например, очень большой поглощающей способностью обладает свинец. Поэтому свинец и в настоящее время используется для защиты от радиоактивных излучений.

Большая поглощающая способность свинца была использована для создания узких пучков радиоактивных излучений. Действительно, если в блоке свинца проделать несквозное отверстие малого диаметра и на дно блока напротив отверстия поместить радиоактивное вещество, то узкий пучок излучения будет распространяться только вдоль оси отверстия, в то время как излучение, идущее по иным направлениям, будет поглощено свинцом. Это простое устройство было использовано для выяснения вопроса о том – заряжены ли частицы радиоактивных излучений или нет. Для этого радио-

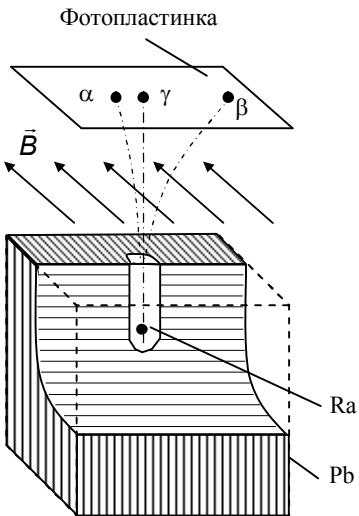


Рис.1.1. Опыт по определению заряда радиоактивных излучений

этих потоков, который отклонялся магнитным полем, соответствуют частицы с положительным зарядом (α -частицы). Второму потоку, который также отклонялся магнитным полем, но в противоположном направлении, соответствуют частицы с отрицательным зарядом (β -частицы). Наблюдается также поток, на который магнитное поле не действует, следовательно, частицы этого потока электрически нейтральны (γ -излучение).

В настоящее время частицы, имеющие положительный заряд, называют альфа-частицами. Было показано, что α -частицы являются ядрами атомов гелия. Существует много экспериментов, подтверждающих этот вывод. Приведем один из них, поставленный Ф.Соди и Э.Резерфордом. Небольшое количество радия было заключено в тонкостенную стеклянную ампулу. Толщина стенок ампулы была настолько мала, что α -частицы беспрепятственно проходили через них. Эта ампула помещалась внутрь герметично закрытого сосуда, который был заполнен чистым азотом. В сосуде возбуждался электрический разряд и проводились наблюдения изменений с течением времени в спектре излучения. Было обнаружено появление спек-

активный пучок, выходящий из отверстия в свинцовом блоке, помещали в магнитное поле, перпендикулярное направлению распространения пучка (рис.1.1).

Как известно, направление отклонения потока заряженных частиц в магнитном поле определяется правилом «левой руки» и зависит от знака электрического заряда частицы. На поток нейтральных частиц магнитное поле не действует. Для регистрации возможного отклонения радиоактивных частиц на пути их распространения устанавливали фотографическую пластинку. В результате эксперимента было обнаружено, что пучок радиоактивного излучения разделяется на три пучка. Одному из

тральных линий гелия, причем их интенсивность со временем систематически возрастала, что свидетельствовало о том, что образующиеся при распаде радия α -частицы являются ядрами гелия.

Были поставлены также эксперименты с целью выяснения физической природы β -частиц. Результаты экспериментов позволили твердо установить, что β -частицы являются электронами, скорость которых близка к скорости света.

Появление радия в руках исследователей позволило установить еще один важный факт. Для этого измеряли температуру образца, в котором содержалось всего несколько десятых долей грамма радия. Как показали эксперименты, температура образца была всегда на несколько градусов выше температуры окружающей среды. Подобное явление можно объяснить только тем, что в образце происходит непрерывное выделение энергии, и это могло происходить только за счет энергии α -частиц. В дальнейшем были проведены расчеты, которые показали, что при распаде всего одного атома радия выделяется энергия, примерно в миллион раз большая, чем при реакции окисления одного атома углерода, т.е. ядерные процессы превосходят по энерговыделению химические процессы примерно в миллион раз. Таким образом, перспектива получения энергии за счет ядерных процессов, по крайней мере, принципиально, стала ясна физикам уже на начальной стадии изучения явления радиоактивности.

1.2. Открытие ядра атома

В 1911 г. Х.Гейгер и И.Марсден, ученики Э.Резерфорда, исследовали прохождение пучка α -частиц через тонкие пластины металлов. Препарат радия, являющийся источником α -частиц, укрепляли в отверстии, просверленном в свинцовом блоке. Пучок α -частиц, идущий вдоль оси отверстия, направляли на фольгу из золота толщиной $4 \cdot 10^{-7}$ м, что соответствует примерно 1000 атомных слоев (рис.1.2).

Отклонение α -частиц при прохождении через фольгу регистрировали с помощью сцинтиляционного экрана (на экране в месте попадания α -частицы возникает световая вспышка, которую, несмотря на ее малую интенсивность, можно наблюдать визуально).

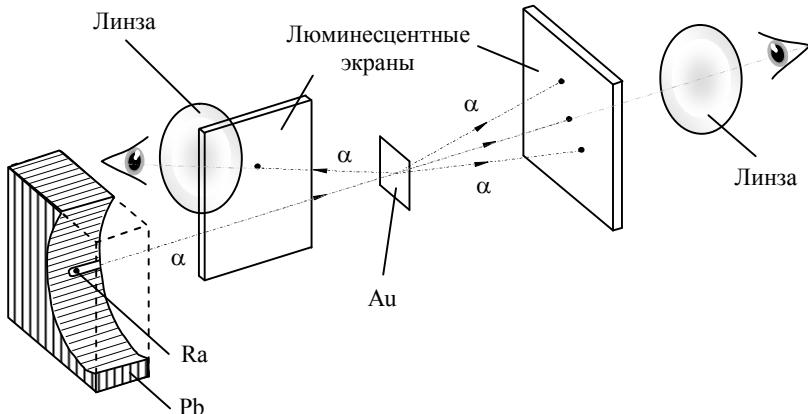


Рис.1.2. Опыт Э.Резерфорда по рассеянию α -частиц

Оказалось, что большинство α -частиц проходит через фольгу без заметного отклонения и только примерно одна из 100 000 частиц отклоняется на угол больше 90° (т.е. движется практически в обратном направлении). Скорость этой частицы оставалась без изменений. Столь значительное отклонение от первоначального направления движения без потери при этом скорости может произойти только при упругом соударении с чем-то очень тяжелым. Далее легко подсчитать, что если бы толщина фольги была в один атомный слой, то только одна частица из 100 000 000 испытала бы заметное отклонение. Из этого Э.Резерфорд заключил, что в атоме имеется тяжелое ядро, площадь поперечного сечения которого в 100 000 000 раз меньше площади поперечного сечения атома, и, следовательно, диаметр ядра составляет 1/10 000 часть диаметра атома. Так было установлено существование ядра в атоме, и 1911 г. можно считать датой рождения ядерной физики.

1.3. Открытие нейтрона

В 1930 г. В.Боте и И.Беккер обнаружили, что α -частицы, образующиеся при распаде полония ($E_\alpha = 5,2$ МэВ), действуя на легкие элементы, расположенные в начале таблицы Д.И.Менделеева, осо-

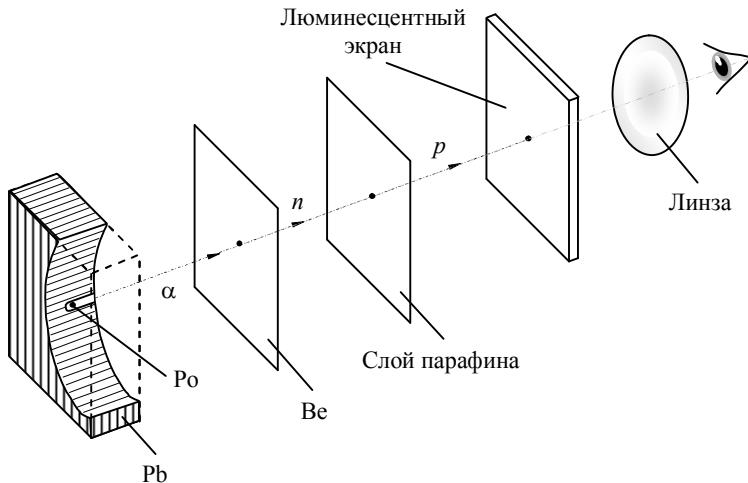


Рис.1.3. Установка Дж.Чедвика по обнаружению нейтрона

бенно на бериллий, приводят к возникновению сильно проникающего излучения, и это излучение вызывает засветку фотографических пластиинок. Вначале предполагали, что ядро бериллия, захватив α -частицу, превращается в возбужденное ядро углерода, переход которого в основное состояние сопровождается излучением γ -кванта.

В 1931 г. Фредерик и Ирен Жолио-Кюри (дочь Марии Складовской-Кюри) показали, что «бериллиевое излучение», проходя тонкий слой парафина, производит интенсивное выбивание протонов с длиной пробега в воздухе до 26 см (в парафине весьма большое содержание водорода, ядра которого – протоны). Для получения протонов с такой длиной пробега γ -кванты должны были иметь энергию 55 МэВ.

Гамма-квантов с такой энергией никогда ранее не наблюдалось.

В 1932 г. выход из затруднения был найден Дж.Чедвиком, который экспериментально доказал (рис.1.3), что ядро бериллия после поглощения α -частицы испускает не γ -квант, а нейтральную частицу, масса которой близка к массе протона. Эта частица была названа нейтроном. Ядерное превращение при взаимодействии α -частицы с ядром бериллия можно записать следующим образом:

$$\text{Be} + \alpha \rightarrow C + n , \quad (1.1)$$

где C – ядро углерода, образующееся после поглощения α -частицы ядром бериллия; n – нейtron.

Упругое лобовое соударение нейтрона с протоном в парафине приводит к выбиванию протонов. Поскольку массы протона и нейтрона весьма близки, упругое лобовое столкновение их аналогично лобовому соударению бильярдных шаров, т.е. после соударения нейtron останавливается, а протон начинает двигаться со скоростью нейтрона.

1.4. Состав и основные характеристики атомного ядра

Ядра всех химических элементов состоят из протонов и нейtronов^{*}.

Протон (в дальнейшем обозначается буквой p) обладает положительным зарядом, численно равным заряду электрона. Ядра атомов водорода являются протонами. Масса протона в 1836 раз больше массы электрона:

$$m_p = 1,67262 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Протон обладает собственным моментом импульса

$$L = \hbar \sqrt{S(S+1)} ,$$

где \hbar – постоянная Планка, $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; S – квантовое число, определяющее момент импульса, $S = 1/2$.

Квантовое число S обычно называют спиновым числом или просто спином.

Протон также обладает собственным магнитным моментом

$$\mu_p = +2,78 \mu_\text{я} ,$$

где $\mu_\text{я}$ – ядерный магнетон, $\mu_\text{я} = e\hbar/2m_p$; $\mu_\text{я} = 5,05 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл; e – заряд электрона.

* Гипотеза о строении ядер из протонов и нейtronов была предложена в 1932 г. одновременно и независимо Д.Д.Иваненко и В.Гейзенбергом.

Нейтрон (в дальнейшем обозначается буквой n) не имеет электрического заряда. Масса нейтрона несколько больше массы протона:

$$m_n = 1,674928 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Собственный момент импульса нейтрона такой же, как у протона. Собственный магнитный момент нейтрона

$$\mu_n = -1,91 \mu_\alpha .$$

Знак минус указывает на то, что направления вектора магнитного момента и механического момента импульса у нейтрона противоположны.

Изолированный нейтрон нестабилен и самопроизвольно распадается по следующей схеме:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}, \quad (1.2)$$

где p – протон; e^- – электрон; $\tilde{\nu}$ – электронное антинейтрино.

Электронное антинейтрино – нейтральная частица чрезвычайно большой проникающей способности, обладает моментом импульса (спином), причем спин направлен в сторону движения.

В составе ядра нейтрон может быть стабильной частицей или распадаться по схеме (1.2), обуславливая тем самым β -активность ядер.

К важнейшим характеристикам атомного ядра относится зарядовое число Z , равное числу протонов, входящих в состав ядра. Следовательно, Z устанавливает электрический заряд ядра. Зарядовое число Z определяет также номер химического элемента в Периодической системе элементов, и по этой причине его также называют атомным номером ядра.

Суммарное число нейтронов и протонов в ядре обозначается буквой A и называется *массовым числом* ядра. Число нейтронов в ядре $N = A - Z$.

Для обозначения ядер применяется обозначение ${}_Z^A X$, где под X понимается символ соответствующего химического элемента. Например, ядро гелия будет иметь обозначение ${}_2^4 \text{He}$, так как массовое число ядра гелия $A = 4$, а атомный номер в таблице Менделеева – 2.

Ядра с одинаковыми зарядовыми числами Z , но разными массовыми числами A называются *изотопами*. Как правило, каждый

химический элемент имеет несколько изотопов. Например, для кислорода известны следующие изотопы: $^{16}_8\text{O}$, $^{17}_8\text{O}$, $^{18}_8\text{O}$.

Ядра с одинаковыми массовыми числами A , но разными зарядовыми числами называются *изобарами*. Например, изобарами являются ядра $^{40}_{18}\text{Ar}$, $^{40}_{19}\text{K}$.

Ядра с одинаковым числом нейтронов $N = A - Z$ называются *изотонами* ($^{13}_6\text{C}$, $^{14}_7\text{N}$).

Отметим также, что существуют ядра с *одинаковыми* значениями Z и A , но отличающиеся периодом полураспада. Такие ядра называются *изомерами*. Например, изомеры ядра $^{80}_{35}\text{Br}$ имеют периоды полураспада 18 мин и 4,4 ч. Изомерия обусловлена тем, что ядра атомов могут находиться как в основном, так и в возбужденном состоянии, что сказывается на параметрах процесса распада.

1.5. Размеры атомных ядер

Размеры атомных ядер определяются в экспериментах по расщеплению на ядрах быстрых частиц (протонов, α -частиц, нейтронов). Исследования, проведенные различными методами, показывают, что если принять форму ядра атомов примерно сферической, то объем ядер будет пропорционален массовому числу ядра A :

$$V_{\text{я}} = (7 \div 14)10^{-45} A \text{ м}^3.$$

Следовательно, объем ядра пропорционален суммарному числу протонов и нейтронов в ядре. Ввиду этого плотность различных ядер оказывается практически одинаковой. Радиус ядра легко определить, используя формулу для объема ядра:

$$R_{\text{я}} = (1,2 \div 1,5)10^{-15} \sqrt[3]{A} \text{ м} = (1,2 \div 1,5) \sqrt[3]{A} \text{ фм.}$$

Часто используемая в ядерной физике единица длины 10^{-15} м получила название в честь известного итальянского физика – ферми, сокращенно – фм.

Площади геометрических сечений, равные $\pi R_{\text{я}}^2$, для большинства ядер близки к 10^{-28} м^2 . Поэтому в ядерной физике единица 10^{-28} м^2 принята для измерения сечений и называется барн.

1.6. Масса ядра и энергия связи нуклонов в ядре

Чтобы разделить ядро атома на составляющие его нуклоны^{*}, необходимо затратить энергию. С другой стороны, энергия эквивалентна массе согласно известному соотношению Эйнштейна:

$$E = mc^2,$$

где c – скорость света.

Ввиду этого масса стабильного ядра $M_{\text{я}}$ всегда меньше суммы масс входящих в него нуклонов. Разность Δm между суммой масс нуклонов, составляющих ядро, и массой ядра называется *дефектом массы ядра*,

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - M_{\text{я}}.$$

Если известен дефект масс ядра, то легко определить *энергию связи нуклонов* в ядре:

$$E_{\text{св}} = \Delta mc^2.$$

Энергия связи – это минимальная энергия, которую необходимо затратить, чтобы разделить ядро на составляющие его нейтроны и протоны.

Энергия связи, приходящаяся на один нуклон, называется *удельной энергией связи* нуклонов в ядре.

$$E_{\text{св.уд}} = \frac{E_{\text{св}}}{A}.$$

Удельная энергия связи нуклонов в ядре характеризует энергетическую устойчивость (прочность) ядер (рис.1.4).

Наиболее прочными оказываются ядра с массовыми числами порядка 50-60, т.е. для элементов от Cr до Ni. Удельная энергия этих ядер примерно 8,7 МэВ/нуклон. Остальные ядра, как с большими, так и с меньшими массовыми числами, оказываются менее прочными. Так, для ядра урана ($A = 238$) удельная энергия связи составляет

* Нуклон – собирательный термин, обозначающий любую из частиц – протон или нейtron.

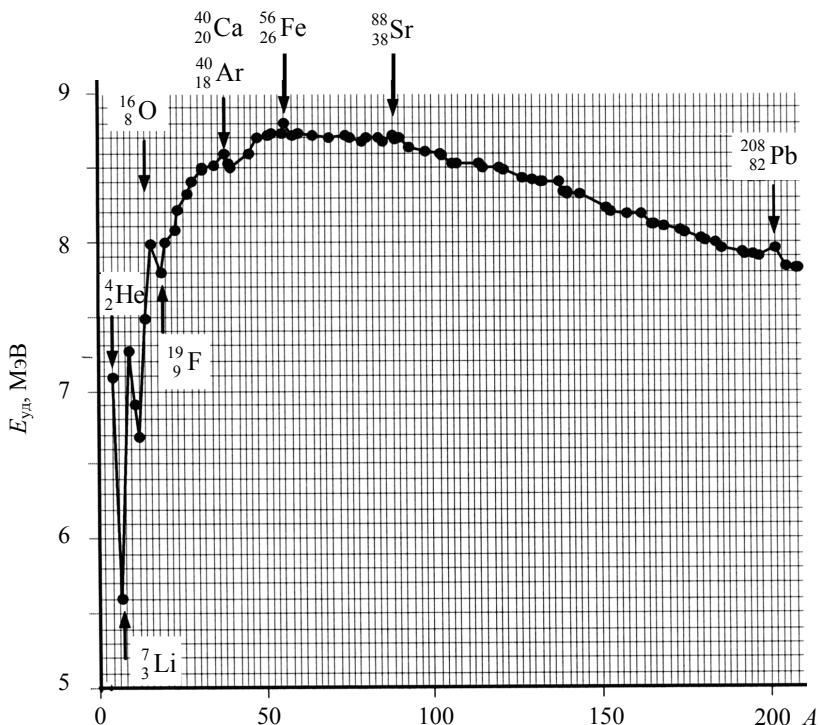


Рис.1.4. Зависимость удельной энергии связи нуклонов в ядрах от массового числа

7,5 МэВ/нуклон; для гелия ($A = 4$) удельная энергия связи примерно 7,1 МэВ/нуклон.

Такая зависимость удельной энергии связи от массового числа делает возможным два процесса, сопровождающихся выделением энергии:

- 1) деление тяжелых ядер на более легкие;
- 2) слияние (синтез) легких ядер в одно более тяжелое.

Выделение энергии закономерно, поскольку оба указанных процесса приводят к образованию более прочных ядер. Получение энергии за счет деления тяжелых ядер освоено в промышленных масштабах на атомных электростанциях. Процессы управляемого синтеза более тяжелых ядер из легких ядер в настоящее время интенсивно изучаются.

Среди всей совокупности атомных ядер можно выделить особенно устойчивые. Для этих ядер энергия связи существенно больше, чем соседних по атомному номеру и массовому числу. Характерной особенностью таких ядер является содержание в них по 2; 8; 20; 28; 50, 82 или 126 протонов или нейтронов. Эти числа называются *магическими*. Наивысшей устойчивостью обладают так называемые *дважды магические* ядра, которые содержат магическое число нейтронов и магическое число протонов. К таким дважды магическим ядрам относятся: ${}_2^4\text{He}$, ${}_8^{16}\text{O}$, ${}_{20}^{40}\text{Ca}$, ${}_{82}^{208}\text{Pb}$. Особая устойчивость дважды магических ядер приводит к их повышенной распространенности во Вселенной. Так, например, ядро кальция ${}_{20}^{40}\text{Ca}$ имеет распространенность, более чем на порядок превышающую распространенность соседних с ним по Периодической таблице Д.И.Менделеева химических элементов – калия и скандия.

Массы протона, нейтрона, ядер атомов и других частиц в ядерной физике часто измеряют не в единицах Международной системы единиц (СИ), а в специфической для масштаба ядерных явлений единицах. Например, масса может быть измерена в атомных единицах массы (обозначение – а.е.м.). За атомную единицу массы принимается 1/12 массы атома основного изотопа углерода ${}_{6}^{12}\text{C}$.

Массу можно также измерять в энергетических единицах. Для этого пользуются соотношением Эйнштейна эквивалентности энергии и массы ($E = mc^2$), причем в качестве единицы энергии используют 1 МэВ, т.е. величину энергии, которую приобретает электрон, пройдя разность потенциалов в один миллион вольт. Приведем для справки некоторые соотношения:

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,66054 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 931,494 \text{ МэВ};$$

масса нейтрона

$$m_n = 1,67492 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,0086649 \text{ а.е.м.} = 939,5656 \text{ МэВ};$$

масса протона

$$m_p = 1,67262 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,007276 \text{ а.е.м.} = 938,272 \text{ МэВ};$$

масса электрона

$$m_e = 9,10938 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 0,0005485799 \text{ а.е.м.} = 0,51099 \text{ МэВ.}$$

Глава 2. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЯВЛЕНИЯ РАДИОАКТИВНОСТИ

2.1. Радиоактивный распад ядер. Основной закон радиоактивного распада

Термин *радиоактивность* возник в качестве названия группы явлений, при которых некоторые химические элементы дают излучения высокой проникающей способности. Для этих явлений используется также термин *радиоактивный распад*. Термин радиоактивный распад подчеркивает, что неустойчивое ядро атома (материнское ядро) претерпевает превращение, при котором оно излучает какую-либо частицу, имеющую высокую проникающую способность.

Различают естественную радиоактивность химических элементов, встречающихся в природных условиях, и искусственную радиоактивность, которая возникает за счет облучения вещества какими-либо частицами (нейтронами, α -частицами, протонами и др.).

Экспериментальные исследования показывают, что если имеется неустойчивое, т.е. радиоактивное ядро, то независимо от его происхождения (природное или искусственное) распад будет идти как спонтанный процесс, подчиняющийся законам теории вероятности.

Допустим, что в препарате находится N радиоактивных атомов и вероятность распада за 1 с для каждого из них λ . Тогда в течение 1 с в препарате будет распадаться в среднем λN атомов, а за малый промежуток времени dt будет распадаться $\lambda N dt$ радиоактивных атомов. На столько же уменьшится число атомов радиоактивного препарата.

Таким образом, уменьшение числа радиоактивных атомов dN , происходящее за время dt , будет выражено следующей зависимостью:

$$dN = -\lambda N dt. \quad (2.1)$$

Знак минус показывает, что с течением времени число радиоактивных атомов уменьшается.

Соотношение (2.1) называется *основным законом радиоактивного распада в дифференциальной форме*. Любой тип радиоактивного распада происходит в полном соответствии с основным законом. Определим теперь число атомов $N(t)$, которые не претерпели радио-

активного превращения к некоторому текущему моменту времени t . Допустим, что в условно-начальный момент времени $t = 0$ число радиоактивных атомов $N(0)$, а по прошествии времени t будет $N(t)$. Проинтегрируем выражение (2.1):

$$\int_{N(0)}^{N(t)} dN / N = - \int_0^t \lambda dt; \quad N(t) = N(0) e^{-\lambda t}. \quad (2.2)$$

где e – основание натуральных логарифмов.

Соотношение (2.2) называют *основным законом радиоактивного распада в интегральной форме*.

Вероятность радиоактивного распада ядра за 1 с называют *постоянной распада* и обозначают λ . В системе СИ постоянная распада измеряется в секундах в минус первой степени.

Для характеристики процесса распада кроме постоянной распада λ применяется также понятие *период полураспада* $\tau_{1/2}$, т.е. промежуток времени, в течение которого распадается половина начального числа ядер радиоактивного препарата. Таким образом, по определению периода полураспада имеем

$$N(\tau_{1/2}) = \frac{N(0)}{2}. \quad (2.3)$$

Используя (2.3) и основной закон радиоактивного распада (2.2), легко получить следующее соотношение:

$$\tau_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (2.4)$$

Иногда используют еще одну величину, характеризующую распад, – *среднее время жизни препарата* τ . Среднее время жизни радиоактивного препарата определяется следующим соотношением:

$$\tau = 1/\lambda. \quad (2.5)$$

Можно показать, что τ – это время, в течение которого число радиоактивных ядер уменьшается в e раз от своего начального значения.

Все параметры, характеризующие распад (λ , $\tau_{1/2}$, τ), связаны между собой соотношениями (2.4), (2.5) и поэтому достаточно знать один из этих параметров, остальные могут быть рассчитаны.

2.2. Статистика радиоактивных распадов

Уравнение радиоактивного распада (2.1) выражает связь между средними величинами. Конкретное число распадов, наблюдаемое в течение малого интервала времени dt , не обязательно окажется равным $\lambda N dt$. Однако среднее значение, полученное из многих измерений, проведенных в идентичных условиях, будет равно или очень близко к этой величине. Рассмотрим данный вопрос подробнее.

Допустим, что эксперименты по измерению числа распадов за фиксированный промежуток времени проводятся с препаратом, распадающимся чрезвычайно медленно. Тогда число наличных радиоактивных ядер за время повторных измерений можно считать практически постоянным. Допустим далее, что в многочисленных экспериментах за некоторый промежуток времени в *среднем* распадается \bar{n} атомов. Тогда вероятность $P(n)$ того, что за такое же время при повторных измерениях будет наблюдаться число распадов n , отличное от среднего значения \bar{n} , определяется известным из теории вероятностей распределением Пуассона

$$P(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}. \quad (2.6)$$

Эксперименты, выполняемые с помощью счетчиков, дают результаты, подтверждающие последнее соотношение. Распределение Пуассона выводится в предположениях, что вероятность распада конкретного ядра за весьма малый интервал времени не зависит от распадов других ядер в предшествующее время, а также что вероятность распада конкретного ядра за малый интервал времени пропорциональна длительности этого интервала.

К важнейшим характеристикам случайной величины относится дисперсия, которая для распределения Пуассона равна среднему значению \bar{n} .

Средняя квадратическая погрешность определения случайной величины, т.е. разброс около среднего значения, равна корню квадратному из дисперсии: $\sqrt{\bar{n}}$. Следовательно, результат измерения может быть записан в следующей форме: $n = \bar{n} \pm \sqrt{\bar{n}}$. Относительная погрешность измерения при этом

$$\frac{\sqrt{n}}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{n}}.$$

Таким образом, для точных измерений необходимо выбирать интервал времени измерения так, чтобы среднее число распадов за это время было по возможности большим.

Рассмотрим теперь важный для практики измерений вопрос о влиянии на точность измерений естественного радиоактивного фона. Допустим, что среднее число импульсов, регистрируемых счетчиком за некоторый промежуток времени, когда на счетчик воздействует только радиоактивный фон, равно \bar{n}_ϕ , а когда на счетчик воздействует как фон, так и радиоактивный препарат – равно \bar{n}_Σ . Среднее число импульсов, вызванных только распадами в радиоактивном препарате, очевидно, будет равно $(\bar{n}_\Sigma - \bar{n}_\phi)$. Таким образом определяется величина, которая является разностью двух случайных процессов. Как известно, дисперсия суммы или разности двух случайных процессов равна сумме дисперсий этих процессов, т.е. $\bar{n}_\Sigma + \bar{n}_\phi$. Средняя квадратическая погрешность определения (разброс) этого разностного сигнала будет равна корню квадратному из дисперсии, т.е. $\sqrt{\bar{n}_\Sigma + \bar{n}_\phi}$. Результат измерения числа импульсов, вызванных только радиоактивным препаратом, с учетом погрешности измерения, $n = (\bar{n}_\Sigma - \bar{n}_\phi) \pm \sqrt{\bar{n}_\Sigma + \bar{n}_\phi}$. Отсюда ясно, что результирующая относительная погрешность определения числа импульсов, вызванных только радиоактивным препаратом,

$$\frac{\sqrt{\bar{n}_\Sigma + \bar{n}_\phi}}{\bar{n}_\Sigma - \bar{n}_\phi}.$$

2.3. Уравнение радиоактивного равновесия

Допустим, что в радиоактивном препарате наблюдается цепочка последовательных превращений, при которой распад определенных материнских ядер непрерывно пополняет число дочерних ядер, образующихся из материнских. В свою очередь, дочерние ядра так-

же распадаются, и их число в препарате за счет этого уменьшается. По прошествии достаточно большого отрезка времени должно установиться динамическое равновесие, при котором скорость образования дочерних ядер станет равно скорости их распада. Число распадов материнских радиоактивных ядер в единицу времени будет $\lambda_1 N_1$, где λ_1 и N_1 – соответственно постоянная распада и число материнских радиоактивных ядер.

Каждое материнское ядро, распадаясь, образует одно дочернее ядро, и поэтому величина $\lambda_1 N_1$ совпадает со скоростью образования дочерних ядер. С другой стороны, скорость распада дочерних ядер равна $\lambda_2 N_2$, где λ_2 и N_2 – соответственно постоянная распада и число дочерних ядер в препарате. При динамическом равновесии скорости образования и распада дочерних ядер равны между собой:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \dots \quad (2.7)$$

Последнее уравнение называется *уравнением радиоактивного равновесия*. Имеются и другие названия этого уравнения: *вековое уравнение, секулярное уравнение*.

Явление радиоактивного равновесия практически используется, например, для определения постоянных распада долгоживущих ядер. Действительно, если известно относительное содержание атомов в некотором радиоактивном препарате (N_1/N_2), а также одна из постоянных распада (допустим λ_2), то величина λ_1 может быть рассчитана.

Отметим еще одну задачу, решаемую с использованием уравнения радиоактивного равновесия. Допустим, что постоянные распада известны, тогда можно определить относительное содержание радиоактивных элементов (например, относительное содержание радиоактивных элементов в горной породе).

2.4. Классификация самопроизвольных распадов ядер

В настоящее время известны семь следующих самопроизвольных (спонтанных) радиоактивных распадов ядер.

1. **Альфа-распад.** Он представляет собой радиоактивное превращение ядра, при котором из ядра вылетает α -частица (напомним, что α -частица тождественна с ядром атома гелия). В результате об-

разуется дочернее ядро, атомный номер которого на две единицы, а массовое число на четыре единицы меньше материнского. Реакцию α -распада можно записать с помощью уравнения



2. Бета-распады:

• *Бета-минус-распад* (β^- -распад). Представляет собой радиоактивное превращение, при котором один из нейтронов материнского ядра преобразуется в протон, антинейтрино и β^- -частицу, при этом антинейтрино и β^- -частица покидают ядро (напомним, что β^- -частица тождественна с электроном). Образующееся дочернее ядро имеет атомный номер на единицу больше номера материнского ядра. Массовое число остается без изменений. Реакцию β^- -распада можно записать с помощью уравнения



• *Бета-плюс- или позитронный распад* (β^+ -распад). Представляет собой радиоактивное превращение, при котором один из протонов материнского ядра преобразуется в нейтрон, нейтрино и β^+ -частицу, причем нейтрино и β^+ -частица покидают материнское ядро (β^+ -частица называется также позитроном). Образующееся дочернее ядро имеет атомный номер на единицу меньше материнского ядра. Массовое число остается без изменений. Реакцию β^+ -распада можно записать с помощью уравнения



• *Электронный захват* (используются также термины: *e-захват* и *K-захват*). Представляет собой радиоактивное превращение, при котором один из электронов атома (с ближайшей к ядру электронной *K*-оболочки) поглощается ядром, при этом один из протонов ядра преобразуется в нейтрон и нейтрино, причем нейтрино покидает ядро. В результате электронного захвата образуется новое ядро, атомный номер которого на единицу меньше, чем у материнского ядра. Массовое число ядра остается без изменений.

Этот тип распада иногда называют *K-захватом*, поскольку электрон именно с электронной *K*-оболочки атома поглощается ядром. Ес-

ли поглощение электрона происходит с L -оболочки атома, что наблюдается весьма редко, то соответствующий распад называют L -захватом и т.д. Реакцию e -захвата можно записать с помощью уравнения



3. Спонтанное деление тяжелых ядер. Явление было открыто в 1940 г. группой исследователей под руководством Г.Н.Флерова. Этот тип радиоактивного превращения заключается в самопроизвольном делении тяжелых ядер элементов, расположенных в конце таблицы Д.И.Менделеева, на две примерно одинаковые части. В результате деления образуются дочерние ядра, характерные для элементов середины Периодической таблицы.

Спонтанное деление ядер впервые обнаружено у изотопов урана ${}^{238}_{92} U$ и ${}^{235}_{92} U$. В настоящее время известно более 50 изотопов тяжелых элементов, у которых наблюдается самопроизвольное деление ядер. Самопроизвольное деление ядер – процесс гораздо менее вероятный, чем процесс α -распада этих же ядер (исключением является изотоп фермия ${}^{256}_{100} Fm$ и изотоп калифорния ${}^{254}_{98} Cf$). Таким образом, процесс спонтанного деления конкурирует с α -распадом. В большой группе радиоактивных ядер некоторые будут распадаться за счет α -распада, другие будут испытывать спонтанное деление. Относительные доли α -распадов и спонтанного деления определяются конкретными свойствами ядер. Параметры некоторых спонтанно делящихся ядер представлены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Периоды полураспада по отношению к спонтанному делению τ_s и α -распаду τ_α некоторых тяжелых ядер

Ядро	τ_s , лет	τ_α , лет	Ядро	τ_s , лет	τ_α , лет
${}^{230}_{90} Th$	$1,5 \cdot 10^{17}$	$8,0 \cdot 10^4$	${}^{239}_{94} Pu$	$5,5 \cdot 10^{15}$	$2,4 \cdot 10^4$
${}^{232}_{90} Th$	$1,4 \cdot 10^{18}$	$1,4 \cdot 10^{10}$	${}^{242}_{94} Pu$	$6,8 \cdot 10^{10}$	$3,8 \cdot 10^5$
${}^{235}_{92} U$	$1,9 \cdot 10^{17}$	$4,1 \cdot 10^8$	${}^{254}_{98} Cf$	55,6 сут	76
${}^{238}_{92} U$	$8 \cdot 10^{15}$	$4,5 \cdot 10^9$	${}^{256}_{100} Fm$	2,7 ч	90 ч

4. Протонная радиоактивность. Была открыта Г.Н.Флеровым в 1963 г. Этот тип ядерного распада заключается в радиоактивном превращении, при котором из ядра испускаются один или два протона. В последнем случае распад называется двухпротонным. Если наблюдается однопротонный распад, то образуется новое ядро, атомный номер и массовое число которого на единицу меньше, чем у исходного ядра. При двухпротонном распаде дочернее ядро будет иметь атомный номер и массовое число на две единицы меньше, чем у исходного ядра. Протонная радиоактивность наблюдается у ядер, которые образовались в результате деления тяжелых ядер или вследствие ядерных реакций. При этом некоторые образующиеся дочерние ядра могут быть «перегружены» протонами, что и приводит к их испусканию из дочернего ядра.

5. Нейтронная радиоактивность. Аналогично протонной радиоактивности наблюдается у ядер, которые образовались в результате либо спонтанного деления тяжелых ядер либо ядерных реакций. При этом некоторые образующиеся дочерние ядра могут быть «перегружены» нейтронами по сравнению со стабильным изотопом этого же химического элемента. Подобная «перегруженность» приводит к эмиссии нейтронов, которая происходит практически мгновенно или с некоторой задержкой (после β^- -распада дочернего ядра).

6. Кластерный распад (или *C*-распад) был обнаружен в 1985 г. Этот тип радиоактивного распада наблюдается у ядер, образовавшихся в результате ядерной реакции слияния двух ядер. Образующееся при этом дочернее ядро может иметь весьма большой момент импульса, и по этой причине оказывается нестабильным. Для такого ядра распады с испусканием легких частиц оказываются маловероятными. В результате распад ядра происходит за счет испускания составной частицы – кластера. В состав кластера входит значительное число протонов и нейтронов. Так, например, у ядер изотопов радия ^{223}Ra и ^{226}Ra наблюдается самопроизвольное испускание частиц, которые являются изотопом ядра углерода ^{14}C .

При радиоактивных распадах ядер наблюдается также и ряд сопутствующих явлений. Важнейшим из них является γ -излучение ядер. Этот тип радиоактивного излучения по своей физической природе представлен электромагнитными квантами, с энергией кванта от нескольких килоэлектрон-вольт и до десятков мегаэлектрон-

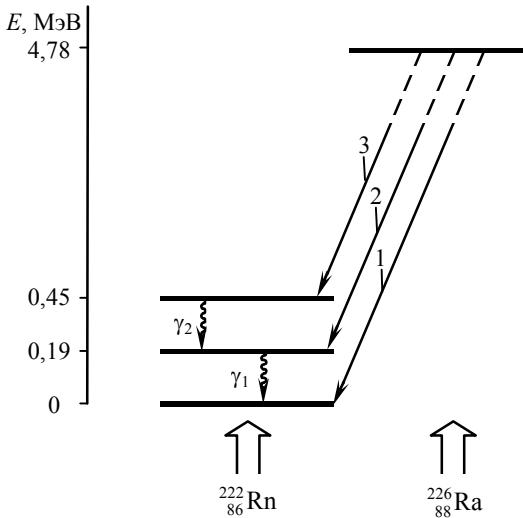


Рис.2.1. Энергетическая диаграмма α -распада Ra
 1 – α_0 (4,78 МэВ; 94,4 %); 2 – α_1 (4,59 МэВ; 5,5 %);
 3 – α_2 (4,33 МэВ; 0,1 %)

вольт. Как известно, ядро является типично квантовой системой, обладающей набором дискретных энергетических состояний (энергетических уровней). Самое низшее из этих состояний называется основным (нормальным), все остальные – возбужденными. Гамма-излучение возникает при переходах ядер из возбужденного состояния в нормальное состояние или на другой возбужденный уровень, но с меньшей энергией. Переходы из возбужденных состояний на нижележащие энергетические уровни сопровождаются испусканием γ -квантов ($\gamma_1 = 0,19$ МэВ; $\gamma_2 = 0,26$ МэВ).

Возбужденные ядра, как правило, появляются за счет радиоактивного распада (α - или β -распада), при котором дочернее ядро может возникнуть в возбужденном состоянии. В качестве примера на рис.2.1 представлена энергетическая диаграмма α -распада ядра атома радия (Ra). Дочерние ядра (радон – $^{222}_{86}\text{Rn}$) появляются в возбужденных состояниях. Переходы между энергетическими уровнями дочернего ядра порождают γ -излучение. Ядра в возбужденном состоянии могут возникать также и за счет других механизмов, например, в результате поглощения ядрами нейтронов, в результате бомбардировки ядер быстрыми α -частицами и т.д. Гамма-излучение не вызывает радиоактивного превращения, и поэтому атомный номер и массовое число ядра, испустившего γ -квант, не изменяются.

7. Испускание электронов внутренней конверсии. При явлении внутренней конверсии энергия возбуждения ядра передается

непосредственно одному из орбитальных электронов атома. При этом электронную оболочку атома покидают моноэнергетические электроны, энергия которых определяется энергией ядерного перехода и энергией вырываания электрона (ионизации) с соответствующего электронного уровня. В результате явления внутренней конверсии в атоме образуется вакансия на одном из глубинных электронных уровней. Далее вакансия заполняется в связи с переходом атомного электрона с более высокого уровня на вакантный уровень. При этом освобождается энергия, которая либо может быть выделена в виде кванта характеристического рентгеновского излучения, либо может быть затрачена на ионизацию внешних электронных оболочек атома. В последнем случае процесс ионизации носит название эффекта Оже, а электроны, покинувшие атом в результате такого типа ионизации, называются электронами Оже. Характерной особенностью электронов Оже и электронов внутренней конверсии является строго определенная энергия, что отличает их от β -частиц, возникающих при распадах ядер, энергетический спектр которых сплошной.

2.5. Диаграмма атомных ядер

В настоящее время известно 265 стабильных изотопов и более 1500 нестабильных. Все изотопы, как стабильные, так и нестабильные, можно расположить на диаграмме (рис.2.2), где по оси абсцисс откладывается число протонов в ядре, т.е. зарядовое число, а по оси ординат – число нейтронов. На такой диаграмме каждый изотоп занимает отдельную клеточку.

Анализ диаграммы атомных ядер позволяет получить следующие основные закономерности:

1. Стабильные изотопы располагаются вдоль узкой дорожки – так называемой *дорожки стабильных ядер*.
2. На ядрах свинца и висмута дорожка стабильности ядер обрывается: все более тяжелые ядра оказываются нестабильными.
3. Выше дорожки стабильных ядер расположены ядра, «перегруженные» нейтронами. Эти ядра испытывают β^- -распады до тех пор, пока не окажутся на дорожке стабильности ядер.

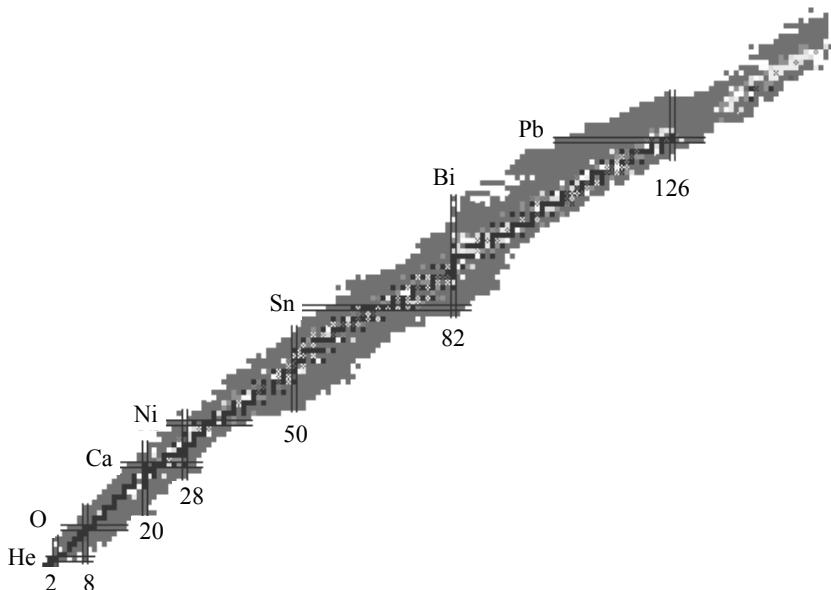


Рис.2.2. Диаграмма атомных ядер

4. Ниже дорожки стабильности располагаются ядра, «перегруженные» протонами. Такие ядра склонны к e -захвату и β^+ -распаду. Соответствующие распады происходят до тех пор, пока ядро не окажется на дорожке стабильности.

5. Ядра, более тяжелые, чем ядра свинца и висмута, склонны к α -распаду и к спонтанному делению. Соответствующие распады происходят до тех пор, пока ядро не окажется в границах дорожки стабильности ядер.

2.6. Радиоактивные семейства

Совокупность изотопов, связанных между собой спонтанными радиоактивными превращениями, называют *радиоактивным семейством*. Наиболее часто встречающимися радиоактивными превращениями являются α - и β^- -распады.

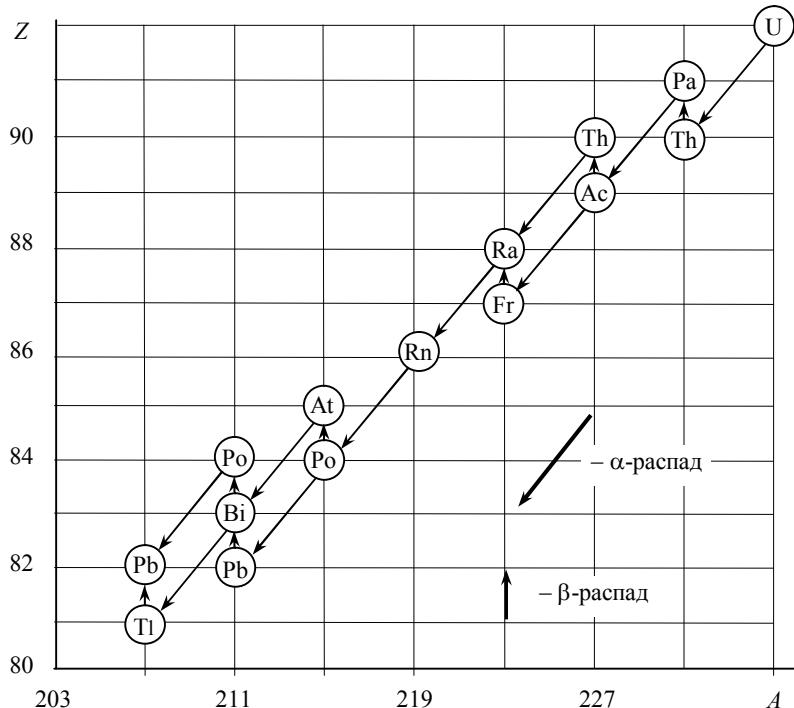


Рис.2.3. Радиоактивное семейство урана $^{235}_{92}\text{U}$

При α -распаде массовое число уменьшается на четыре единицы, а атомный номер на две единицы, в то время как при β^- -распадах массовое число остается неизменным, а атомный номер увеличивается на единицу. Следовательно, в пределах одного радиоактивного семейства атомный номер ядра может принимать любые значения, тогда как массовое число уменьшается только скачками сразу на четыре единицы. Отсюда легко понять, что в природе должны существовать четыре радиоактивных семейства, объединяющих в себе все изотопы тяжелых элементов.

Представители трех радиоактивных семейств, имеющие в качестве исходных изотопов ядра $^{238}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{232}_{90}\text{Th}$, встречаются в природных рудах и минералах (рис.2.3 и 2.4).

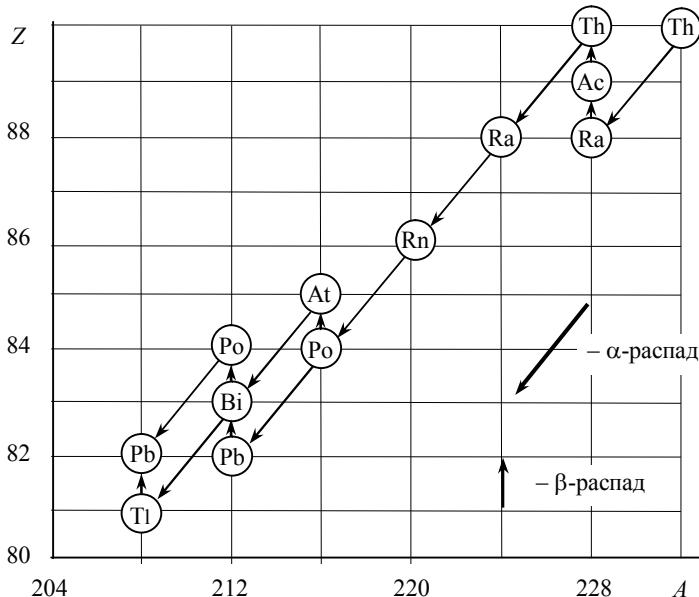


Рис.2.4. Радиоактивное семейство тория $^{232}_{90}\text{Th}$

Четвертое семейство имеет в качестве родоначальника изотоп нептуния $^{237}_{93}\text{Np}$, который имеет сравнительно малый период полу-распада ($\tau_{1/2} = 2,25 \cdot 10^6$ лет) и поэтому за время существования Земли как нептуний, так и дочерние его изотопы распались и в рудах можно встретить только стабильный конечный продукт распада – один из изотопов висмута (рис.2.5).

В табл.2.2 приведены некоторые параметры, характерные для радиоактивного семейства изотопов урана $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$, а также для семейства тория $^{232}_{90}\text{Th}$ и нептуния $^{237}_{93}\text{Np}$.

Радиоактивные распады в семействах, встречающихся в природных условиях, обрываются на стабильных изотопах свинца. Семейство нептуния имеет в качестве конечного продукта распада стабильный изотоп висмута ^{209}Bi . Легко заметить, что радиоактивные семейства занимают последнюю четверть Периодической системы Д.И.Менделеева. Среди более легких ядер, характерных для начала

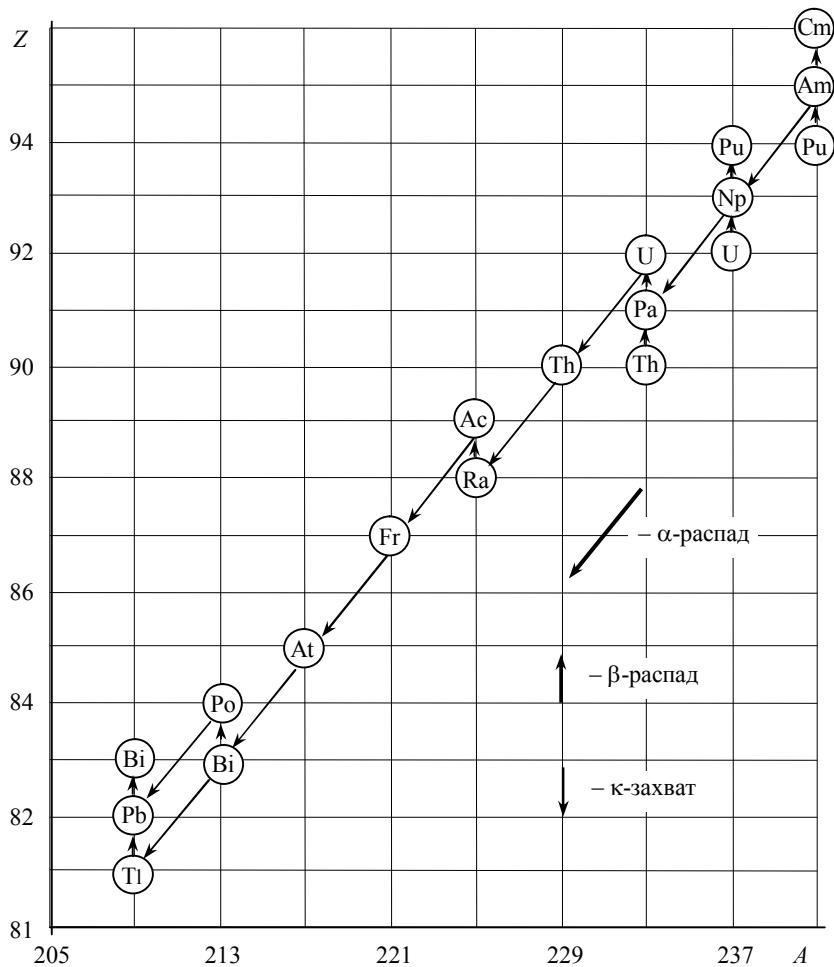


Рис.2.5. Радиоактивное семейство нептуния $^{237}_{93}\text{Np}$

и середины таблицы Д.И.Менделеева, известно несколько естественных радиоактивных изотопов, не принадлежащих к радиоактивным семействам. Некоторые из них приведены в табл.2.3. Кроме того, под действием космических лучей в земной атмосфере образуются в ничтожных количествах радиоактивный изотоп углерода ^{14}C и некоторые другие химические элементы.

Таблица 2.2

Некоторые параметры радиоактивных семейств

Формула массового числа A	Наименование семейства	Родоначальник семейства	Период полураспада родоначальника семейства, лет	Конечный продукт распада
$4n$	Торий	$^{232}_{90}\text{Th}$	$1,39 \cdot 10^{10}$	$^{208}_{82}\text{Pb}$
$4n - 1$	Уран – актиний	$^{235}_{92}\text{U}$	$7,07 \cdot 10^8$	$^{207}_{82}\text{Pb}$
$4n - 2$	Уран – радий	$^{238}_{92}\text{U}$	$4,49 \cdot 10^9$	$^{206}_{82}\text{Pb}$
$4n - 3$	Нептуний	$^{237}_{93}\text{Np}$	$2,25 \cdot 10^6$	$^{209}_{83}\text{Bi}$

Примечание. n – целые числа.

Таблица 2.3

Радиоактивные изотопы, не принадлежащие к радиоактивным семействам

Изотоп	Тип распада	Период полураспада, лет	Конечный продукт
$^{40}_{19}\text{K}$	β^- , β^+ , e -захват	$1,3 \cdot 10^9$	Ca, Ar
$^{87}_{37}\text{Rb}$	β^-	$4,7 \cdot 10^{10}$	Sr
$^{147}_{62}\text{Sm}$	α	$1 \cdot 10^{11}$	Nd
$^{176}_{71}\text{Lu}$	β^-	$3,7 \cdot 10^{10}$	Hf

2.7. Задачи

1. При измерении счетчиком Гейгера радиоактивный фон в лаборатории составляет в среднем 18 импульсов в минуту. При расположении радиоактивного препарата в непосредственной близости от счетчика было зарегистрировано в среднем 28 импульсов за минуту. Какова относительная погрешность определения среднего числа импульсов за минуту, вызванная только радиоактивным препаратом?

2. Среднее время жизни некоторого радиоактивного элемента составляет 10 с. Какова постоянная распада этого элемента?

3. Период полураспада тяжелого изотопа урана 4,5 млрд лет, радия – 1660 лет. Какая масса радия $^{226}_{88}\text{Ra}$ содержится в 1 т урановой смоляной руды (UO_2)?

4. Какой стабильный изотоп свинца образуется за счет последовательности радиоактивных распадов тяжелого изотопа урана $^{238}_{92}\text{U}$?

5. Определить постоянную распада и период полураспада некоторого радиоактивного элемента по следующим данным:

Время, ч	0	1	2	3	4	5
Число импульсов, регистрируемых каждый час	1195	440	165	60	21	

6. Определить постоянную распада некоторого вещества, если известно, что за 1 ч интенсивность радиоактивного излучения уменьшилась на 10 %. Продукт распада не радиоактивен.

7. Определить, какой объем радона (при нормальных температуре и давлении) находится в радиоактивном равновесии с 1 г радия. (Радон или, по другой терминологии, эманация радия – это газообразный продукт распада радия.) Период полураспада радия составляет 1660 лет, радона – 3,8 дня.

8. Во сколько раз энергия, выделяемая при полном делении 1 кг $^{235}_{92}\text{U}$, больше энергии, получаемой при сгорании 1 т нефти? При делении одного ядра $^{238}_{92}\text{U}$ выделяется 160 МэВ энергии, удельная теплота сгорания нефти $Q = 4,6 \cdot 10^7$ Дж/кг.

9. Горная порода содержит 0,001 % урана ^{238}U по массе. Определить, в каком объеме породы будет содержаться 1 г радия ^{226}Ra . Плотность породы 2,7 г/см³. Период полураспада урана 4,5 млрд лет, радия – 1660 лет.

10. Периоды полураспада изотопов урана ^{238}U и ^{235}U соответственно $\tau_{1/2} = 4,51 \cdot 10^9$ лет и $\tau_{1/2} = 7,13 \cdot 10^8$ лет. Определить среднее время жизни и постоянные распада этих изотопов.

11. Сколько атомов распадется за год в 0,1 г урана ^{238}U , если период его полураспада составляет $4,5 \cdot 10^9$ лет.

12. Современное кларковое содержание тяжелого изотопа урана ^{238}U и легкого изотопа ^{235}U в рудах составляет соответственно 99,3 и 0,7 %. Каково было относительное содержание этих изотопов 2,5 млрд лет тому назад?

Каково было относительное содержание этих изотопов в период образования Земли, т.е. примерно 4 млрд лет тому назад?

13. Радиоактивный изотоп висмута ^{210}Bi распадается по схеме

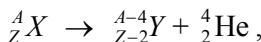
$$^{210}\text{Bi} \xrightarrow{\beta^-} {}^{210}\text{Po} \xrightarrow{\alpha} {}^{206}\text{Pb}.$$

Вычислить, какое количество полония будет в образце через месяц после его изготовления? Начальная масса висмута 1 мг. Вычислить α - и β -активность препарата через месяц после изготовления образца.

Глава 3. ЕСТЕСТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

3.1. Альфа-распад

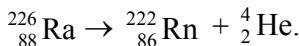
Альфа-распадом называется ядерное превращение, при котором из материнского (исходного) ядра вылетает α -частица, являющаяся ядром атома гелия. Массовое число ядра гелия равно четырем, атомный номер два, поэтому реакцию α -распада некоторого ядра ${}_Z^AX$ можно записать с помощью уравнения (2.8)



где Y – символическое обозначение дочернего ядра.

Заметим, что для обозначения ядра гелия можно использовать также символ ${}_2^4\alpha$.

Например, при α -распаде изотопа радия ${}_{88}^{226}\text{Ra}$ реакция записывается следующим образом:



Условие устойчивости ядер по отношению к α -распаду. Очевидно, что при α -распаде суммарная масса продуктов распада не может быть больше массы исходного атома. Дефект масс предполагаемой реакции распада определяется следующим образом:

$$\Delta m = m_x - (m_y + m_{\text{He}}),$$

где m_x , m_y , m_{He} – масса соответственно материнского, дочернего атомов и атома гелия*.

При устойчивом ядре дефект будет отрицательным ($\Delta m < 0$).

В противном случае ядро может испытывать α -распад и дефект масс, будучи при этом положительным ($\Delta m > 0$), трансформируется в кинетическую энергию разлетающихся в противоположных направлениях дочернего ядра и α -частицы. Дочернее ядро часто называют ядром отдачи (по аналогии с отдачей орудийного ствола при выстреле). Таким образом, общая энергия α -распада E , выделяющаяся в виде кинетических энергий α -частицы и ядра отдачи, может быть рассчитана через дефект масс реакции распада по формуле Эйнштейна

$$E = c^2 \Delta m. \quad (3.1)$$

Выясним теперь, какая доля общей энергии E приходится на α -частицу и какая на ядро отдачи. Для этого используем законы сохранения энергии и импульса классической механики. Обозначим скорость и энергию α -частицы через v_α и E_α соответственно, а скорость и энергию ядра отдачи через v_γ и E_γ . Предполагаем, что исходное ядро до распада было неподвижным. Тогда по закону сохранения импульса

$$m_\alpha v_\alpha = m_\gamma v_\gamma.$$

Возведя это соотношение в квадрат и учитя, что $E_\alpha = m_\alpha v_\alpha^2 / 2$, $E_\gamma = m_\gamma v_\gamma^2 / 2$, получим

$$m_\alpha E_\alpha = m_\gamma E_\gamma.$$

По закону сохранения энергии $E_\alpha + E_\gamma = E$, где E – энергия распада.

Из последних соотношений легко получить

* При расчете используются именно массы соответствующих атомов, а не массы ядер. Число электронов в исходном атоме и суммарное число электронов в дочернем атоме и атоме гелия одинаковы и поэтому в выражении для дефекта масс они автоматически вычтены.

$$E_\alpha = \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_\alpha} E ; E_\alpha = \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_\alpha} E . \quad (3.2)$$

Поскольку обычно масса дочернего ядра значительно больше массы α -частицы, основная часть энергии распада приходится на α -частицу. Заметим дополнительно, что при приближенных расчетах вместо масс ядер в формулах (3.2) можно использовать массовые числа взамен реальных масс частиц.

Энергетический спектр α -частиц. Энергетическим спектром называется зависимость числа частиц (в нашем случае α -частиц) от их энергии. Поскольку ядро является квантовой системой, обладающей набором дискретных энергетических уровней, α -распад некоторого ядра может привести к тому, что дочернее ядро появится не в основном, а в возбужденном энергетическом состоянии и при этом энергия α -распада будет меньше своего максимального значения на величину возбуждения дочернего ядра.

В значительной по числу группе материнских ядер α -распады могут происходить с переходами как в основное состояние, так и в ряд возбужденных состояний дочернего ядра, и по этой причине будут наблюдаться группы α -частиц с разными энергиями. Таким образом, энергетический спектр α -распада в конечном итоге определяется уровневой структурой ядер. В качестве примера рассмотрим радиоактивный распад изотопа висмута $^{212}_{83}\text{Bi}$. Как известно, изотоп висмута $^{212}_{83}\text{Bi}$ может распадаться как по схеме α -распада (36 % распадов), так и по схеме β^- -распадов (64 % распадов). В первом варианте образуется изотоп талия $^{208}_{81}\text{Tl}$, во втором – изотоп полония $^{212}_{84}\text{Po}$.

Рассмотрим вначале α -распад $^{212}_{83}\text{Bi}$ (рис.3.1).

Согласно приведенной диаграмме, существуют шесть групп α -частиц, отличающихся друг от друга своей энергией. В пределах каждой группы энергия частиц практически одна и та же. На энергетическом спектре α -частиц, испускаемых $^{212}_{83}\text{Bi}$, по оси абсцисс откладывается энергия α -частицы, по оси ординат – число α -частиц (рис.3.2). Спектр состоит из отдельных пиков, ответственных за группы α -частиц определенной энергии. Такой энергетический спектр обычно называют *линейчатым (дискретным)*.

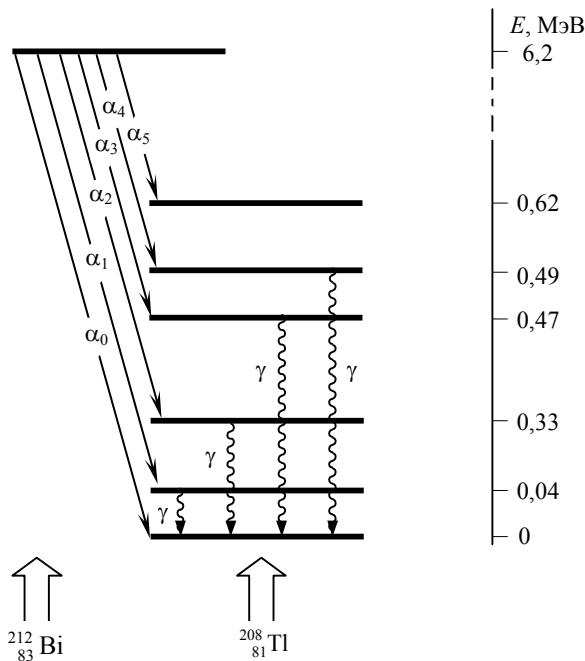


Рис.3.1. Энергетическая диаграмма α -распада изотопа $^{212}_{83}\text{Bi}$
(возникновение тонкой структуры α -спектра)

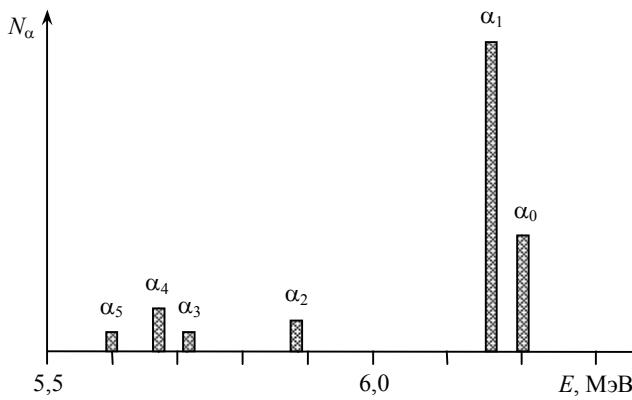


Рис.3.2. Энергетический спектр α -распада $^{212}_{83}\text{Bi}$

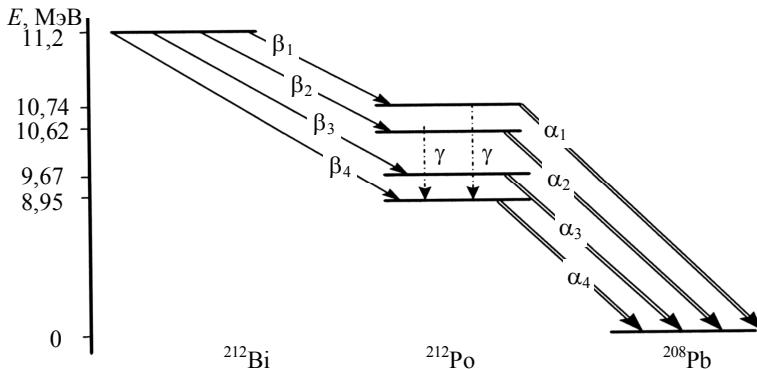


Рис.3.3. Энергетическая диаграмма последовательности радиоактивных распадов изотопа $^{212}_{83}\text{Bi}$, приводящая к появлению возбужденных ядер $^{212}_{84}\text{Po}$ и длиннопробежных α -частиц ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$)

Легко заметить, что измерение энергетического спектра α -распада позволяет изучать энергетическую уровневую структуру дочернего ядра.

Иногда в энергетических спектрах наблюдаются так называемые длиннопробежные α -частицы. Число их весьма незначительно по сравнению с основной группой α -частиц, а энергия больше. Для выяснения причины, приводящей к возникновению длиннопробежных α -частиц, рассмотрим β^- -распад – второй возможный тип распада изотопа висмута $^{212}_{83}\text{Bi}$. Как можно видеть из диаграммы распада (рис.3.3), β^- -распад приводит к появлению возбужденных ядер $^{212}_{84}\text{Po}$, распад которых вызывает появление длиннопробежных α -частиц (табл.3.1).

Таблица 3.1

Спектральный состав α -частиц распада изотопа $^{212}_{84}\text{Po}$

Группа α -частиц	Энергия α -частиц, МэВ	Содержание, %	Классификация группы
α_4	8,78	99,977	Основная
α_3	9,492	0,003	Длиннопробежная
α_2	10,422	0,002	»
α_1	10,543	0,018	»

Из анализа диаграммы и таблицы можно заключить, что длиннопробежная α -частица возникает в том случае, когда ядро $^{212}_{84}\text{Po}$ (исходное при α -распаде) находится в возбужденном состоянии и переход совершается на основной (нормальный) уровень дочернего $^{208}_{82}\text{Pb}$ ядра. Вполне понятно, что при этом должна освобождаться энергия большая, чем при переходе между основными энергетическими состояниями материнского и дочернего ядер. И, наконец, отметим, что появление при радиоактивных распадах ядер в возбужденных состояниях приводит, как правило, к некоторым сопутствующим явлениям. Действительно, как уже отмечалось ранее, ядро из возбужденного состояния может перейти в состояние с меньшей энергией за счет испускания γ -кванта. Поэтому если наблюдается сложный энергетический спектр α -распада, то наблюдается и γ -излучение. Энергия излученных γ -квантов определяется энергетическими уровнями ядра и, следовательно, так же, как и энергетический спектр α -распада, несет информацию о структуре энергетических уровней ядер.

И наконец, отметим, что появление при распадах дочерних ядер, находящихся в возбужденных состояниях, может привести также к тому, что энергия возбуждения ядра будет передана одному из атомных электронов. Тогда атомом (но не ядром) будет испущен электрон внутренней конверсии со строго определенной энергией, величина которой определяется разностью между энергией возбуждения ядра и энергией связи электрона с атомом. Как правило, конверсионный электрон освобождается с электронных оболочек, наиболее близких к ядру. Последующее заполнение вакантного уровня с вышележащих уровней приводит к возникновению характеристического рентгеновского излучения. Таким образом, α - и β -распады ядер, как правило, сопровождаются целым рядом последовательно протекающих процессов.

Энергия α -частиц определяется многими методами, и среди них наиболее простыми являются:

- 1) измерение радиуса траектории α -частицы, движущейся в магнитном поле, с помощью камеры Вильсона;
- 2) измерение длины пробега α -частицы в воздухе.

Рассмотрим, прежде всего, определение энергии α -частицы с помощью камеры Вильсона. Если α -частица, имея скорость v_α , влетает в магнитное поле индукции B перпендикулярно силовым линиям, то сила Лоренца выполняет функцию центростремительной силы, поэтому

$$q_\alpha v_\alpha B = m_\alpha \frac{v_\alpha^2}{R},$$

где q_α , m_α , R – соответственно заряд и масса α -частицы и радиус траектории движения.

Возведя последнее соотношение в квадрат и проводя необходимые сокращения, получим

$$E_\alpha = \frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} = \frac{q_\alpha^2 B^2 R^2}{2m_\alpha^2}.$$

Поскольку радиус R может быть измерен по наблюдению траектории движения в камере Вильсона, а остальные величины, входящие в правую часть соотношения известны, можно рассчитать энергию α -частицы.

Энергию α -частицы можно определить также по измерению длины пробега в газе. В сухом воздухе при давлении 760 мм рт.ст. и температуре 15 °C длина пробега L_α в сантиметрах определяется эмпирической формулой Гейгера

$$L_\alpha = 0,316 E_\alpha^{3/2}.$$

Связь между энергией α -частиц и периодом полураспада ядра. Многочисленные эксперименты по α -распаду приводят к следующей качественной закономерности: менее долговечные ядра испускают α -частицы, обладающие большей энергией.

Количественная эмпирическая закономерность была получена в 1912 г. Х.Гейгером и Дж.М.Неттоловом, которым удалось показать, что период полураспада $\tau_{1/2}$ связан с энергией α -частицы E_α следующей зависимостью:

$$\ln(\tau_{1/2}) = C + D / \sqrt{E_\alpha},$$

где постоянная D одинакова для всех радиоактивных семейств, а константа C имеет вариацию в пределах 5 %.

Таким образом, закон Гейгера – Неттоля выполняется лишь приближенно и поэтому для нахождения точных значений периодов полураспадов следует пользоваться специальными таблицами.

Механизм α -распада. Туннельный эффект. Как было показано ранее, α -распад становится возможным, когда масса продуктов распада меньше массы исходного ядра. Но если распад оказывается возможным, то непонятно, почему он не происходит мгновенно, т.е. за время $t = R / v$, где R – радиус ядра; v – скорость α -частицы в ядре.

Периоды полураспада разных ядер лежат в пределах от миллиардов лет до ничтожных долей секунды. Ученым оставалась неясной физическая причина существования долгоживущих α -активных изотопов. Ответ на этот вопрос был найден только квантовой механикой.

Для анализа ситуации с α -распадом вначале рассмотрим обратный по отношению к распаду процесс: взаимодействие α -частицы с ядром атома. При приближении α -частицы к ядру она испытывает электростатическое отталкивание от ядра, так как и α -частица, и ядро-мишень заряжены положительно. По мере приближения α -частицы к ядру происходит процесс торможения и все большая часть кинетической энергии α -частицы превращается в потенциальную. Если кинетическая энергия невелика, то на некотором расстоянии от ядра α -частица будет вначале остановлена, а затем и отброшена от ядра. Таким образом, наблюдается процесс упругого рассеяния α -частицы без ее проникновения в ядро-мишень.

Однако если постепенно повышать кинетическую энергию α -частиц, то при некотором ее значении сближение α -частицы и ядра будет настолько малым, что ядерные силы притяжения станут равными или даже большими электростатических сил отталкивания. В этом случае α -частица будет поглощена ядром-мишенью, и такое ядро, как правило, становится неустойчивым и испытывает тот или иной тип радиоактивного распада. Наведенную таким способом радиоактивность препарата достаточно легко зарегистрировать с помощью счетчиков. Следовательно, изучая процесс рассеяния α -частиц, можно установить минимальную энергию α -частиц, которая достаточна для проникновения в ядро, т.е. оказывается возможным измерить высоту потенциального барьера ядра-мишени (рис.3.4).

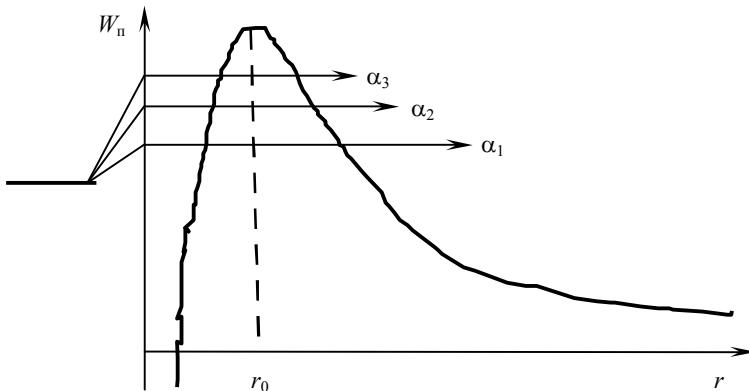


Рис.3.4. Зависимость потенциальной энергии системы ядро – α -частица от расстояния между ними

Как можно заметить, на кривой потенциальной энергии имеется максимум (соответствует высоте потенциального барьера). При расстоянии между ядром и α -частицей r_0 , которое соответствует максимуму потенциальной энергии, силы электростатического отталкивания между ядром и α -частицей равны ядерным силам притяжения и поэтому обычно расстояние r_0 считают радиусом ядра. Таким образом, экспериментально можно определить как высоту потенциального барьера, так и радиус ядра. Теперь допустим, что α -частица уже находится в ядре. Тогда, согласно представлениям классической механики, она может покинуть ядро только в том случае, если ее энергия больше высоты потенциального барьера или равна ей. Это представление является следствием закона сохранения энергии классической механики.

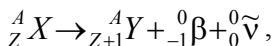
Экспериментальные исследования, однако, показали, что при распадах наблюдаются α -частицы, энергия которых меньше высоты потенциального барьера. Этот парадоксальный с точки зрения классической механики факт находит последовательное объяснение только в рамках квантовой механики. В квантовой механике соответствующий эффект называется туннельным. Согласно квантовым представлениям существует некоторая вероятность реализации, т.е. нахождения, α -частицы на внешней по отношению к ядру стороне потенциального барьера. Эта вероятность зависит от ряда факторов и среди

них – высота потенциального барьера, его форма, энергия α -частицы. Если α -частица реализуется на внешней стороне потенциального барьера, то она будет отброшена от ядра электростатическими силами. В рамках квантовой механики можно теоретически получить и закон Гейгера – Неттоля и ряд других закономерностей α -распада, причем полученные закономерности согласуются с экспериментальными данными.

3.2. Бета-минус-распад

Бета-минус-распадом (β^- -распад) называется ядерное превращение, при котором из материнского ядра вылетают β^- -частица и антинейтрино. Напомним, что β^- -частица тождественна с электроном. Антинейтрино $\tilde{\nu}$ – одна из элементарных частиц, не имеющая ни электрического заряда, ни магнитного момента (обозначается символом $\tilde{\nu}$). Спин антинейтрино равен $1/2$. Вопрос о массе покоя антинейтрино пока еще окончательно не решен. Однако существуют некоторые убедительные косвенные данные, свидетельствующие о нулевой массе покоя антинейтрино. Во всяком случае если масса покоя и отличается от нуля, то совершенно ничтожно, и последние экспериментальные оценки дают верхнюю границу менее 40 эВ.

Допустим, что некоторое ядро может испытывать β^- -распад. Тогда реакция распада записывается в форме уравнения (2.9)



где Y – символическое обозначение дочернего ядра; для обозначения β^- -частицы может быть использован также символ ${}_{-1}^0e$.

Дочернее ядро Y , образующееся при распаде, имеет такое же, как у материнского ядра, массовое число; атомный номер дочернего ядра на единицу больше материнского.

Типичным примером β^- -распада является радиоактивный распад изотопа натрия:



Условие устойчивости ядер по отношению к β^- -распаду. Дефект масс при β^- -распаде определяется следующим образом:

$$\Delta m = m_x - m_y, \quad (3.3)$$

где m_x и m_y – масса соответственно материнского и дочернего атомов.

Легко можно убедиться в том, что массу испущенного электрона учитывать не требуется, так как она автоматически учитывается в массах атомов (атомный номер дочернего ядра на единицу больше, чем у материнского, и по этой причине у дочернего атома на один электрон больше). Массу антинейтрино учитывать также не нужно, так как масса покоя \tilde{v} равна нулю или чрезвычайно близка к нулю. Ядро будет устойчивым, если дефект масс реакции распада отрицателен ($\Delta m < 0$). Действительно, в этом случае продукты распада имеют большую суммарную массу, чем исходное ядро, что противоречит закону сохранения массы и энергии.

Если $\Delta m \geq 0$, распад оказывается энергетически возможным. Последнее условие является необходимым, но не достаточным для возникновения распада ядра. Это связано с тем, что имеются также добавочные ограничения, налагаемые законами квантовой механики. Общая энергия, выделяющаяся при β^- -распаде, может быть рассчитана через дефект масс по формуле Эйнштейна (3.1).

Подавляющая часть общей энергии распада приходится на β^- -частицу и антинейтрино, что связано с их малой массой по сравнению с массой дочернего ядра. Распределение энергии между β^- -частицей и антинейтрино зависит от того, под каким углом друг к другу они вылетают из материнского ядра. Поскольку этот угол может принимать любые значения, то и β^- -частица может иметь энергию от нуля до практически полной энергии распада.

Энергетический спектр β^- -частиц. Определим энергетический спектр β^- -частиц, полагая, что все направления вылета антинейтрино и β^- -частиц из материнского ядра равновероятны и независимы друг от друга. Тогда вероятность того, что антинейтрино вылетит из ядра, имея импульс в малом интервале dp_v , и одновременно β^- -частица, имея импульс в малом интервале dp_e , будет пропорциональна разме- ру этих интервалов:

$$d^6W = A\delta(E_m - E_\beta - E_v)dp_vdp_e, \quad (3.4)$$

где A – постоянная (коэффициент пропорциональности); $\delta(E_m - E_\beta - E_v) = \delta(x)$ – функция Дирака*; E_m, E_β, E_v – соответственно полная энергия распада, энергия β -частицы и антинейтрино.

Можно заметить, что введение δ -функции в качестве множителя в выражение вероятности распада автоматически обеспечивает учет закона сохранения энергии при β -распаде. Действительно, вероятность распада оказывается отличной от нуля только при $E_m - E_\beta - E_v = 0$, т.е. если $E_m = E_\beta + E_v$. Однако это означает, что полная энергия распада E_m распределяется между β -частицей и антинейтрино в полном соответствии с законом сохранения энергии.

Далее, в сферической системе координат имеем:

$$dk = p_v^2 dp_v d\Omega_v; dp = p_e^2 dp_e d\Omega_\beta, \quad (3.5)$$

где $d\Omega_v, d\Omega_\beta$ – элементы телесного угла вылета соответственно из материнского ядра антинейтрино и β^- -частицы.

Допустим также, что масса покоя антинейтрино равна нулю и, следовательно,

$$E_v = cp_v, \quad (3.6)$$

где c – скорость света; p_v – модуль импульса антинейтрино.

Подставляя соотношения (3.5) и (3.6) в выражение (3.4) и интегрируя по всем направлениям вылета антинейтрино и β^- -частицы, имеем

$$d^2W = 16\pi^2 A \delta(E_m - E_\beta - E_v) p_v^2 p_e^2 dp_v dp_e.$$

Интегрируя далее по модулю импульса антинейтрино и учитывая при этом свойства δ -функции, получим

$$dW = \frac{(16\pi^2/c^3) A p_e^2}{(E_m - E_\beta)^2} dp_e. \quad (3.7)$$

* Функция Дирака $\delta(x)$ по определению отлична от нуля только при нулевом значении своего аргумента, т.е. при $x=0$. Кроме того, δ -функция обладает следующим важным свойством: $\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta(x)dx = f(0)$, где $f(x)$ – любая ограниченная функция.

В последнем соотношении перейдем от переменной p_e (модуль импульса β^- -частицы) к переменной E_β (энергия β^- -частицы). Для этого заметим, что β^- -частица, покидая ядро, движется, как правило, со скоростью близкой к скорости света, поэтому необходимо использовать формулу теории относительности, связывающую энергию движения частицы и ее импульса:

$$E_\beta = \sqrt{m_0 c^4 + p_e^2 c^2} - m_0 c^2, \quad (3.8)$$

где m_0 – масса покоя электрона.

Откуда после дифференцирования имеем

$$dE_\beta = \frac{(c^2 p_e dp_e)}{(E_\beta + m_e c^2)^{1/2}}. \quad (3.9)$$

После подстановки (3.9) в выражение (3.7) получим

$$dW = (16\pi^2/c^5) A p_e (E_\beta + m_e c^2)^{1/2} (E_m - E_\beta)^2 dE_\beta. \quad (3.10)$$

Количество β -распадов dN в препарате, где содержится N_0 радиоактивных атомов, пропорционально их числу и вероятности распада, поэтому

$$dN = (16\pi^2/c^5) A N_0 p_e (E_\beta + m_e c^2)^{1/2} (E_m - E_\beta)^2 dE_\beta. \quad (3.11)$$

Определяя импульс β^- -частицы по формуле (3.8) и осуществляя соответствующую подстановку в (3.11), окончательно для энергетического спектра β^- -частицы получим

$$dN/dE_\beta = B E_\beta^{1/2} (E_\beta + 2m_e c^2)^{1/2} (E_\beta + m_e c^2) (E_m - E_\beta)^2, \quad (3.12)$$

где $B = (16\pi^2/c^5) A N_0$.

На графике энергетического спектра β^- -частиц (рис.3.5) смещение теоретической и экспериментальной кривых друг относительно друга связано с влиянием электростатических сил. В теории не учитывалось, что при вылете β^- -частицы из ядра действуют силы электростатического притяжения между отрицательно заряженной β^- -частицей и положительно заряженным ядром. В результате β^- -частица должна иметь меньшую энергию, и поэтому экспериментальная и теоретическая кривые энергетического спектра смещены.

Необходимо отметить также важную особенность энергетического спектра β^- -частиц – его непрерывность.

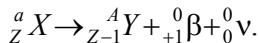
Именно *непрерывность энергетического спектра* была в свое время одной из основных причин, которая привела к гипотезе о том, что при β^- -распаде, кроме электрона, из ядра вылетает еще одна частица, обладающая исключительно большой проникающей способностью. В настоящее время антинейтрино могут быть зарегистрированы специальными детекторами.



Рис.3.5. Энергетический спектр β^- -частиц
1 – теоретическая кривая по формуле (3.12);
2 – экспериментальные данные

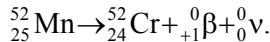
3.3. Бета-плюс-распад

Бета-плюс-распад (β^+ -распад, или позитронный распад) представляет собой ядерное превращение, при котором из материнского ядра вылетают положительная частица и нейтрино. Допустим, что некоторое ядро может испытать позитронный распад. Тогда реакция распада записывается в форме уравнения (2.10)



(позитрон ${}_{+1}^0 \beta$ может быть обозначен также символом ${}_{+1}^0 e$).

Типичным примером позитронного распада является радиоактивный распад изотопа марганца:



Рассмотрим условие устойчивости ядер по отношению к позитронному распаду и энергетический спектр позитронов при распаде.

Дефект массы при позитронном распаде определяется следующим образом:

$$\Delta m = m_x - m_y - 2m_e, \quad (3.13)$$

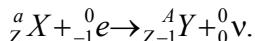
где m_x , m_y и m_e – масса соответственно материнского атома, дочернего атома и электрона.

В дефекте массы учитывается удвоенная масса электрона. Это связано с тем, что в результате распада позитрон покидает материнское ядро. В итоге уменьшается заряд и масса. Кроме того, один из электронов атомной оболочки дочернего атома оказывается лишним и также покидает распадающийся атом. Таким образом, в правой части соотношения (3.13) в массе атомов на два электрона больше, чем в левой, и, следовательно, из массы атомов продуктов распада необходимо вычесть массу двух электронов. Массу нейтрино учитывать не требуется, так как масса покоя этой частицы равна нулю (или чрезвычайно близка к нулю). Ядро будет устойчивым, если $\Delta m < 0$. В противном случае, т.е. если $\Delta m \geq 0$, ядро может испытывать позитронный распад.

Определение общей энергии, выделяющейся при распаде, – распределение энергии между образующимися частицами и теория энергетического спектра позитронов полностью аналогичны материалу, изложенному в разделе 3.2. Энергетический спектр позитронов, образующихся при β^+ -распаде, также непрерывный.

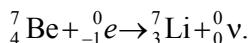
3.4. Электронный захват (e -захват)

Электронный захват – разновидность радиоактивного распада, при котором материнское ядро поглощает электрон с одной из электронных оболочек собственного атома. В результате электронного захвата (e -захвата) излучается нейтрино и образуется дочернее ядро, массовое число которого такое же, как у материнского ядра, а атомный номер на единицу меньше. Реакцию e -захвата можно записать в форме уравнения (2.11)



Обычно электрон захватывается с ближайшей к ядру электронной K -оболочки атома, поэтому данный процесс иногда называют K -захватом. В некоторых случаях возможен захват и с более далеких от ядра оболочек L и M . В этом случае процесс называют соответственно L - или M -захватом.

В результате захвата электрона ядром в электронной оболочке атома образуется вакантное место, которое заполняется другим электроном из внешних электронных оболочек. При таких переходах испускаются кванты характеристического рентгеновского излучения. Именно это характеристическое рентгеновское излучение обычно обнаруживается и свидетельствует о e -захвате, так как зарегистрировать ядро отдачи и тем более нейтрино чрезвычайно сложно. Типичным примером e -захвата является радиоактивное превращение изотопа бериллия, идущее по следующей схеме:



Рассмотрим условие устойчивости ядра по отношению к e -захвату. Дефект масс при e -захвате определяется следующей формулой:

$$\Delta m = m_x - m_y, \quad (3.14)$$

где m_x и m_y – масса соответственно материнского и дочернего атомов.

Массу электрона, участвующего в e -захвате, учитывать отдельно не нужно, так как она входит в массу материнского атома. Масса нейтрино в дефекте масс также не учитывается из-за исключительно малой ее величины (и, возможно, даже нулевого значения). Ядро будет устойчиво по отношению к e -захвату, если $\Delta m < 0$. В противном случае ($\Delta m \geq 0$) ядро может испытать радиоактивный распад. Если ядро неустойчиво и испытывает радиоактивное превращение, то общая энергия, выделяющаяся при распаде, может быть рассчитана по дефекту масс.

3.5. Явление конкуренции радиоактивного распада различных типов

Сравнивая между собой реакции β^+ -распада и e -захвата, можно заметить, что они приводят к одинаковым превращениям атомных ядер. Однако условие устойчивости по отношению к β^+ -распаду

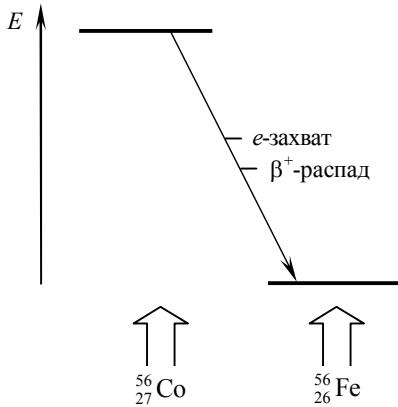
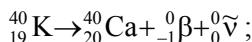
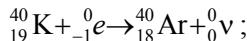


Рис.3.6. Энергетическая диаграмма радиоактивного распада изотопа $^{56}_{27}\text{Co}$

разом, ядро может быть устойчивым по отношению к β^+ -распаду и неустойчивым, т.е. распадаться, за счет e -захвата. Но если для соотношения (3.13) $\Delta m > 0$, то заведомо и для соотношения (3.14) $\Delta m > 0$. Таким образом, если ядро β^+ активно, то оно может испытывать e -захват и, следовательно, в достаточно большой группе радиоактивных атомов некоторые будут распадаться по схеме β^+ -распада, другие – по схеме e -захвата. Можно наблюдать конкуренцию β^+ -активности и e -захвата. Так, например, распадается изотоп кобальта $^{56}_{27}\text{Co}$ (рис.3.6).

Для некоторых ядер наблюдается конкуренция β -распада всех трех типов. Конкретным примером является радиоактивный распад тяжелого изотопа калия $^{40}_{19}\text{K}$ (рис.3.7). Для распада изотопа $^{40}_{19}\text{K}$ характерна конкуренция β^+ -, β^- - и e -захвата: 0,001; 89 и 11 % соответственно,



удовлетворяется легче, чем по отношению к e -захвату. Чтобы убедиться в этом, достаточно рассмотреть совместно выражения для дефекта масс этих реакций (3.13) и (3.14): для β^+ -распада и e -захвата соответственно

$$\Delta m = m_x - (m_y + 2m_e);$$

$$\Delta m = m_x - m_y.$$

Очевидно, что отрицательность дефекта масс (что обеспечивает устойчивость ядра) значительно легче обеспечить для уравнения (3.13), так как вычитаемое у него больше. Таким образом,

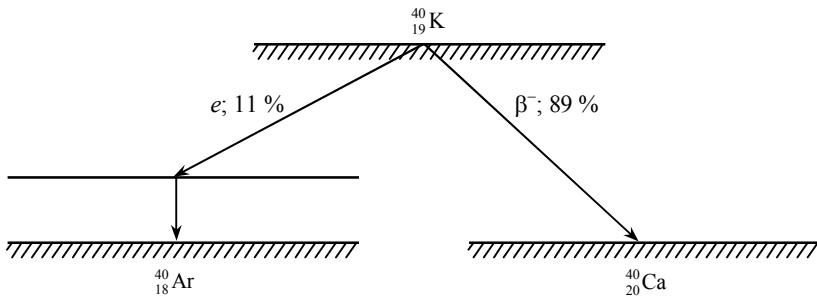


Рис.3.7. Энергетическая диаграмма распада изотопа $^{40}_{19}\text{K}$. Наблюдается конкуренция между всеми тремя видами β -распада. Указаны доли того или иного вида распада в процентах

В природных условиях при e -захвате содержание тяжелого изотопа калия в естественной смеси изотопов калия уменьшается и, наоборот, продукт распада – аргон обогащается тяжелым изотопом. С этим явлением связана одна из известных аномалий таблицы Менделеева, для которой характерно, что элемент с меньшей атомной массой – калий, имеет атомный номер больший, чем более тяжелый элемент – аргон. Ввиду значительной концентрации в природном аргоне тяжелого изотопа можно полагать, что почти весь он образовался за счет радиоактивного распада калия.

3.6. Гамма-излучение ядер

Гамма-излучение (γ -излучение) представляет собой поток квантов электромагнитного поля, возникающий при переходе ядер с возбужденных уровней на более низкие уровни. Энергия γ -квантов лежит обычно в пределах от $n \cdot 10^4$ до $n \cdot 10^6$ эВ. Период полураспада ядер, находящихся в возбужденном состоянии, как правило, очень мал ($\sim 10^{-14}$ с). Поскольку возбужденные ядра появляются в результате α -или β -распадов, можно считать, что γ -излучение возникает практически одновременно с радиоактивным распадом ядра. Поэтому обычно этот процесс не выделяют в самостоятельный вид распада, а говорят лишь о γ -излучении, которое сопутствует другим видам распада.

Рассмотрим энергетический спектр γ -излучения ядер. Как уже отмечалось, γ -кванты возникают в результате ядерных межуровневых переходов. Поэтому каждый квант γ -излучения имеет определенную энергию и, следовательно, энергетический спектр γ -излучения – линейчатый. Изучение этого спектра позволяет реконструировать схему энергетических уровней ядра.

3.7. Явление ядерной изомерии

Для некоторых ядер из-за квантово-механических запретов период полураспада возбужденного состояния за счет γ -излучения может оказаться весьма значительным. Так, например, ядро изотопа индия $^{113}_{49}\text{In}$ имеет возбужденный уровень с энергией

0,392 МэВ и с периодом полураспада 99 мин. Уровни ядер с аномально большими периодами полураспада ($\tau_{1/2} > 10^{-7}$ с) называются метастабильными. Ядро, находящееся в метастабильном состоянии, по отношению к такому же ядру, находящемуся в основном состоянии, является изомером. Все явление в целом называется ядерной изомерией.

Изомеры имеются не только у стабильных ядер, находящихся в основном

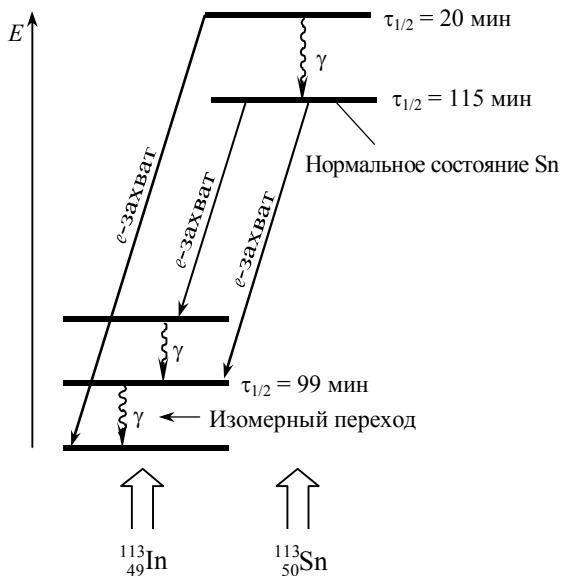


Рис.3.8. Энергетическая диаграмма радиоактивного распада ^{113}Sn , который находится как в основном, так и в метастабильном состояниях

состоянии, но и у радиоактивных ядер. Причем α - или β^- -распад может происходить у ядер, находящихся как в основном, так и в метастабильном состоянии. Распад будет характеризоваться различными периодами полураспада. Так, на энергетической диаграмме распада изотопа олова $^{113}_{50}\text{Sn}$, приведенной на рис.3.8, можно видеть e^- -захваты ядра $^{113}_{50}\text{Sn}$, происходящие с различными периодами полу-распада. Один из захватов приводит к возникновению изомера $^{113}_{49}\text{In}$.

На этой же диаграмме приведена схема энергетических уровней изотопа $^{113}_{49}\text{In}$, у которого также имеется метастабильный уровень ($\tau_{1/2} = 99$ мин). Физическая природа ядерной изомерии была изучена в 1935 г. группой советских физиков, работавших под руководством И.В.Курчатова.

3.8. Внутренняя конверсия электронов

Кроме γ -излучения существует еще один механизм потери энергии возбужденным ядром: испускание электронов внутренней конверсии. В этом процессе энергия возбуждения ядра непосредственно и полностью передается одному из орбитальных электронов атома. Очевидно, что при этом будут освобождаться моноэнергетические электроны, энергия которых определяется энергией ядерного перехода и энергией связи электрона в атоме, т.е. типом электронной орбиты.

Как правило, процесс внутренней конверсии наиболее вероятен для самой ближайшей к ядру электронной оболочки (K -оболочки). Однако если энергия, освобождаемая при ядерном переходе, меньше энергии связи K -электрона, то внутренняя конверсия на K -электронах становится энергетически невозможной и наблюдается конверсия на L -электронах и т.д. Поскольку электроны вырываются с глубинных оболочек, то последующее заполнение вакансий с вышерасположенных энергетических уровней атома будет сопровождаться испусканием характеристического рентгеновского излучения. Кроме этого, энергия, связанная с вакансией на одной из глубинных электронных оболочек атома, может быть пере-

дана одному из внешних электронов, в результате из атома будет испущен электрон Оже. Электроны Оже так же, как и электроны внутренней конверсии, имеют дискретный (линейчатый) энергетический спектр. Электроны внутренней конверсии могут наблюдаться как вместе с γ -излучением, так и без него.

Отношение числа испущенных конверсионных электронов к суммарному числу конверсионных электронов и γ -квантов называется коэффициентом внутренней конверсии η :

$$\eta = N_e / (N_e + N_\gamma) = \eta_k + \eta_l + \eta_m + \dots,$$

где η_k , η_l , $\eta_m \dots$ – парциальные коэффициенты внутренней конверсии для электронов соответственно K -, L -, M -оболочки атома.

Коэффициент внутренней конверсии зависит от многих факторов и увеличивается при возрастании атомного номера ядра Z и уменьшении энергии возбуждения ядра E . Легко заметить, что изучение явления внутренней конверсии позволяет определить уровневую энергетическую структуру ядер.

Если энергия ядерного перехода $E > 2m_e c^2$, т.е. больше 1,022 МэВ, то становится возможной парная конверсия, при которой возникает пара частиц β^+ и β^- , причем $E_{\beta^-} + E_{\beta^+} = 2m_e c^2$.

3.9. Определение возраста горных пород радиоактивными методами

С помощью явления радиоактивности можно определить возраст горных пород. Действительно, если в горной породе присутствует небольшая примесь радиоактивного вещества, то за счет распада количества этого вещества с течением времени уменьшается и одновременно происходит накопление стабильного изотопа, представляющего собой конечный продукт радиоактивного распада. Таким образом, чем горная порода древнее, тем больше в ней накопилось продуктов распада и тем меньше осталось исходного радиоактивного вещества.

В качестве примера рассмотрим торийсодержащую горную породу. С течением времени в ней будет уменьшаться содержание то-

рия $^{232}_{90}\text{Th}$ и одновременно накапливаться стабильный изотоп свинца $^{208}_{82}\text{Pb}$, являющийся конечным продуктом распада тория. Наличие только одного этого изотопа свинца в породе будет свидетельствовать о том, что он весь образовался из тория. В противном случае в горной породе была бы смесь изотопов, близкая по изотопическому составу свинцу из природных месторождений. Если же в породе наблюдается смесь изотопов свинца, то изотоп, являющийся конечным продуктом распада исходного радиоактивного элемента, все же должен быть представлен в количестве, превышающем его содержание в природном свинце.

Для простоты дальнейших рассуждений будем исходить из того, что весь свинец в горной породе представлен одним изотопом ^{208}Pb и, следовательно, он радиационного происхождения. Допустим далее, что в каждом кубическом метре горной породы на момент анализа содержится N_{Th} атомов тория и N_{Pb} атомов свинца.

Тогда, согласно основному закону радиоактивного распада, имеем

$$N_{\text{Th}} = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (3.15)$$

где N_0 – начальная концентрация тория в породе; λ – постоянная распада тория^{*}; t – возраст горной породы.

Поскольку каждый атом тория, распадаясь, приводит к появлению одного атома свинца, концентрация свинца в породе

$$N_{\text{Pb}} = N_0 - N_{\text{Th}} = (N_0 / \exp(-\lambda t)) - N_{\text{Th}},$$

откуда легко получить

$$N_{\text{Pb}} / N_{\text{Th}} = \exp(\lambda t) - 1$$

и окончательно возраст породы

$$t = (1/\lambda) \ln((N_{\text{Pb}} / N_{\text{Th}}) + 1). \quad (3.16)$$

^{*} В ряду радиоактивных преобразований от исходного тория до конечного свинца периоды полураспада всех промежуточных ядер малы по сравнению с периодом полураспада тория, поэтому в масштабе геологического времени можно считать, что каждый распад ядра тория сразу приводит к появлению ядра свинца.

Величины, входящие в правую часть выражения (3.16), могут быть либо измерены ($N_{\text{Pb}}/N_{\text{Th}}$), либо уже известны (постоянная распада λ). Это позволяет установить возраст горной породы.

Для определения возраста горных пород могут быть использованы и другие схемы радиоактивного распада. Например, при калий-argonовом методе измеряется отношение накопленного аргона к содержанию калия. Радиоактивный изотоп калия ^{40}K претерпевает *e*-захват (период полураспада $\tau_{1/2} = 1,3 \cdot 10^9$ лет), в результате чего образуется стабильный изотоп аргона ^{40}Ar . Если кристаллическая структура калийсодержащего минерала достаточно плотная и удерживает аргон без заметных потерь (за счет его утечек по микротрецинам и дефектам), то, измеряя экспериментально отношение концентраций $N_{\text{Ar}}/N_{\text{K}}$, можно определить геологический возраст образца.

На практике используются не только торий-свинцовый и калий-argonовый методы определения возраста горных пород, но и уран-свинцовый и др.

3.10. Спонтанное деление ядер и треки, наблюдаемые в минералах

При спонтанном делении тяжелых ядер образуются два осколочных ядра примерно одинаковой массы, разлетающиеся в противоположные стороны. Благодаря кулоновским силам, осколочные ядра вызывают на своем пути в минерале радиационные нарушения кристаллической структуры или так называемые треки. Трек представляет собой область, где атомы «выбиты» из узлов кристаллической решетки. Типичные размеры треков: длина 10-15 мкм, диаметр около 0,005 мкм. Малый диаметр треков не позволяет наблюдать их с помощью оптического микроскопа. Однако если образец минерала протравить кислотой, то за счет лучшей растворимости областей с радиационными дефектами и увеличения в результате этого их диаметра треки становятся видимыми в оптический микроскоп. Концентрация треков может быть достаточно большой: например, при содержании в минерале 1 атома U на 1 млн других атомов за 1 млн лет в каждом 1 см^3 накопится 2 млн треков, или примерно 2000 осколков деления, прошедших через каждый 1 см^2 сечения минерала.

Измерения объемной плотности треков спонтанного деления ядер могут быть использованы для определения геологического возраста минералов. Действительно, в начальный момент образования кристаллической структуры минерала в ней не должно быть треков. Однако если в минерале имеется небольшая примесь атомов, ядра которых склонны к спонтанному делению, то с течением времени все большее число ядер будет претерпевать деление, следовательно, и число треков в минерале будет непрерывно возрастать. Трековый метод в геохронологии применим при вариациях возраста в очень широких пределах: от нескольких лет до нескольких миллиардов лет. Однако необходимо быть уверенным, что образец за его геологическую историю не подвергался значительному нагреву, поскольку при повышенной температуре подвижность атомов резко возрастает и треки «залечиваются»*.

Определим теперь зависимости, позволяющие рассчитать возраст минералов измерением объемной концентрации треков спонтанного деления. Обратим внимание, прежде всего, на то, что спонтанно делящиеся ядра испытывают также и α -распад, причем α -распад этих ядер значительно более вероятен. Таким образом, уменьшение числа радиоактивных ядер в минерале происходит, в основном, за счет α -распада. Концентрация радиоактивных ядер N_t на некоторый текущий момент времени t будет определяться постоянной α -распада ядра λ_α

$$N_t = N_0 \exp(-\lambda_\alpha t),$$

где N_0 – начальная концентрация радиоактивных ядер в минерале.

С другой стороны, увеличение концентрации треков dN_s в минерале, происходящее за малый промежуток времени dt , будет опре-

* Альфа-частицы не образуют треков в минералах из-за своего малого заряда и малой массы по сравнению с массой ядер атомов, входящих в кристаллическую решетку минералов. Трек в минерале может образовывать только тяжелое и быстрое ядро. Альфа-частицы могут образовывать треки только в органических соединениях, таких как пластмассы. В этих соединениях содержится достаточно большое количество водорода, ядрами которого являются протоны. Протоны имеют массу, меньшую массы α -частицы, в результате чего они могут быть «выбиты» из своих мест более тяжелой α -частицей.

деляться постоянной спонтанного деления λ_s и концентрацией радиоактивных ядер на текущий момент времени N_t :

$$dN_s = N_t \lambda_s dt = N_0 \exp(-\lambda_\alpha t) \lambda_s dt.$$

К моменту определения возраста накопится следующая концентрация треков:

$$N_s = \int_0^t N_0 \exp(-\lambda_\alpha t) \lambda_s dt = (\lambda_s / \lambda_\alpha) N_0 (1 - \exp(-\lambda_\alpha t)). \quad (3.17)$$

где t – возраст минерала.

Начальная концентрация радиоактивных ядер N_0 , входящая в соотношение (3.17), связана с концентрацией N_x этих ядер на момент определения возраста минерала законом радиоактивного распада (3.15)

$$N_x = N_0 \exp(-\lambda_\alpha t).$$

Откуда можно определить N_0 и после подстановки в выражение (3.17) и несложных преобразований получить соотношение для возраста минерала

$$t = (1 / \lambda_\alpha) \ln((N_s \lambda_\alpha / N_x) + 1). \quad (3.18)$$

Поскольку постоянные распада известны, а отношение концентраций треков к концентрации радиоактивных ядер, имеющихся в минерале, может быть определено экспериментально, по формуле (3.18) можно рассчитать возраст минерала.

3.11. Ядерные реакции, вызванные космическим излучением и протекающие в атмосфере Земли

Первичное космическое излучение, в основном, представлено потоками протонов весьма большой энергии, в меньшей степени ядрами гелия и других стабильных частиц. Первичное космическое излучение, взаимодействуя с ядрами азота, кислорода и другими газами, образует потоки протонов, нейтронов и других элементарных частиц. Эти потоки являются вторичным космическим излучением.

Как первичное, так и вторичное космическое излучение вызывает в атмосфере Земли ряд ядерных реакций, в результате которых

образуются ядра некоторых химических элементов. Количество образующихся в этих реакциях ядер чрезвычайно мало, но может быть обнаружено современными средствами измерительной техники. Сведения об образующихся ядрах приведены в табл.3.2.

В наибольшем количестве образуется радиоактивный изотоп углерода ^{14}C (около 1,8 ядра на 1 кг воздуха за 1 с), для других ядер выход значительно меньше. Так, например, если годовая «выработка» во всей земной атмосфере ^{14}C составляет 6,8 кг, то изотопа фосфора ^{32}P – всего 3,6 кг, остальных ядер – еще меньше. Радиоактивные изотопы, указанные в табл.3.2, за исключением ^{14}C , выпадают на поверхность земли с атмосферными осадками. При этом их концентрация в осадках чрезвычайно мала. Например, в 1 см³ дождевой воды в среднем содержится 40 атомов изотопа ^{32}P . При такой концентрации в 1 л дождевой воды происходит в среднем один радиоактивный распад в минуту, и тем не менее современные методы регистрации позволяют установить присутствие ^{32}P и отделить его распады от распадов других загрязняющих воду радиоактивных изотопов. Для определения ^{32}P достаточно всего 0,5 л дождевой воды.

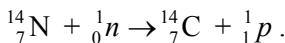
Таблица 3.2

**Радиоактивные ядра, порождаемые космическим излучением
в атмосфере Земли**

Ядро, порождаемое космическим излучением	Вид излучения	Период полураспада (вид распада)	Ядро, порождаемое космическим излучением	Вид излучения	Период полураспада (вид распада)
$^{10}_4\text{Be}$	α	$2,7 \cdot 10^6$ лет	$^{22}_{11}\text{Na}$	β^+	2,5 года
$^{14}_6\text{C}$	β^-	5600 лет	$^{35}_{16}\text{S}$	β^-	87 суток
^3_1H	β^-	12,5 лет	^7_4Be	κ	53 суток
$^{33}_{15}\text{P}$	β^-	25 суток	$^{32}_{15}\text{P}$	β^-	14 суток

Среди изотопов, порождаемых в атмосфере вторичным космическим излучением, первым был открыт радиоактивный изотоп углерода ^{14}C , который образуется при взаимодействии ядра азота, вхо-

дящего в состав атмосферы, с нейтроном вторичного космического происхождения:



За счет окисления в атмосфере ^{14}C образуется двуокись углерода CO_2 . Именно поэтому радиоактивный углерод не выпадает с осадками, а частично поглощается растениями в результате реакции фотосинтеза. Таким образом, отношение концентраций радиоактивного изотопа ^{14}C и стабильного изотопа ^{12}C в растениях оказывается таким же, как и в атмосфере. Основой питания животных являются растения, поэтому отношение концентраций $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ у них будет такое же, как и у растений, независимо от того, плотоядные или травоядные эти животные. Как только живое существо погибает и, следовательно, изолируется от биосфера, отношение $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ в его останках начинает уменьшаться. Следовательно, измерение этого отношения позволяет установить момент гибели живого существа. Метод радиоуглеродного определения возраста широко используется для датировки исторических и доисторических событий. Применение метода ограничивается установлением дат, давность которых не превышает 35 тыс. лет (из-за сравнительно малого периода полураспада ^{14}C).

Радиоактивный изотоп берилия ^{10}Be , период полураспада которого равен $1,6 \cdot 10^6$ лет, позволяет установить более далекие даты (в частности, возраст древних океанических осадочных отложений).

Малый период полураспада сверхтяжелого изотопа водорода (трития) ${}^3_1\text{H}$ (12,5 лет) делает этот изотоп весьма удобным при решении многих геофизических и гидрогеологических проблем, в частности при изучении циркуляции воды в морях и океанах, скорости обмена подземных вод, процесса обмена между океаническими водами и атмосферой.

3.12. Распределение урана и тория по объему Земли

Один килограмм природного урана, находящегося в равновесии со своими продуктами распада, выделяет ежесекундно $0,95 \cdot 10^{-4}$ Дж энергии. Среднее содержание урана (по массе) в земной коре составляет примерно $5 \cdot 10^{-6}$. Один килограмм тория выделяет энергии

$0,27 \cdot 10^{-4}$ Дж/с. Среднее содержание тория в земной коре примерно 10^{-5} . Исходя из этих данных, можно легко определить, что среднее энерговыделение каждого килограмма материала земной коры $7,5 \cdot 10^{-10}$ Дж/с.

Допустим, что содержание урана и тория по всему объему Земли такое же, как в земной коре. Тогда, зная массу Земли, легко определить, что общая тепловая мощность, выделяющуюся за счет радиоактивного распада, примерно $4 \cdot 10^{12}$ Вт.

Согласно геологическим данным, на Земле не наблюдается значительного и систематического по тенденции изменения температуры, поэтому вся выделенная тепловая мощность должна отводиться из объема Земли за счет явления теплопроводности. Используя средние значения коэффициента теплопроводности и градиента температуры в земной коре, можно определить тепловую мощность, теряемую Землей. Она оказывается примерно в 200 раз меньше, чем приведенная выше оценка. Это расхождение не имеет вполне уловительного объяснения, хотя некоторые геохимические данные указывают на то, что уран и торий, по-видимому, должны концентрироваться только в земной коре, а не быть равномерно распределенными по всему объему планеты.

3.13. Задачи

1. В некоторых ториевых рудах $^{232}_{90}\text{Th}$ содержится примесь только изотопа свинца $^{208}_{82}\text{Pb}$. Предполагая, что весь свинец образовался в результате распада тория, определить возраст ториевой руды, если на каждый грамм тория, содержащегося в руде, приходится 0,022 г свинца. Период полураспада тория составляет $1,99 \cdot 10^{10}$ лет.
2. Энергия α -частицы при распаде ядра $^{226}_{88}\text{Ra}$ составляет 4,78 МэВ. Какую энергию и скорость приобретает в результате распада дочернее ядро? Написать реакцию распада.
3. Ядро изотопа рубидия $^{88}_{37}\text{Rb}$ превращается в ядро стронция за счет β -распада. Анализ состава некоторой горной породы показал, что на каждые 114,2 г этого изотопа рубидия, содержащегося в по-

роде, приходится 0,2 г радиогенного, т.е. образовавшегося за счет распада рубидия, изотопа стронция. Определить возраст этой горной породы. Период полураспада рубидия составляет $6 \cdot 10^{10}$ лет. Написать реакцию распада.

4. Сколько атомов распадается за год в 0,1 г урана ^{238}U ? Период полураспада ^{238}U составляет $4,5 \cdot 10^9$ лет.

5. Определить наибольшую энергию β -частиц, возникающих при превращении свободного нейтрона в протон? Масса нейтрона 1,00866527 а.е.м.; масса протона 1,00782552 а.е.м. Написать реакцию этого радиоактивного превращения.

6. Измерение показало, что в препарате радиоактивного изотопа фосфора $^{32}_{15}\text{P}$ фиксируется 10^4 β -распадов в секунду. Период полураспада $^{32}_{15}\text{P}$ составляет 14,3 суток. Найти массу препарата и выяснить, какая активность будет у него через месяц после первого измерения.

7. Горная порода содержит 0,001 % урана ^{238}U по массе. Определить, в каком объеме породы будет содержаться 1 г радия ^{226}Ra . Плотность породы 2,7 г/см³. Период полураспада урана 4,5 млрд лет, радия – 1660 лет.

8. За счет электронного захвата ядром тяжелого изотопа калия $^{40}_{19}\text{K}$ образуется аргон $^{40}_{18}\text{Ar}$. Таким образом, в калийсодержащей горной породе происходит постепенное накопление аргона и чем больше времени проходит с момента образования горной породы, тем больше в ней будет содержание аргона. При определении геологического возраста сильвинита (KCl) из 6,1 кг бездефектных кристаллов было извлечено 5,5 см³ аргона (при нормальных условиях). Определить геологический возраст сильвинита, если известно, что период полураспада $^{40}_{19}\text{K}$ составляет $1,26 \cdot 10^9$ лет и в естественной смеси изотопов калия содержится 0,012 % $^{40}_{19}\text{K}$.

9. В 1 м³ гранита (рапакиви) содержится примерно 3 г урана ^{238}U . Сколько радия ^{226}Ra содержится в 1 м³ этой горной породы. Период полураспада урана ^{238}U составляет $4,5 \cdot 10^9$ лет; радия – 1660 лет.

10. Изотоп калия $^{40}_{19}\text{K}$ радиоактивен и имеет период полураспада $4,5 \cdot 10^8$ лет. На долю калия приходится 0,35 % массы человека. Вычислить активность калия, находящегося в теле человека, если

изотоп ^{40}K составляет 0,012 % в естественной смеси изотопов калия. Принять массу человека 75 кг.

11. Определить, во сколько раз активность 1 г ^{238}U меньше активности 1 г ^{226}Ra . Период полураспада урана 4,5 млрд лет, период полураспада радия 1660 лет.

12. Найти энергию, выделившуюся при столкновениях ядер ^2H и ^6Li и образовании в результате столкновения двух альфа-частиц, если известно, что удельная энергия связи на один нуклон в ядрах ^2H , ^4He и ^6Li равна соответственно 1,11; 7,08 и 5,33 МэВ.

13. Вычислить энергию α -частицы, испускаемой полонием, если препарат полония активностью 0,02 Ки, помещенный в калориметр, вызывает повышение температуры на 0,54 $^{\circ}\text{C}/\text{ч}$. Теплоемкость калориметра 1 кал/ $^{\circ}\text{C}$.

14. Какую скорость и энергию приобретает ядро полония-218, получающееся в результате распада радия-222, если скорость альфа-частиц, излученных при распаде, 4,7 МэВ?

Глава 4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ВЕЩЕСТВОМ

4.1. Основные особенности взаимодействия заряженных частиц с веществом

Заряженная частица, движущаяся в веществе, может взаимодействовать как с электронной оболочкой атома, так и с его ядром. Важнейшими являются следующие взаимодействия:

- 1) неупругие взаимодействия с электронами атомной оболочки, проявляющиеся в ионизации и возбуждении атомов среды;
- 2) упругое рассеяние частиц в кулоновском поле ядра;
- 3) упругие или неупругие соударения частиц с ядрами, приводящие к рассеянию частиц, либо к возбуждению ядер, либо к ядерным превращениям*.

* Неупругие взаимодействия заряженных частиц с ядрами атомов относятся к ядерным реакциям.

Кроме того, легкие заряженные частицы (электроны), двигаясь со скоростью, близкой к скорости света, эффективно теряют свою энергию за счет тормозного электромагнитного излучения, возникающего при их ускоренном движении в кулоновском поле ядра-мишени.

Особенности движения тяжелой заряженной частицы в веществе. Тяжелые заряженные частицы (протон, дейtron, α -частица и ядра атомов) имеют массы, в несколько тысяч раз превышающие массу электрона. Поэтому даже при лобовом столкновении с электроном атомной оболочки электрону может быть передана относительно небольшая доля энергии.

Действительно, как показывается в механике, максимальная энергия, которую тяжелая частица массы M и энергии E передает электрону при лобовом столкновении,

$$E_{\max} = 4 \frac{m_e}{M} E,$$

где m_e – масса электрона.

Доля передаваемой энергии определяется малым значением множителя m_e/M , что и обуславливает незначительность потерь энергии тяжелой частицы при каждом столкновении. В подавляющем большинстве случаев столкновение не является лобовым и доля энергии, теряемой тяжелой частицей, оказывается еще меньше. Таким образом, при столкновениях с электроном тяжелая частица теряет свою энергию и скорость малыми порциями и постепенно замедляется до своей полной остановки. Направление скорости тяжелой частицы при каждом столкновении так же, как и энергия изменяется весьма незначительно, поэтому траектория оказывается практически прямолинейной. Однако если какая-либо тяжелая заряженная частица при своем движении в веществе испытывает упругое столкновение с ядром, то направление ее движения при этом резко меняется и на траектории образуется излом.

На фотографии (рис.4.1) можно увидеть многочисленные прямолинейные следы α -частиц, и только на одном из них наблюдается излом, вызванный упругим столкновением α -частицы с ядром атома азота (камера Вильсона заполнена азотом). Таким образом, отметим еще раз, что упругое рассеяние тяжелой заряженной частицы на ядрах атомов – чрезвычайно редкое явление.

В подавляющем большинстве случаев взаимодействие происходит с электронами атомных оболочек, приводя к ионизации и возбуждению атомов. Так, например, для энергий α -частиц, составляющих несколько мегаэлектрон-вольт, в среднем 99,9 % энергии теряется на ионизацию и возбуждение атомов среды, причем энергия теряется многими малыми порциями, и только 0,1 % потерь энергии вызвана редкими столкновениями с ядрами атомов. При большом числе столкновений заряженной частицы средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары электрон – ион, почти не зависит от типа частицы и ее скорости и определяется только свойствами среды. Так, например, в воздухе на образование одной пары электрон – ион затрачивается энергия примерно равная 34 эВ, причем примерно столько же энергии идет на возбуждение атомов и диссоциацию молекул. Используя эти данные, легко подсчитать число электрон-ионных пар, образованных одной частицей на всем пути ее движения в воздухе вплоть до остановки. Действительно, если начальная энергия частицы E и средняя энергия, затрачиваемая при каждом столкновении, W , то общее число электрон-ионных пар, созданных в веществе и оставленных на своем пути частицей,

$$N \cong \frac{E}{W}.$$

Особенности движения β -частицы. Рассмотрим теперь вопрос о движении легкой заряженной частицы (β -частицы) в веществе. Ввиду малой массы β -частицы (электрона) провести простые количественные оценки невозможно, поэтому задачу о рассеянии приходится решать, основываясь на квантовой механике.

Вероятность взаимодействия движущейся β -частицы (с энергией несколько мегаэлектрон-вольт) с электронами атомной оболочки оказывается пропорциональна зарядовому числу Z атомов среды, а вероятность взаимодействия с ядрами – пропорциональна Z^2 . Оба

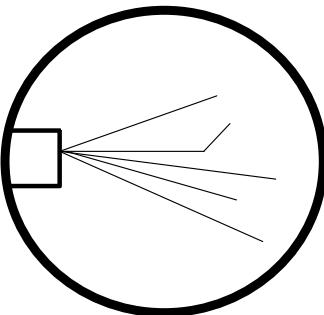


Рис.4.1. Фотография следов α -частиц в камере Вильсона

эффекта, как показывают теория и эксперимент, имеют почти одинаковую вероятность в случае водорода ($Z = 1$), тогда как в случае средних и тяжелых ядер электроны взаимодействуют в основном с ядрами. Для золота, например, только 1 % взаимодействий обусловлен атомными электронами. При энергии электрона $E_\beta \geq 10$ кэВ скорость электрона близка к скорости света и, как следствие, время взаимодействия с атомными электронами и ядрами атомов весьма мало. В результате траектория электрона оказывается практически прямолинейной и при этом электрон теряет свою энергию малыми порциями. В конце траектории скорость электрона из-за потерь энергии уменьшается, увеличивается время взаимодействия и траектория становится ломаной. Таким образом, энергетические потери электрона связаны с взаимодействиями с электронами атомной оболочки, а если энергия электрона достаточно велика, то и с тормозным излучением электрона в электрическом поле ядер (см. таблицу).

**Средняя энергия, расходуемая заряженной частицей на образование
одной пары ионов в некоторых газах, эВ**

Частица	Воздух	H_2	He	N_2	O_2	Ar
α -частица	35,0	36,0	30,2	36,0	32,2	28,8
Протон	33,3	35,3	29,9	33,6	31,5	25,5
Электрон	35,0	38,0	32,5	35,8	32,2	27,0

4.2. Ионизационные потери энергии тяжелой заряженной частицей при прохождении через вещество

Основным механизмом потери энергии тяжелой заряженной частицей при ее движении в веществе, как было уже замечено ранее, являются процессы ионизации и возбуждения атомов среды. Напомним, что к тяжелым частицам относятся частицы, массы которых больше массы электрона. В каждом акте ионизации или возбуждения затрачивается только ничтожная часть энергии тяжелой заряженной частицы, и, как следствие, траектория частицы оказывается практически прямолинейной. Поскольку энергия тратится малыми порциями, можно определить потери энергии частицы в расчете на единицу длины ее пробега в веществе.

Теоретический расчет проводится в предположении, что скорость налетающей тяжелой частицы существенно меньше скорости света, а энергия связи электронов с атомом существенно меньше энергии налетающих частиц. Тогда энергетические потери (по другой терминологии – ионизационные потери) тяжелой частицы в расчете на единицу длины ее пути в веществе рассчитывают по формуле Бете

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = kz^2 Z \frac{n}{v^2} \ln\left(\frac{2m_e v^2}{IZ}\right),$$

где $k = e^4 / (4\pi\epsilon_0^2 m_e) = 7,72 \cdot 10^{-25}$ Дж·м⁴/с²; Z, z – зарядовое число соответственно ядер атомов среды и тяжелой частицы; n – концентрация атомов среды, м⁻³; v – скорость частицы, м/с; m_e – масса электрона, кг; e – заряд электрона, Кл; IZ – средняя энергия ионизации атома среды, $I = 2,6 \cdot 10^{-18}$ Дж.

Из формулы Бете видно, что тормозная способность какого-либо вещества для конкретной частицы зависит только от величины заряда и скорости этой частицы. Поэтому, зная, например, пробег α -частицы, можно вычислить пробег других тяжелых частиц в этом же веществе по формуле

$$R_m(E) = \frac{m}{m_\alpha} \frac{z_\alpha^2}{z^2} R_\alpha\left(\frac{m_\alpha}{m} E\right),$$

где z_α и z – зарядовые числа α -частицы и частицы массы m ; E и $m_\alpha m^{-1} E$ – энергия частицы массы m и энергия α -частицы.

На кривой Брегга (рис.4.2) видно, что по мере проникновения частицы в вещество удельные потери увеличиваются, достигая максимума

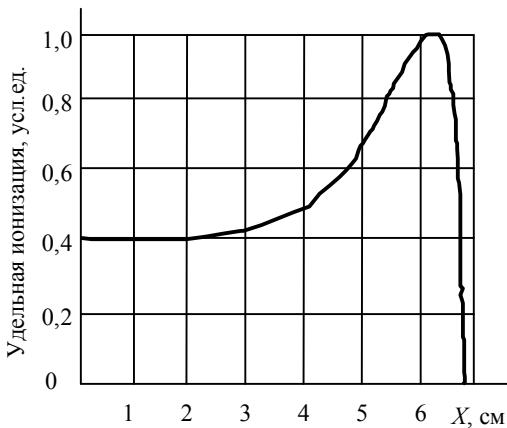


Рис.4.2. Зависимость удельных ионизационных потерь α -частицы от пройденного расстояния в воздухе при $E_\alpha = 8$ МэВ

вблизи конца пробега частицы, что связано с уменьшением в конце пробега скорости частицы и увеличении по этой причине времени взаимодействия.

4.3. Упругие взаимодействия тяжелых заряженных частиц с ядрами атомов

Упругое взаимодействие тяжелой заряженной частицы с ядром атома определяется формулой Резерфорда

$$W(\theta) \frac{Z^2 z^2 e^4}{16E^2 \sin^4(\theta/2)},$$

где $W(\theta)$ – вероятность рассеяния заряженной частицы, отнесенная к единичному телесному углу рассеяния и к одному ядру-мишени; θ – угол рассеяния; Z – зарядовое число атомов среды; z – зарядовое число тяжелой частицы; E – энергия тяжелой частицы.

Упругие столкновения вызывают изменения направления движения частицы, но не вносят сколько-нибудь заметный вклад в энергетические потери заряженной частицы, так как последние, прежде всего, определяются процессами ионизации. Отметим, что на начальной стадии изучения природы атомов формула Резерфорда была использована для анализа внутренней структуры атома.

4.4. Движение бета-минус-частиц в веществе

При движении β^- -частиц в веществе потери энергии происходят за счет двух механизмов: 1) ионизации и возбуждения атомов вещества и 2) излучения электромагнитных волн, поскольку электроны, двигаясь ускоренно в электрическом поле ядра атома, тратят энергию.

Ионизационные потери. При рассмотрении элементарного процесса взаимодействия β^- -частицы и электронов атома, которое приводит к ионизации атома, необходимо учитывать квантово-механический эффект обмена электронов (β^- -частиц), обусловлен-

ный их тождественностью. Для скоростей налетающих электронов, близких к скорости света, справедлива приближенная формула

$$-(dE/dx)_{\text{ион}} = \frac{1}{2} kZ \frac{n}{c^2 \beta^2} \ln \left(\frac{m_e \beta^2 c^2 E}{2I^2 Z^2 (1 - \beta^2)} \right), \quad (4.1)$$

где E – энергия β^- -частицы; c – скорость света; $\beta = v/c$; v – скорость β^- -частицы.

Радиационные потери (тормозное излучение). При ускоренном движении β^- -частицы в электрическом поле атомного ядра происходит излучение квантов энергии электромагнитного поля (по другой терминологии – наблюдается тормозное излучение). Энергия, идущая на тормозное излучение, черпается из кинетической энергии движения β^- -частицы. Потери энергии электрона за счет тормозного излучения в расчете на единицу длины пробега выражаются формулой Бете – Гайтлера

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{рад}} = EZ^2 n \Phi, \quad (4.2)$$

где Φ – слабо меняющаяся функция^{*}; энергетический спектр тормозного излучения непрерывный.

Сравним теперь радиационные потери энергии электрона при движении в веществе с ионизационными потерями. Для этого используем формулы (4.1) и (4.2), причем будем учитывать только основные множители, определяющие зависимость от энергии электрона и зарядового числа атомов среды:

$$(dE/dx)_{\text{рад}} : (dE/dx)_{\text{ион}} \sim EZ.$$

Следовательно, роль радиационных потерь энергии растет с увеличением энергии электрона E и при увеличении зарядового числа

^{*} В предельном случае медленных электронов ($\beta = v/c \ll 1$)

$$\Phi = \alpha (e^2 / (m_e c^2))^2 (16/3),$$

где $\alpha = e^2 / (4\pi \epsilon_0 \hbar c) = 7,297 \cdot 10^{-3}$ – постоянная тонкой структуры.

Для быстрых электронов ($\beta = v/c \sim 1$)

$$\Phi = \alpha (e^2 / (m_e c^2))^2 [\ln((2E / (m_e c^2)) - 1/3)].$$

ядер среды Z . Так, например, радиационные и ионизационные потери энергии электрона становятся сравнимыми друг с другом в воде ($Z = 8$) при $E = 100$ МэВ, а для свинца ($Z = 82$) потери энергии становятся примерно одинаковыми уже при энергии электронов всего $E = 10$ МэВ.

Энергия, при которой потери на тормозное излучение и ионизацию примерно одинаковы, называется критической $E_{\text{кр}}$. Для электронов с энергией выше критической радиационное (тормозное) излучение становится основным механизмом потерь энергии.

Получим формулу для энергии электрона после прохождения им пути x в веществе. Допустим, что начальная энергия электрона E_0 достаточно велика, и, следовательно, основным видом энергетических потерь является тормозное излучение. Тогда, проводя интегрирование в выражении (4.2) и пренебрегая при этом слабой зависимостью множителя Φ от энергии, получим

$$E = E_0 \exp(-nZ^2 x \Phi) = E_0 \exp(-x/l_{\text{рад}}).$$

Расстояние $l_{\text{рад}} = 1/(nZ^2 \Phi)$, на котором энергия электрона уменьшается в e раз, называют *радиационной длиной* (e – основание натуральных логарифмов).

Иногда радиационной длиной называют не величину $l_{\text{рад}}$, а произведение ($l_{\text{рад}}\rho$), где ρ – плотность вещества. Очевидно, что при таком условном определении радиационной длины ее единицей будет грамм на квадратный сантиметр. Так, например, для воды и воздуха $l_{\text{рад}}\rho \approx 36$ г/см²; для алюминия – 24 г/см²; для свинца – 6 г/см².

4.5. Длина пробега заряженной частицы в веществе

Ионизационные потери энергии заряженной частицы при движении в веществе в конечном результате приводят к ее остановке. Расстояние, на которое частица при этом может проникнуть в вещество, называют пробегом частицы. Длину пробега α -частицы в веществе можно оценить с помощью следующей эмпирической зависимости:

$$R_\alpha = 4 \cdot 10^{-4} (E_\alpha^{3/2} / \rho), \quad (4.3)$$

где R_α – длина пробега α -частицы, см; E_α – энергия α -частицы, МэВ; ρ – плотность среды, г/см³.

В отличие от α -частицы оценить длину пробега быстрого электрона значительно сложнее. Это связано с тем, что в результате взаимодействия электрона с ядрами и электронами вещества его первоначально прямолинейная траектория на конечном отрезке траектории становится ломаной со сложным пространственно-энергетическим распределением. Кроме того, при β -распаде ядер возникают электроны с непрерывным энергетическим спектром. Поэтому не имеет смысла определять точную длину пробега каждого электрона. Гораздо важнее знать долю общего числа электронов, способных пройти слой вещества заданной толщины.

Точный расчет их движения в веществе очень сложен, поэтому обычно используют эмпирические зависимости. Опытным путем установлено, что число β -частиц, испущенных радиоактивным препаратом и прошедших через слой поглотителя, убывает с увеличением толщины поглотителя l приближенно по экспоненциальному закону

$$N_\beta = N_0 e^{-(\ln 2)l/d\rho},$$

где N_0 – начальное количество радиоактивных ядер; d – толщина слоя вещества половинного ослабления.

В свою очередь, толщина слоя

$$d = 0,95ZE_{\max}^{3/2} / A,$$

где E_{\max} – максимальная энергия β -частиц, испускаемых радиоактивным препаратом, МэВ; A – массовое число атомов среды.

Приведенные формулы применимы для всех элементов – от водорода до меди. Их используют для определения толщины защитных экранов от β -излучения источников с известной энергией E_{\max} , а также для определения E_{\max} неизвестных источников путем экспериментального определения d . Для весьма грубой оценки длины пробега моноэнергетических β -частиц можно использовать эмпирическую формулу

$$R_\beta = 0,27E^{1,43}/\rho, \quad (4.4)$$

где R_β – длина пробега β -частицы, см; E – энергия β -частицы, МэВ; ρ – плотность среды, г/см³.

Сравнивая формулы (4.3) и (4.4), легко заметить, что проникающая способность β -частиц при равных условиях значительно

превышает проникающую способность α -частиц. Это связано с тем, что заряд α -частицы в два раза больше, а скорость при такой же энергии меньше, чем у β -частицы, что и приводит к значительно большим удельным потерям энергии α -частицы. Так, например, для $E_\alpha = E_\beta = 3$ МэВ отношение $R_\beta/R_\alpha = 700$, т.е. длина пробега β -частицы оказывается в 700 раз большей чем α -частицы.

4.6. Задачи

1. Альфа-частицы с энергией 5,2 МэВ регистрируют в воздушной ионизационной камере толщиной d . При каком минимальном значении d ионизационный ток достигает максимального значения? Давление и температура нормальные; радиоактивный препарат размещается на внутренней поверхности одного из электродов камеры.
2. Сколько электрон-ионных пар оставит на своем пути α -частица за счет своей ионизирующей способности в воздухе, если ее начальная энергия 4,2 МэВ?
3. На какую глубину в пластинку алюминия проникает α -частица, имеющая энергию 6,2 МэВ? Плотность алюминия 2,7 г/см³.
4. На какую глубину в золотую пластинку проникает α -частица, имеющая энергию 4,2 МэВ? Плотность золота составляет 19,3 г/см³.
5. Сколько слоев половинного ослабления требуется, чтобы уменьшить интенсивность I узкого пучка γ -излучения в 100 раз?
6. Сколько электрон-ионных пар создает α -частица за счет своей ионизирующей способности в воздухе, если ее начальная энергия 5,8 МэВ?
7. Под действием космических лучей за промежуток времени $\Delta t = 1$ мин в воздухе объемом $V = 1$ см³ на уровне моря образуется в среднем $N = 120$ пар ионов. Определить экспозиционную дозу излучения, полученную человеком за время $t = 1$ сутки.
8. Интенсивность узкого пучка γ -лучей после прохождения через слой свинца толщиной 4 см уменьшилась в восемь раз. Определить энергию γ -квантов и толщину слоя половинного ослабления.
9. Изотоп калия $^{40}_{19}\text{K}$ радиоактивен и имеет период полураспада $1,26 \cdot 10^9$ лет. На долю калия приходится 0,35 % массы человека. Вы-

числить активность калия, находящегося в теле человека, если изотоп ^{40}K составляет 0,012 % в естественной смеси изотопов калия. Массу человека считать 75 кг.

10. Вычислить толщину слоя половинного поглощения свинца для гамма-лучей, длина волны которых равна 0,775 нм.

11. Определить возраст древних деревянных предметов, если удельная активность изотопа ^{14}C у них $\eta = 3/5$ удельной активности этого же изотопа в только что срубленных деревьях. Период полу-распада ^{14}C равен 5730 лет.

12. Чтобы определить возраст t древней ткани, была определена концентрация в ней атомов радиоуглерода ^{14}C . Она оказалась соответствующей 9,2 распадам в минуту на один грамм углерода. Концентрация ^{14}C в живых растениях соответствует 14 распадам в минуту на один грамм углерода. Период полураспада ^{14}C равен 5730 лет. Исходя из этих данных, оценить t .

Глава 5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Кванты энергии электромагнитного поля, в зависимости от происхождения и энергии, имеют различные названия: γ -излучение, γ -кванты, тормозное излучение, γ -фотоны, рентгеновское излучение. В дальнейшем применительно к ядерным процессам будем использовать термин гамма-квант (γ -квант). Гамма-кванты обладают как корпускулярными, так и волновыми свойствами.

Связь между энергией γ -кванта E и частотой соответствующей электромагнитной волны ν в герцах определяется соотношением Планка

$$E = h\nu,$$

где h – постоянная Планка, $h = 4,13 \cdot 10^{-21}$ МэВ·с = $6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Под действием γ -излучения (ядерного фотоэффекта) и эффекта Мессбауэра происходят ядерные реакции. Кроме того, основными видами взаимодействия γ -излучения с веществом являются: 1) фотоэффект; 2) эффект Комптона; 3) процесс рождения электрон-позитронных пар.

5.1. Понятие сечения взаимодействия

Как известно из квантовой механики, элементарные процессы взаимодействия частиц носят вероятностный характер*. В ядерной физике вероятность взаимодействия принято характеризовать с помощью понятия *дифференциальное сечение взаимодействия*.

Смысл этой величины заключается в следующем. Допустим, что параллельный пучок частиц падает на слой некоторого вещества, настолько тонкий, что каждая падающая частица может взаимодействовать только с одним ядром или с атомом вещества, после чего покидает слой вещества. В результате этого взаимодействия частица может изменить направление движения, или может измениться ее энергия, или частица будет поглощена ядром атома, или произойдут какие-либо другие изменения.

Для простоты дальнейших рассуждений будем полагать, что единственным изменением в состоянии частицы является новое направление ее движения, т.е. рассеяние. Будем также полагать, что все частицы в исходном пучке движутся параллельно друг другу. В этом случае поток частиц d^3N , рассеянных в элемент телесного угла $d\Omega$ под углом θ к направлению первоначального движения, очевидно, будет пропорционален потоку падающих частиц N , концентрации рассеивающих центров в веществе n и, наконец, толщине слоя рассеивающего вещества dx :

$$d^3N = -\sigma_{\text{диф}} N n d\Omega dx. \quad (5.1)$$

Знак минус в формуле (5.1) показывает, что с ростом dx первоначальный поток частиц уменьшается.

Коэффициент пропорциональности $\sigma_{\text{диф}} = \sigma_{\text{диф}}(\theta; E)$, зависящий от угла рассеяния θ , свойств рассеивающих центров и энергии падающих частиц E , называется *дифференциальным сечением рассеяния*. Единица дифференциального сечения в системе СИ – квадратный метр. Понятие дифференциального сечения можно ввести не

* К частицам можно отнести не только электрон, протон, нейtron и т.п., но и ядро атома и даже сам атом; в последнем случае объекты изучения (ядро, атом) имеют сложную внутреннюю структуру.

только по отношению к рассеянию частиц, но и для других процессов взаимодействия.

Проинтегрируем выражение (5.1) по угловым координатам и при этом учтем, что в сферической системе координат $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$,

$$dN = -nNdx \int_{\Omega} \sigma_{\text{диф}}(\theta, E) \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (5.2)$$

Величина

$$\sigma(E) = \int_{\Omega} \sigma_{\text{диф}}(\theta, E) \sin\theta d\theta d\varphi, \quad (5.3)$$

зависящая только от энергии падающих на вещество частиц и свойств среды, называется *полным сечением рассеяния*.

Полное сечение рассеяния так же, как и дифференциальное, в системе СИ измеряется в квадратных метрах. По физическому смыслу полное сечение ответственно за вероятность взаимодействия в расчете на один рассеивающий центр и на единичную длину пути падающих частиц. Отметим также, что в ядерной физике принято измерять сечения не в единицах СИ, а в специфических для масштабов ядерных явлений единицах сечения – *барн* ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$).

Используя выражение для полного сечения, представим соотношение (5.2) в следующем виде:

$$dN = -nN\sigma(E)dx. \quad (5.4)$$

Необходимо отметить, что соотношение (5.4) справедливо в том случае, когда можно пренебречь эффектами многократного рассеяния частиц в слое вещества, что может обеспечиваться только малостью толщины dx слоя. Однако если взаимодействие носит характер поглощения частиц, то эффект многократного взаимодействия полностью исключается и толщина слоя уже не играет принципиальной роли.

Имея в виду вариант поглощения падающих частиц, определим уменьшение плотности потока частиц при его проникновении в вещество. Допустим, что векторы скорости всех частиц параллельны друг другу, тогда, интегрируя выражение (5.4) для частиц определенной энергии, имеем

$$N_l = N_0 \exp(-n\sigma(E)l) = N_0 \exp(-\mu l), \quad (5.5)$$

где N_0 – плотность потока частиц, падающих на вещество, $\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$; N_l – плотность потока частиц, прошедших слой вещества толщиной l без поглощения; $\mu = n\sigma$ – линейный коэффициент поглощения для частиц определенной энергии.

Соотношение (5.5) может быть представлено также в следующем виде:

$$N_l = N_0 \exp(-\mu l) = N_0 \exp\left(-(\mu/\rho)\rho l\right), \quad (5.6)$$

где ρ – плотность вещества, $\text{кг}/\text{м}^3$.

Величина ρl пропорциональна толщине поглощающего слоя и более удобна при проведении практических расчетов, чем непосредственно толщина поглощающего слоя l , ее единица – килограмм на квадратный метр.

Обратной величиной является *массовый коэффициент поглощения (ослабления)*

$$\mu_\rho = \mu/\rho, \quad (5.7)$$

измеряемый в квадратных метрах на килограмм.

Таким образом, изучение взаимодействия пучков частиц с веществом заключается в определении зависимости коэффициента ослабления или соответствующих сечений от энергии частиц и от свойств среды.

5.2. Фотоэффект

Фотоэффектом называется процесс взаимодействия γ -кванта с одним из электронов оболочки атома, при котором вся энергия γ -кванта передается электрону. При этом атом превращается в ион, а электрон выбрасывается за пределы атома с кинетической энергией

$$E_e = E_\gamma - E_i, \quad (5.8)$$

где E_γ – энергия γ -кванта; E_i – энергия ионизации, т.е. энергия отрыва электрона от атома.

В результате фотоэффекта происходит ионизация атома, причем электрон может быть вырван из любой электронной оболочки атома: K , L , M и т.д. Вслед за фотоэффектом вакантные энергетические уровни снова заполняются электронами с вышерасположенных

уровней. При этом возникает характеристическое рентгеновское излучение. Возможен также процесс, когда возбуждение атома передается внешним электронам. Тогда появляются моноэнергетические электроны, которые называются электронами Оже.

Для фотоэффекта весьма существенна связь электрона с атомом, так как последнему должна быть передана часть импульса γ -кванта. Более того, свободному, т.е. не связанному с атомом электрону, γ -квант не может передать свою энергию, так как это противоречило бы одновременному выполнению законов сохранения импульса и энергии. Таким образом, для фотоэффекта связь электрона с атомом играет решающую роль и диапазон энергий связи электронов в атоме (10-100 кэВ) обуславливает тем самым область существенного проявления фотоэффекта. Соответственно, чем больше энергия γ -кванта по сравнению с энергией связи электрона в атоме, тем менее вероятен процесс фотоэффекта. Это обстоятельство определяет все основные свойства фотоэффекта: ход зависимости сечения от энергии γ -кванта (рис.5.1), соотношение вероятностей фотоэффекта для разных электронных оболочек атома и зависимость сечения фотоэффекта от зарядового числа Z атомов среды.

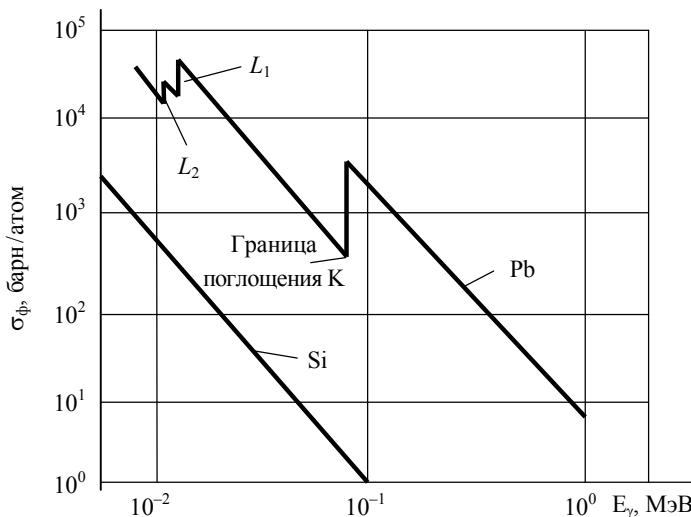


Рис.5.1. Зависимость сечения фотоэффекта от энергии γ -квантов для свинца и кремния

Из графика (рис.5.1) видно, что при большой энергии γ -кванта, для которой все атомные электроны можно считать слабо связанными, сечение мало.

По мере убывания энергии γ -кванта возрастает роль энергии связи электрона и, как следствие этого, возрастает сечение фотоэффекта. Рост сечения при уменьшении энергии γ -кванта продолжается до тех пор, пока энергия γ -кванта не сделается равной энергии ионизации электронной K -оболочки атома ($E_\gamma = E_K$). Начиная с $E_\gamma < E_K$, фотоэффект на оболочке K атома становится невозможным по энергетическим соображениям и сечение определяется только взаимодействием γ -излучения с электронами оболочек атома L, M и т.д.. Но электроны этих оболочек связаны с атомом слабее, чем электроны оболочки K . Поэтому при равных энергиях γ -кванта вероятность фотоэффекта для этих оболочек меньше, чем для оболочки K . Ввиду этого на кривой сечения для свинца при $E_\gamma = E_K$ наблюдается резкий скачок. При дальнейшем уменьшении энергии γ -кванта сечение фотоэффекта вновь начинает расти, так как теперь возрастает роль связности электронов оболочки L атома. Рост сечения прекращается при $E_\gamma = E_L$, где наблюдается новый скачок и т.д.

Атомное сечение фотоэффекта является суммой парциальных сечений для электронных оболочек:

$$\sigma_\phi = \sigma_{\phi K} + \sigma_{\phi L} + \sigma_{\phi M} + \dots \quad (5.9)$$

Примерное соотношение между парциальными сечениями для конкретной и достаточно большой энергии γ -кванта: $\sigma_{\phi K} : \sigma_{\phi L} : \sigma_{\phi M} \sim 1 : 1/5 : 1/20$.

Изменение сечения при переходе через соответствующий уровень энергии называют скачком фотопоглощения.

Ниже приведены значения энергии γ -квантов, соответствующие границам поглощения для некоторых веществ:

Вещество	Алюминий	Медь	Олово	Свинец
Энергия границы поглощения, кэВ	2,5	10	35	95

Сечение фотоэффекта в большой степени зависит от зарядового числа Z атомов ($\sigma_\phi \sim Z^5$) среды. Это объясняется опять-таки тем, что в легких элементах (при малых значениях Z) электроны связаны ку-

лоновскими силами с ядром значительно слабее, чем в тяжелых. Фотоэффект особенно существен для тяжелых элементов, где он идет с заметной вероятностью, даже при больших энергиях γ -квантов. Для легких элементов фотоэффект становится существенным только при относительно малых энергиях γ -квантов (10-30 кэВ), когда он может превосходить по своей интенсивности другие процессы взаимодействия γ -излучения с веществом.

На основе квантовой механики получено приближенное выражение для полного сечения фотопоглощения для K -уровней атомов:

$$\sigma_{\Phi} \cong k \frac{Z^5}{\chi_0^{7/2}}, \quad (5.10)$$

где $k = (2/3)^{11/2} \pi r_0^2 \alpha^4$; Z – атомный номер вещества; χ_0 – энергия γ -кванта в безразмерной форме, $\chi_0 = E_{\gamma} / (m_e c^2)$; m_e – масса электрона; c – скорость света; r_0 – классический радиус электрона, $r_0 = e^2 / (4\pi\epsilon_0 m_e c^2) = 2,8 \cdot 10^{-15}$ м; α – постоянная тонкой структуры (безразмерная величина), $\alpha = e^2 / (4\pi\epsilon_0 \hbar c) \cong 1/137$; $\hbar = h / 2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Формула справедлива для энергии γ -квантов, которые, с одной стороны, существенно больше энергии ионизации атомного уровня, а с другой стороны, вызывают появление фотоэлектронов, скорость которых значительно меньше скорости света.

Специфический характер фотоэлектрического поглощения – наличие резких селективных полос поглощения – находит практическое применение при измерении энергии γ -квантов. В этом методе энергия исследуемых γ -квантов определяется путем сравнения их поглощения.

5.3. Рассеяние гамма-квантов

Гамма-кванты, взаимодействуя с электронами атома, могут испытывать рассеяние. Среди процессов рассеяния особенно важны два предельных случая:

1) когерентное рассеяние на электронах атома, которое наблюдается в том случае, когда энергия γ -кванта недостаточна для вырываания электрона из атома, т.е. когда энергия связи электрона больше энергии γ -кванта;

2) эффект Комптона, или рассеяние γ -квантов на свободных (не связанных с атомом или слабосвязанных с атомом) электронах. Таким образом, эффект Комптона наблюдается в том случае, когда энергия γ -кванта значительно больше энергии связи электронов в атоме, поэтому электроны можно считать практически свободными.

Рассмотрим отдельно каждый из перечисленных процессов.

Когерентное рассеяние. Как уже отмечалось, этот тип рассеяния возникает в том случае, когда энергия γ -квантов недостаточна для вырываания электронов из атома. Рассеяние γ -излучения при этом происходит на каждом электроне атома, причем рассеяние на разных электронах когерентно, и результирующая волна образует сложную интерференционную картину. Теоретический анализ показывает, что сечение когерентного рассеяния пропорционально третьей степени отношения зарядового числа атомов среды к энергии γ -квантов:

$$\sigma \sim (Z/E_\gamma)^3, \quad (5.11)$$

поэтому сечение существенно возрастает в тяжелых средах и при уменьшении энергии γ -квантов.

Рассеянное излучение отличается резкой угловой анизотропией с большой вероятностью рассеяния на малые ($\theta < 30^\circ$) углы.

Когерентное рассеяние вносит существенный вклад в процесс рассеяния γ -квантов в области $E < 15$ кэВ, $Z > 12$ и $\theta < 60^\circ$.

Эффект Комптона. Рассеяние γ -квантов на свободных электронах (или слабо связанных с атомом электронах) называют эффектом Комптона или комптон-эффектом. Отметим прежде всего, что электроны некоторого атома можно считать практически свободными, если энергия γ -квантов значительно превышает энергию связи электронов с атомом.

Для упрощения формул за единицу энергии γ -кванта примем энергию, запасенную в массе покоя электрона, $m_e c^2$. В этом случае энергия γ -кванта до рассеяния $\chi_0 = E_{\gamma 0} / (m_e c^2)$, после рассеяния $\chi = E_{\gamma} / (m_e c^2)$.

Исходя из законов сохранения энергии и импульса, можно показать, что энергия γ -кванта после рассеяния на свободном электроне связана с углом рассеяния θ следующим образом:

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 + \chi_0(1 - \cos \theta)}.$$

Последняя формула позволяет сделать важные выводы о распределении энергии рассеянных γ -квантов. При рассеянии прямо вперед ($\theta = 0$) энергия кванта не изменяется. С возрастанием угла рассеяния энергия рассеянных γ -квантов уменьшается. Минимальной энергией обладают γ -кванты, рассеянные в обратном направлении ($\theta = \pi$). Интересно отметить, что при безграничном возрастании энергии падающего γ -излучения ($\chi_0 \rightarrow \infty$) в обратно рассеянном γ -излучении спектр обрывается на граничной энергии $\chi_0 = 0,5$ (в безразмерной форме), что соответствует энергии $E_{\gamma} = 0,256$ МэВ. Дифференциальное сечение комптон-эффекта, полученное в рамках квантовой электродинамики, выражается формулой Клейна – Нишины – Тамма:

$$\sigma_K = \frac{r_0^2}{2} \left[\frac{1}{1 + \chi_0(1 - \cos \theta)} \right]^2 \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\chi_0^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + \chi_0(1 - \cos \theta)} \right],$$

где r_0 – классический радиус электрона, $r_0 = 2,87 \cdot 10^{-15}$ м.

В интервале энергий γ -излучения от 0,5 до 5 МэВ комптон-эффект является преобладающим процессом при любом значении Z среды, причем его роль возрастает по мере уменьшения Z . Для легких элементов ($Z < (15-20)$) взаимодействие γ -квантов энергией 0,2-5,0 МэВ с веществом практически полностью обусловлено комптон-эффектом.

5.4. Процесс рождения электрон-позитронных пар

Рождение электрон-позитронных пар является одним из примеров свойства элементарных частиц взаимно превращаться друг в друга. Процесс рождения электрон-позитронных пар состоит в том, что энергия γ -кванта (в силовом поле ядра или силовом поле электрона) расходуется на образование пары элементарных частиц: электрона и позитрона. Участие поля ядра или электрона в этом процессе является обязательным, так как только в этом случае обеспечивается одновременное выполнение закона сохранения импульса и энергии. Заметим, что при любом процессе превращения элементарных частиц должны соблюдаться фундаментальные законы физики, в том числе закон сохранения электрического заряда, закон сохранения энергии, закон сохранения импульса.

Соблюдение закона сохранения заряда при рождении электрон-позитронной пары очевидно. Действительно γ -квант – нейтральная частица (электрический заряд равен нулю); после рождения электрон-позитронной пары электрический заряд также равен нулю, так как электрон и позитрон имеют равные по значению и противоположные по знаку заряды.

С одновременным соблюдением законов сохранения энергии и импульса дело обстоит несколько сложнее. Без участия еще одной частицы (ядра атома или электрона) γ -квант не может трансформироваться в электрон-позитронную пару, так как такой процесс противоречит требованию одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса.

Допустим, что E_γ – энергия γ -кванта и E_e – энергия электрона или позитрона. Тогда на основе закона сохранения энергии имеем

$$E_\gamma = 2E_e. \quad (5.12)$$

По закону сохранения импульса

$$p_\gamma = 2p_e, \quad (5.13)$$

где p_γ – импульс гамма-кванта; p_e – импульс электрона или позитрона.

В соотношениях (5.12) и (5.13) учтено, что электрон и позитрон получат одинаковые импульсы и энергии, что связано с идентично-

стью их свойств, а также с тем, что размеры (но не знаки) их зарядов одинаковы.

Гамма-квант является релятивистской частицей; процесс рождения электрон-позитронной пары также релятивистское явление, поэтому при теоретическом анализе явления необходимо использовать формулы теории относительности:

$$E_\gamma = p_\gamma c = 2p_e c; E_e = \sqrt{m_0^2 c^4 + p_e^2 c^2},$$

где m_0 – масса покоя электрона; c – скорость света.

После подстановки в соотношение (5.12) получим

$$2p_e c \neq 2\sqrt{m_0^2 c^4 + p_e^2 c^2}. \quad (5.14)$$

Левая и правая части выражения (5.14) не равны друг другу, в чем легко убедиться с помощью возвведения в квадрат. Отсутствие равенства свидетельствует о несовместимости законов сохранения энергии и импульса при сделанных исходных предположениях.

Покажем теперь, что если в процессе участвует еще одна частица (например, ядро атома), которая получает часть или весь импульс γ -кванта, то процесс рождения электрон-позитронной пары оказывается возможным. Будем полагать ядро атома до взаимодействия с γ -квантом неподвижным и определим пороговую энергию γ -кванта, необходимую для появления электрона и позитрона с нулевыми импульсами. На основе закона сохранения энергии и закона сохранения импульса соответственно

$$E_\gamma + m_{\text{я}0} c^2 = 2m_0 c_2 + \sqrt{m_{\text{я}0}^2 c^4 + p_{\text{я}}^2 c^2};$$

$$p_\gamma = p_{\text{я}}; E_\gamma = p_\gamma c = p_{\text{я}} c; p_{\text{я}}^2 c^2 = E_\gamma^2.$$

Освобождаясь от иррациональности, а также проведя сокращения, получим

$$E_\gamma = 2m_0 c^2 \left(\frac{m_{\text{я}0} - m_0}{m_{\text{я}0} - 2m_0} \right),$$

откуда ясно, что если ядро атома тяжелое, т.е. $m_{\text{я}0} > m_0$, то пороговая энергия γ -кванта (минимальная энергия), необходимая для рож-

дения электрон-позитронной пары, практически равна удвоенной энергии, запасенной в массе покоя электрона, т.е. $E_\gamma \cong 2m_0c^2 = 1,02 \text{ МэВ}$.

Рассмотрим далее процесс рождения электрон-позитронной пары в силовом поле электрона. Поскольку электроны и позитроны по своим свойствам тождественны, за исключением знака заряда, можно предположить, что импульс γ -кванта распределится между ними равномерно. Поэтому по законам сохранения энергии и импульса имеем

$$E_\gamma + m_0c^2 = 3\sqrt{m_0^2c^4 + p_e^2c^2}; \quad (5.15)$$

$$p_\gamma = 3p_e; \quad E_\gamma = p_\gamma c = 3p_e c; \quad 9p_e^2c^2 = E_\gamma^2.$$

Возводя соотношение (5.15) в квадрат и используя приведенные формулы, получим значение пороговой энергии γ -кванта, необходимой для рождения электрон-позитронной пары в силовом поле электрона: $E_\gamma = 4m_0c^4 = 2,04 \text{ МэВ}$.

Сечение процесса рождения электрон-позитронной пары может быть оценено по эмпирическим формулам:

$$\sigma_{pn} \cong \pi r_0 \alpha Z^2 F(\chi_0); \quad F(\chi_0) \cong \chi_0 - 2 \text{ при } \chi_0 \geq 2;$$

$$F(\chi_0) \cong \ln(2\chi_0 - 4) \text{ при } \chi_0 >> 2.$$

Для тяжелых ядер и в области энергий γ -квантов, больших 5 МэВ, процесс рождения электрон-позитронных пар доминирует над другими процессами взаимодействия γ -излучения с веществом.

5.5. Эффект Мёссбауэра

Допустим, что энергия γ -кванта близка к энергии межуровневого ядерного перехода. В этом случае можно ожидать значительного (резонансного) поглощения γ -квантов, и при этом ядра поглощающего вещества должны переходить в возбужденное состояние. Казалось бы, для наблюдения эффекта достаточно взять в качестве источника γ -

квантов возбужденные ядра какого-либо изотопа и в качестве поглотителя использовать ядра этого же изотопа. Однако при такой постановке эксперимента наблюдать эффект резонансного поглощения не удается. Это связано с тем, что при излучении γ -кванта энергия ядерного межуровневого перехода распределяется между ядром отдачи и γ -квантом. Можно показать, что энергия отдачи E_R связана с энергией γ -кванта E_γ и массой ядра отдачи m_a следующим образом:

$$E_R = E_\gamma^2 / (2m_a c^2). \quad (5.16)$$

Поскольку энергия γ -квантов E_γ обычно весьма значительна, оказывается значительной и энергия ядра отдачи. Вполне понятно, что при этом энергия излученного γ -кванта будет меньше, чем энергия межуровневого ядерного перехода. Если, кроме того, уменьшение энергии γ -кванта будет больше, чем естественная ширина энергетического уровня ядра Γ , а также больше доплеровского уширения D , связанного с тепловым движением ядер, то поглощение γ -квантов окажется невозможным из-за недостатка энергии. В этом случае энергии γ -кванта будет просто недостаточно для возбуждения ядра. Оценим величины E_R , Γ и D для γ -квантов с энергией $E_\gamma = 0,2$ МэВ и для ядер с массой $m_a = 1,77 \cdot 10^{-25}$ кг (атомная масса порядка 100).

Подстановка в формулу (5.16) дает

$$E_R = 2 \text{ эВ.} \quad (5.17)$$

Согласно соотношению неопределенностей Гейзенберга, естественная ширина энергетического уровня определяется временем жизни возбужденного состояния:

$$\Gamma = h/\tau, \quad (5.18)$$

где h – постоянная Планка; τ – время жизни уровня ядра.

Типичное время жизни ядер в возбужденном состоянии $\tau \sim 10^{-12}$ с. Используя это значение и формулу (5.17), получим

$$\Gamma = 10^{-3} \text{ эВ.} \quad (5.19)$$

Энергия доплеровского уширения определяется средней скоростью v теплового движения ядер:

$$D = (v/c)E_\gamma. \quad (5.20)$$

Средняя скорость теплового движения ядер с атомной массой, примерно равной 100, при комнатной температуре $v = 300$ м/с. Откуда по формуле (5.18) получим

$$D = 0,4 \text{ эВ.} \quad (5.21)$$

Сравнивая формулы (5.17), (5.19) и (5.21), заметим, что энергия γ -кванта меньше резонансной энергии на 2 эВ и эффекты уширения уровня (10^{-3} эВ и 0,4 эВ соответственно) не могут компенсировать недостаток энергии γ -кванта. Таким образом, при обычной постановке эксперимента ожидать резонансного поглощения γ -квантов не приходится.

В 1958 г., исследуя явление поглощения γ -квантов в веществе, Р.Мёссбауэр установил, что при значительном охлаждении излучателя и поглотителя наблюдается резкое увеличение поглощения. Этот неожидаемый результат, называемый теперь эффектом Мёссбауэра, объясняется тем, что при охлаждении твердого тела кристаллическая решетка, в которой расположено γ -излучающее ядро, воспринимает отдачу как единое образование, поэтому в формуле (5.16) вместо массы отдельного ядра необходимо использовать массу всего кристаллического препарата. Это резко снижает энергию отдачи, и, следовательно, энергия γ -кванта будет практически точно соответствовать энергии межуровневого ядерного перехода.

В схеме установки по наблюдению эффекта Мёссбауэра (рис.5.2) источник γ -квантов обычно располагается на ободе

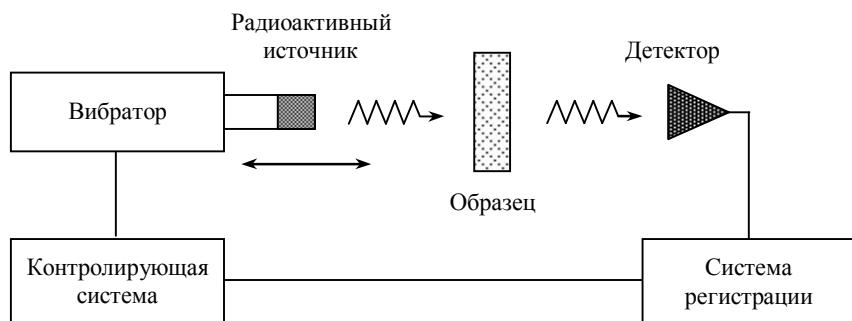


Рис.5.2. Схема установки для наблюдения эффекта Мёссбауэра

вращающегося диска или совершают колебания. Источник и поглотитель, как правило, охлаждаются. Поглощение γ -квантов регистрируется специальным счетчиком. Если γ -излучающие ядра и ядра-поглотители входят в кристаллическую решетку идентичных химических соединений, то резонансное поглощение наблюдается при неподвижном диске.

Если при этом источник привести в движение, то ядра-излучатели будут двигаться с некоторой скоростью, и по этой причине возникает доплеровский сдвиг частоты, а следовательно, энергия γ -квантов и резонанс нарушается, т.е. произойдет уменьшение поглощения.

Для нарушения резонанса обычно достаточно скорости движения источника γ -квантов всего в несколько миллиметров в секунду. Если химические соединения излучателя и поглотителя γ -квантов не идентичны, то резонанс наблюдается при некоторой, отличной от нуля, скорости движения излучателя. Сдвиг резонанса демонстрирует влияние химических связей на энергию возбужденных уровней ядер. Таким образом, мёссбауэровские спектры представляют собой зависимости поглощения γ -квантов от скорости излучателя γ -квантов. Рассмотрим мёссбауэровские спектры ядер олова Sn^{112} , размещенные в кристаллических решетках различных химических соединений (рис.5.3). В качестве излучателя

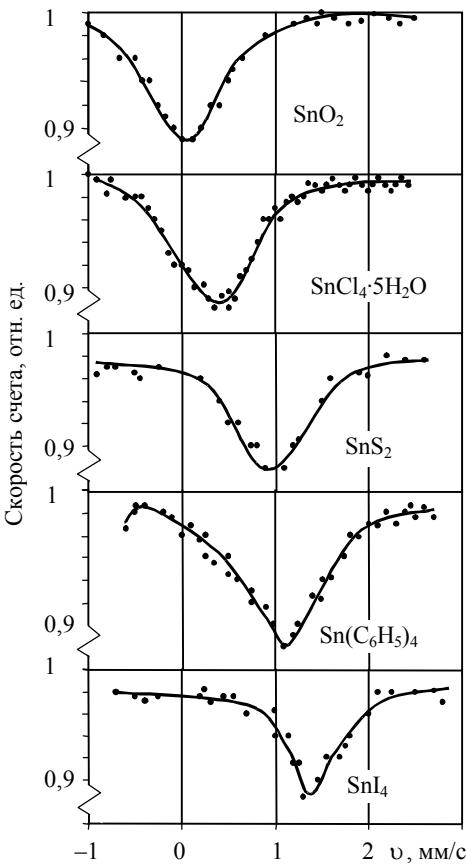


Рис.5.3. Мёссбауэровские спектры для ядер Sn^{112}

γ -квантов использовалась окись олова SnO_2 . На спектрах легко можно обнаружить сдвиги, связанные с влиянием химической связи соединений и внутрикристаллических полей.

5.6. Общая характеристика взаимодействия γ -излучения с веществом

При рассмотрении взаимодействия γ -излучения с веществом необходимо учитывать все три основных процесса*: фотоэффект, эффект Комptonа и процесс рождения электрон-позитронных пар. Суммарное дифференциальное сечение для них

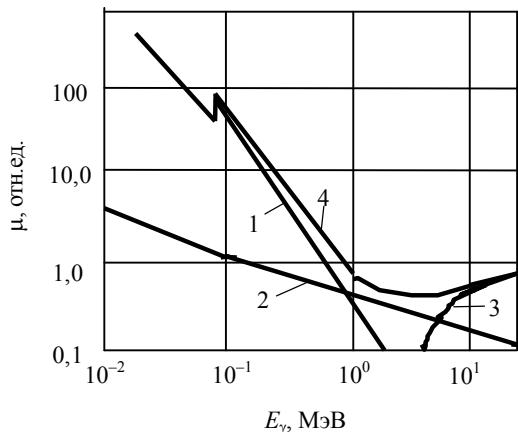


Рис.5.4. Зависимость линейного коэффициента поглощения γ -излучения в свинце от энергии γ -квантов

1 – фотоэффект; 2 – эффект Комptonа; 3 – рождение электрон-позитронных пар; 4 – суммарный коэффициент поглощения

области преимущественного проявления каждого из этих эффектов, различны для разных веществ.

* Эффект Мессбауэра здесь не учитывается, так как для его проявления необходимо выполнение целого ряда условий.

$$\sigma = \sigma_\phi + \sigma_k + \sigma_{\text{рожд.пар.}}$$

Из рассмотренного ранее характера зависимости сечений от энергии γ -квантов следует, что в области малых энергий основным механизмом взаимодействия γ -излучения со средой является фотоэффект, в некоторой промежуточной области – эффект Комptonа и, наконец, для области больших энергий – процесс рождения электрон-позитронных пар. Границные значения энергии, определяющие

Так, например, из графика (рис.5.4) можно заключить, что фотоэффект доминирует над другими процессами взаимодействия, если энергия $E_\gamma < 0,5$ МэВ. В диапазоне 1 МэВ $< E_\gamma < 8$ МэВ определяющим является эффект Комптона, а при энергии $E_\gamma > 10$ МэВ наиболее эффективным является процесс рождения электрон-позитронных пар.

5.7. Гамма-гамма-каротаж скважин

Процессы взаимодействия γ -излучения с веществом лежат в основе ряда ядерно-радиометрических методов исследования и анализа горных пород и руд. Один из них γ - γ -каротаж (ГГК).

Для осуществления ГГК используют спускаемый в скважину зонд, в котором размещены источник γ -излучения (обычно радионуклид) и детектор рассеянного γ -излучения. Регистрируемое детектором рассеянное γ -излучение зависит от плотности породы или руды и ее среднего атомного номера, т.е. параметров, определяющих комптоновское рассеяние или фотоэффект.

Регулируя интервал энергий регистрируемого γ -излучения, можно уменьшить или исключить влияние фотоэффекта. В этом случае γ -поле зависит от плотности среды и ГГК называют плотностным каротажем. Можно выбрать условия измерений, при которых определяющим процессом будет фотоэффект. В этом случае γ - γ -каротаж используют для оценки среднего атомного номера пород и руд, а последний, в свою очередь, зависит от повышенного содержания тяжелых элементов (железа, марганца, вольфрама, свинца и др.).

Гамма-гамма-каротаж – простой и эффективный метод изучения геологического разреза скважин, выделения и оценки тяжелых элементов.

Глава 6. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

6.1. Общая характеристика взаимодействия

Механизм взаимодействия нейтрона с ядром атома существенно зависит от энергии нейтрона и поэтому нейтроны условно делят на следующие энергетические группы, эВ:

1. Быстрые	$> 0,5 \cdot 10^6$	4. Резонансные	1-100
2. Промежуточные	$(1-500) \cdot 10^3$	5. Надтепловые	$> 0,05$
3. Медленные	$< 1 \cdot 10^3$	6. Тепловые	0,025

В результате столкновения нейтрона с ядром может произойти отклонение нейтрона от первоначального направления движения без потери нейтроном энергии (потенциальное рассеяние) или отклонение от первоначального направления с потерей части энергии (неупругое рассеяние) или, наконец, захват нейтрона ядром с образованием составного ядра.

Составное ядро существует 10^{-12} - 10^{-16} с. Переход возбужденного ядра на более низкие энергетические уровни происходит различными путями: с испусканием γ -кванта (случай радиационного захвата нейтрона), с испусканием какой-либо частицы (n , p , α и др.) или делением возбужденного ядра на ядра-осколки.

Испускание возбужденным ядром нейтрона отличается от рассеяния только тем, что само ядро прошло через состояние составного ядра. Рассеяние с образованием составного ядра называется резонансным. Оно может быть неупругим, если образующееся после эмиссии нейтрона ядро находится в возбужденном состоянии, или упругим, если ядро после эмиссии нейтрона будет в нормальном состоянии.

Быстрые нейтроны и промежуточные по энергии нейтроны взаимодействуют в основном рассеянием (неупругим и упругим), а нейтроны с меньшей энергией обычно захватываются ядром. Особенно большая вероятность захвата нейтрона ядром характерна для резонансных нейтронов. Указанные элементарные процессы практически полностью определяют механизмы взаимодействия нейтронов с веществом.

6.2. Неупругое рассеяние нейтронов

Процесс характерен для быстрых нейтронов и сред с большим атомным номером. Неупругое рассеяние имеет порог, равный энергии первого возбужденного уровня ядра. Для легких ядер ($A < 40$) пороговая энергия равна 2-4 МэВ, для ^{16}O и ^{12}C она достигает 4-7 МэВ. При каждом неупругом соударении нейtron теряет значительную часть своей энергии, так что после двух-трех соударений он существенно замедляется и вероятность дальнейших неупругих соударений исключается. Возбужденное ядро испускает один или несколько γ -квантов, энергия которых однозначно связана с характеристиками возбужденных уровней ядра.

Дифференциальное сечение неупругого рассеяния является функцией энергии нейтрона, угла рассеяния и зависит от свойства ядра: его массового числа и системы возбужденных уровней.

Угловая зависимость дифференциального сечения неупругого рассеяния незначительна, особенно при рассеянии на тяжелых ядрах, так что в большинстве случаев неупругое рассеяние считают изотропным. С увеличением энергии нейтрона сечение неупругого рассеяния приближается к геометрическому сечению ядра:

$$\sigma = \pi r_0^2 A^{2/3},$$

где A – массовое число ядер среды; r_0 – константа.

Сечение неупругого рассеяния нейтрона составляет значительную долю полного нейтронного сечения в интервале энергий нейтронов $E > 1$ МэВ.

6.3. Упругое рассеяние нейтронов

Нейтроны с небольшой энергией в легких средах испытывают, главным образом, упругое рассеяние (потенциальное и резонансное). Сечение потенциального рассеяния практически не зависит от энергии нейтрона,

$$\sigma_p = 4\pi R_{\text{я}}^2,$$

где $R_{\text{я}}$ – радиус ядра, $R_{\text{я}} = r_0 A^{1/3}$; A – массовое число ядер.

Сечение резонансного рассеяния выражается *формулой Брейта – Вигнера*

$$\sigma_r = \text{const}/[(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4], \quad (6.1)$$

где E_r – резонансная энергия; Γ – ширина энергетического уровня составного ядра.

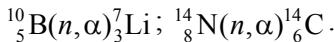
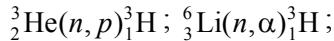
Полное сечение упругого рассеяния

$$\sigma = \sigma_p + \sigma_r. \quad (6.2)$$

Вдали от резонанса σ определяется почти полностью потенциальным рассеянием, которое для различных элементов меняется от сотых долей до нескольких барн. В области резонанса существенно возрастает значение σ_r , достигая нескольких единиц и даже сотен барн.

6.4. Ядерные реакции, идущие под воздействием нейтрона

Из ядерных реакций, вызванных нейтроном и идущих с испусканием заряженных частиц, упомянем наиболее важные для прикладных целей (n, α) и (n, p) , идущие на легких ядрах:



Реакции с ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$ идут даже на тепловых нейтронах, причем вероятность реакций чрезвычайно велика (900 барн для ${}^6\text{Li}$ и 4000 барн для ${}^{10}\text{B}$). Вторая и третья реакции из перечисленных часто используются для детектирования нейтронов. Другие реакции имеют меньшую вероятность и используются реже.

6.5. Захват нейтрона ядром

Наиболее вероятен радиационный захват медленных и тепловых нейтронов. В области малых энергий сечение захвата

$$\sigma = \text{const}/v, \quad (6.3)$$

т.е. обратно пропорционально скорости нейтрона.

Такой характер зависимости сечения от скорости связан с тем, что длительность взаимодействия нейтрона с ядром возрастает с уменьшением его скорости.

Эта зависимость осложняется резкими максимумами в точках резонанса. Для некоторых элементов сечение захвата в области резонанса достигают нескольких тысяч барнов. Например, для индия сечение резонансного захвата нейтронов при $E = 1,46$ эВ составляет около 27000 барн.

Для легких элементов резонансные максимумы, как правило, не наблюдаются.

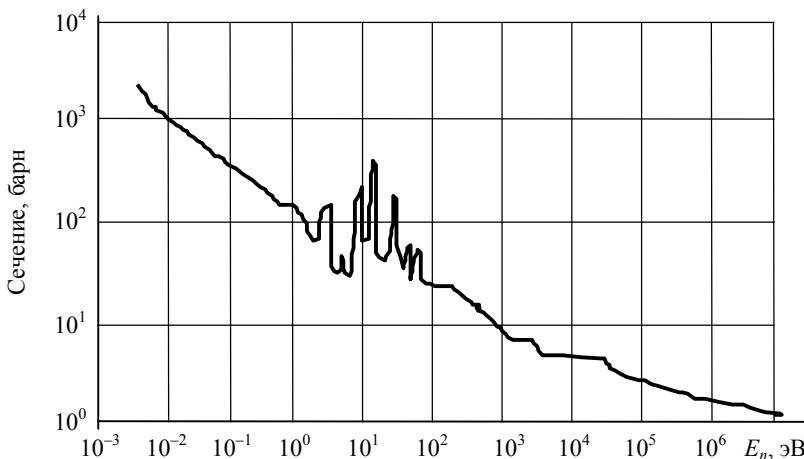
Как уже упоминалось, захват нейтрона ядром приводит к возникновению нестабильного ядра, которое может находиться и в возбужденном состоянии. Последующий переход в более низкое энергетическое состояние сопровождается испусканием одного или нескольких γ -квантов. Такой тип захвата нейтрона ядром называется радиационным захватом нейтрона. Ядро каждого типа имеет характерный спектр γ -излучения. Максимальная энергия γ -квантов достигает 10 МэВ.

6.6. Полное сечение взаимодействия нейтрона с веществом

Процесс взаимодействия нейтронов с веществом в целом характеризуется полным сечением, равным сумме сечений элементарных процессов. В нем обычно различают две основные составляющие: сечение рассеяния и сечение захвата.

Полное сечение взаимодействия нейтрона с ядром и сечение рассеяния для некоторых элементов

Элемент или соединение	Полное сечение, барн	Сечение рассеяния, барн	Элемент или соединение	Полное сечение, барн	Сечение рассеяния, барн
H	20,5	0,44	Si	0,2	1,9
H ₂ O	103	0,66	Cl	33	15
Li	75	0,95	Ag	38	0,12
B	5400	6,1	Cd	3000	5,6
C	$3,5 \cdot 10^{-3}$	4,7	Th	120	12
O	$0,2 \cdot 10^{-3}$	3,7	Pb	0,6	—



Зависимость полного сечения взаимодействия нейтрона с ядром ^{235}U от энергии нейтрона

В таблице приведены экспериментальные данные по полным сечениям и сечениям захвата тепловых нейтронов.

Типичная зависимость полного сечения от энергии нейтрона показана на рисунке.

Полные нейтронные сечения определяют, как правило, экспериментально, измеряя прохождение пучка нейтронов через образцы среды. Результаты измерений полных сечений обычно представляют графически.

Поскольку вероятность захвата нейтрона ядром сильно зависит от энергии нейтрона, при определенном значении энергии захват принимает резонансный характер и на кривых наблюдаются характерные максимумы (см. рисунок).

6.7. Понятие о нейтронно-активационном анализе

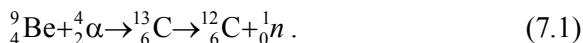
Нейтроны находят широкое применение при изучении и анализе пород и руд. Рассмотрим в качестве примера нейтронный активационный анализ. Облучая породу или руду потоком медленных или быстрых нейтронов, можно вызвать большое число характерных

реакций активации нуклидов. Активированные ядра обладают различными периодами полураспада (от долей секунды до нескольких лет) и при распаде испускают, в частности, характерные спектры γ -излучения. Выбирая время активации, последующую после активации паузу и регистрируя с высоким энергетическим разрешением спектр испускаемого γ -излучения, можно в одной пробе выделить и определить с высокой точностью 20-30 элементов, включая редкие и рассеянные.

Глава 7. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

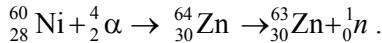
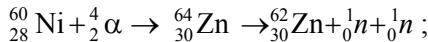
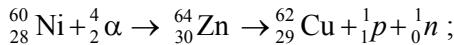
7.1. Некоторые особенности протекания ядерных реакций

В лабораторных условиях ядерные реакции инициируют облучением вещества частицами большой энергии. В качестве бомбардирующих частиц могут быть использованы α -, β -частицы, протоны, нейтроны, γ -кванты и даже ядра атомов. Благодаря действию ядерных сил на расстоянии порядка 10^{-13} см бомбардирующая частица и ядро вещества вступают между собой в интенсивное взаимодействие. Это взаимодействие приводит к образованию составного ядра (или компаунд-ядра), находящегося, как правило, в возбужденном состоянии. Как показывает эксперимент, составное ядро с наибольшей вероятностью образуется при определенной энергии бомбардирующих частиц и поэтому процесс носит резонансный характер. Как правило, возбужденное составное ядро нестабильно, и поэтому по прошествии малого времени оно распадается с испусканием какой-либо частицы или γ -кванта. Примером ядерной реакции такого типа является взаимодействие быстрой α -частицы с ядром атома бериллия:



При изучении этой реакции в 1932 г. Дж.Чедвик открыл нейtron. Если энергия бомбардирующей частицы достаточно велика и процесс взаимодействия приводит к образованию составного ядра в высоковозбужденном состоянии, то такое ядро наблюдается по многим каналам, т.е. может происходить конкуренция различных схем

распада. Например, при бомбардировке α -частицами ядра изотопа никеля $^{60}_{28}\text{Ni}$ образуется возбужденное промежуточное ядро цинка $^{64}_{30}\text{Zn}$, распады которого идут по трем каналам:



При дальнейшем увеличении энергии бомбардирующей частицы число каналов распада составного ядра становится еще больше и взаимодействие перестает носить резонансный характер. Энергия, которую при этом вносит бомбардирующая частица в составное ядро, столь велика, что возбуждение составного ядра можно рассматривать как нагревание системы нуклонов, находящихся в ядре, а распад – как их испарение.

В заключение, отметим, что ядерная реакция, протекающая по определенному каналу, может быть записана не только в виде формулы (7.1), но и более компактно:



До круглых скобок пишется ядро-мишень, в круглых скобках на первом месте стоит частица, вызывающая ядерную реакцию (в нашем примере это α -частица), на втором месте стоит частица, выброшенная компаунд-ядром, и, наконец, за круглыми скобками – ядро, образовавшееся в результате реакции. В дальнейшем при описании ядерных реакций будем использовать компактную запись ядерных реакций в символике (7.2).

7.2. Классификация ядерных реакций

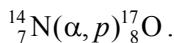
Многообразие ядерных реакций может быть символически представлено в виде двумерной таблицы-матрицы (см. таблицу). Строчки матрицы указывают тип частицы, которая вызывает ядерную реакцию; столбцы – частицу, образующуюся в результате реакции.

Таблица-матрица ядерных реакций

	α	p	n	γ	d	t
α	(α, α)	(α, p)	(α, n)	(α, γ)	(α, d)	(α, t)
p	(p, α)	(p, p)	(p, n)	(p, γ)	(p, d)	(p, t)
n	(n, α)	(n, p)	(n, n)	(n, γ)	(n, d)	(n, t)
γ	(γ, α)	(γ, p)	(γ, n)	(γ, γ)	(γ, d)	(γ, t)
d	(d, α)	(d, p)	(d, n)	(d, γ)	(d, d)	(d, t)
t	(t, α)	(t, p)	(t, n)	(t, γ)	(t, d)	(t, t)

Рассмотрим некоторые ядерные реакции.

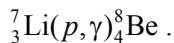
1. Реакция типа (α, p) . Этот тип реакции наблюдался Э.Резерфордом в 1919 г.:



Эта самая первая ядерная реакция, наблюдаемая в лабораторных условиях.

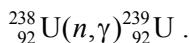
2. Реакция типа (α, n) . Наиболее известной реакцией этого типа является реакция (7.2). Как уже отмечалось, при изучении этой реакции в 1932 г. Дж.Чедвик открыл нейтрон. Реакция используется для получения нейтронов.

3. Реакция (p, γ) . Пример реакции



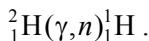
Реакция используется для получения жестких γ -квантов.

4. Реакция (n, γ) . Примером ядерной реакции этого типа является



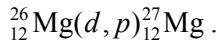
Реакция известна тем, что таким образом был впервые получен сверхтяжелый изотоп урана.

5. Реакция типа (γ, n) . Является простейшей фотоядерной реакции. Пример реакции



Реакция впервые осуществлена Дж.Чедвиком и используется для получения нейтронов.

6. Реакция типа (d, p) . Пример реакции



Реакция была теоретически рассмотрена Р.Оппенгеймером и называется реакцией срыва.

7. Реакция, вызванная ускоренными ядрами азота. Пример



Особенно большое теоретическое и практическое значение имеют ядерные реакции, вызванные нейтронами.

7.3. Общие закономерности ядерных реакций

Теоретическое и экспериментальное изучение ядерных реакций показывает, что во всех без исключения случаях выполняются законы сохранения, перечисленные ниже.

1. **Закон сохранения электрического заряда.** Согласно этому закону суммарный электрический заряд исходных продуктов ядерной реакции и конечных продуктов реакции одинаков.

2. **Закон сохранения числа нуклонов (барионного заряда).** Каждому нуклону (протону или нейтрону) приписывается барионный заряд, т.е. квантовое число, равное +1. Антипротону и антинейтрону приписывается барионный заряд, равный -1. Согласно закону сохранения барионного заряда, суммарный барионный заряд исходных продуктов ядерной реакции и конечных продуктов реакции одинаков.

3. **Закон сохранения энергии и импульса.** Система двух взаимодействующих между собой ядерных частиц является практически изолированной (замкнутой). В изолированной системе сохраняется полная энергия и полный импульс частиц.

4. **Закон сохранения момента импульса.** В процессе ядерной реакции сохраняется суммарный момент импульса взаимодействующих частиц и его проекция на выбранное направление.

Законы сохранения накладывают определенные ограничения на протекание ядерных реакций и, следовательно, позволяют правильно записывать возможные реакции. Кроме перечисленных законов выполняются также некоторые соотношения, определяемые квантовыми ограничениями.

Глава 8. ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

Высвобождение энергии ядра возможно либо при делении тяжелых ядер конца Периодической таблицы Д.И.Менделеева на более легкие, либо при синтезе из легких ядер начала таблицы Менделеева ядер более тяжелых. В обоих случаях продукты реакции смещаются к средней области таблицы, т.е. к области максимума удельной энергии связи нуклона в ядре.

Рассмотрим вначале физику процесса деления тяжелых ядер.

8.1. Реакции деления ядер

Опыты по искусственным ядерным реакциям на уране под действием нейтронов были начаты в 1934 г. Э.Ферми. В 1938 г. О.Ган и Ф.Штассман установили, что продуктами реакции являются элементы из средней части Периодической таблицы Менделеева.

Результаты экспериментов объясняются возбуждением урана за счет поглощения нейтрона и последующим за этим делением ядра на два ядра-осколка, причем ядра-осколки, как правило, имеют неравную массу (рис.8.1).

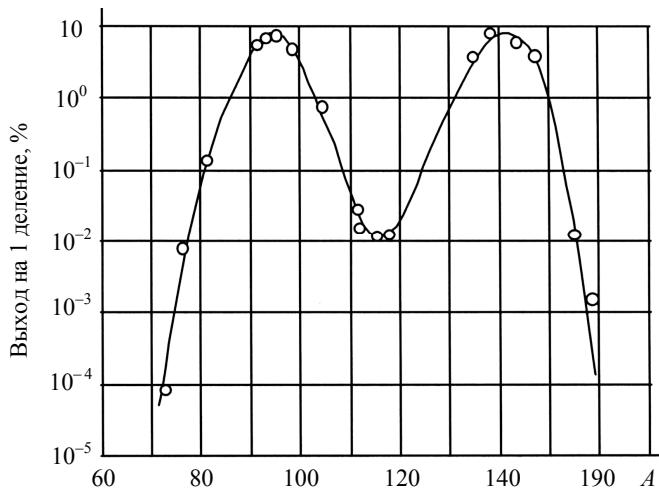


Рис.8.1. Выход продуктов деления ядра ^{235}U

Особый интерес представляет образование при делении ядер урана 2-3 нейтронов, которые могут вызывать деление других ядер урана. Тем самым становится возможным осуществление самоподдерживающейся цепной реакции с выделением огромного количества энергии.

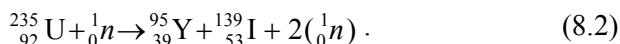
При делении ядер урана тяжелый и более легкий осколки деления уносят основную долю энергии. Кроме того, энергия распределяется между другими продуктами деления: нейтронами, γ -квантами, β -частицами (осколки обычно β -активны) и нейтрино, МэВ:

Ядра-осколки	167	β -частицы	5
Нейтроны	5	Нейтрино	11
γ -излучение	10		

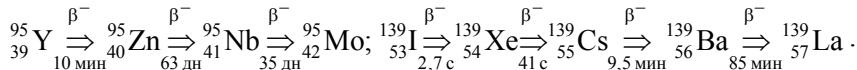
Значительная кинетическая энергия осколков обусловлена их кулоновским отталкиванием в процессе разлета. Суммарная энергия ядер-осколков

$$E_{\text{оск}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} . \quad (8.1)$$

Принимая $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$ и считая r равным сумме радиусов $R_1 + R_2$ ядер осколков ($r \approx 1,37 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см), находим $E_{\text{оск}} \approx 200$ МэВ, что согласуется с вышеуказанными экспериментальными данными. Осколки деления должны быть β -радиоактивными, так как содержат избыток нейтронов в момент их образования. Действительно, относительное число нейтронов в устойчивых ядрах растет с ростом массового числа A . Поэтому при делении тяжелых ядер возникают ядра, имеющие избыток нейтронов, часть из которых испускается в момент деления (мгновенные нейтроны), а часть – позже, после β -распада – это запаздывающие нейтроны. Окончательный баланс, соответствующий соотношению N/Z , в стабильных ядрах достигается цепочкой β -распадов, например, при делении $^{235}_{92}\text{U}$ по реакции



Осколки деления распадаются по схемам:



Делиться под воздействием захваченного нейтрона могут не только ядра $^{235}_{92}\text{U}$, но и другие тяжелые ядра. Энергия, необходимая для деления ядра нейтрона, МэВ:

$^{233}_{92}\text{U}$	0 (тепловые нейтроны)	$^{231}_{91}\text{Pa}$	0
$^{235}_{92}\text{U}$	0	$^{237}_{93}\text{Np}$	0
$^{238}_{92}\text{U}$	0,6	$^{239}_{94}\text{Pu}$	0
$^{232}_{90}\text{Th}$	1,4			

Таким образом, в качестве ядерного горючего может быть использован целый ряд химических элементов, находящихся в конце таблицы Менделеева.

8.2. Цепная реакция. Параметры цикла

Возможность самоподдерживающейся (цепной) реакции деления определяется выделением вторичных нейтронов. При делении $^{235}_{92}\text{U}$ на один акт деления приходится в среднем $n = 2,4$ вторичных нейтронов. Если вторичный нейtron после замедления не выйдет из зоны реакции (активная зона) и не испытает захвата негорючим материалом, то он может вызвать новое деление ядра-горючего (рис.8.2).

Параметром, определяющим возможность цепной реакции, является коэффициент размножения нейтронов

$$K_{\infty} = \frac{\text{Число нейтронов в данном цикле}}{\text{Число нейтронов в предыдущем цикле}}. \quad (8.3)$$

Для активной зоны ограниченных размеров

$$K = K_{\infty} D,$$

где $D < 1$ – коэффициент утечки, зависящий от характерного размера активной зоны и параметров диффузии нейтронов.

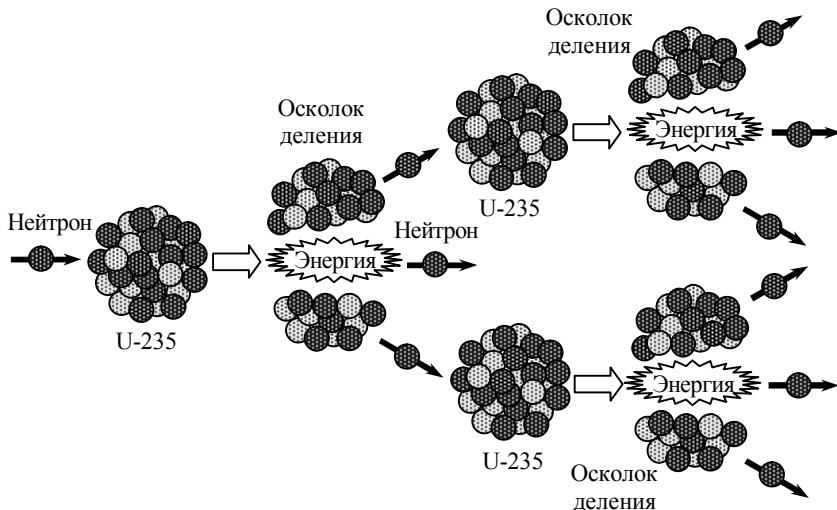


Рис.8.2. Цепная реакция деления

Коэффициент размножения меньше числа вторичных нейтронов n из-за потери их в цикле. На один нейтрон приблизительно 0,1 вторичных нейтронов поглощается продуктами деления, около 0,1 поглощается в материалах активной зоны и примерно 0,1 теряется в результате утечки. Кроме того, из оставшихся нейтронов только около 84 % вызывают деление, остальные 16 % поглощаются горючим без последующего деления.

Таким образом, для горючего, состоящего из $^{235}_{92}\text{U}$, $K \approx 2,41 \cdot 0,7 \cdot 0,84 = 1,4$. В зависимости от состава, свойств и конструкции активной зоны можно достичь $K > 1$ (надкритический реактор), $K = 1$ (критический) или $K < 1$ (подкритический). Нормально работающий цикл со стационарным выделением энергии должен быть критическим ($K = 1$).

Важным параметром цепной реакции является время t цикла. Оно определяется временем деления ядра и последующей жизнью быстрого нейтрона (его замедлением), причем время деления (10^{-14} с) много меньше времени замедления нейтронов в типичных замедлителях: углероде ($1,5 \cdot 10^{-4}$ с), тяжелой воде ($4,3 \cdot 10^{-5}$ с), бериллии ($5,7 \cdot 10^{-5}$ с). Время цикла на быстрых нейтронах порядка 10^{-7} с.

Время цикла определяет мощность ядерной реакции при заданной критичности, поскольку число нейтронов изменяется во времени по закону

$$n = n_0 \exp((K - 1)t/\tau). \quad (8.4)$$

Так, например, для цикла на быстрых нейтронах $K = 2$ и $\tau = 10^{-7}$ с, поэтому изменение числа нейтронов за 10^{-5} с

$$n/n_0 = \exp(10^2),$$

т.е. реакция будет взрывом.

Для медленного (управляемого) протекания реакции нужно потребовать изменения концентрации нейтронов примерно в 2,5 раза за время примерно 10 с:

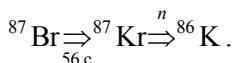
$$2,5 = \exp(K - 1)10(10^{-7}),$$

что приводит к значению коэффициента размножения $K = 1,00000001$.

Поддерживать критичность с точностью порядка 10^{-8} практически невозможно. Однако управление ядерной реакцией стало возможным благодаря запаздывающим нейтронам.

8.3. Управляемая реакция деления

Появление запаздывающих нейтронов связано с испусканием нейтронов продуктами деления после их β -распада, например,



Ясно, что число нейтронов в этой реакции определяется периодом полураспада ${}^{87}\text{Br}$, равным 56 с. Другие группы запаздывающих нейтронов, образующиеся при делении ${}_{92}^{235}\text{U}$, следующие:

Энергия нейтронов E_n , кэВ	250	560	430	640
τ , с	56	22,7	6,2	2,3
Выход, %	0,02	0,14	0,12	0,25

Доля запаздывающих нейтронов равна примерно 0,65 % при среднем времени испускания порядка 0,1 с.

Если сделать коэффициент размножения $K < 1,0065$, то в области надкритичности $K > 1$ весь избыток $K - 1$ нейтронов (максимально 0,0065) будет обусловлен запаздывающими нейтронами с $\tau = 0,1$ с. При этом увеличение числа нейтронов в $e = 2,8$ раза произойдет за $t = 12$ с, что вполне приемлемо для управления надкритичностью.

8.4. Устройство ядерных реакторов

Основное назначение ядерных реакторов – выработка энергии. Энергия деления генерируется в виде тепла в активной зоне, заполненной горючим и замедлителем. Отвод тепла осуществляется специальной системой с теплоносителем: вода, тяжелая вода, пар, газ (CO_2 , ${}^4\text{He}$), металл (например, натрий). Пар или газ подается на турбину, которая приводит в движение генератор, вырабатывающий электроэнергию.

Для управления мощностью реактора используют стержни из сильных поглотителей нейтронов (В, Cd). Регулируя степень погружения стержней в реактор, изменяют коэффициент размножения K .

Существуют многочисленные типы и конструкции ядерных реакторов на тепловых и быстрых нейтронах, использующие обогащенное изотопом ${}^{235}_{92}\text{U}$ горючее или природную смесь изотопов урана. Размеры реакторов варьируют от небольших исследовательских с поперечником активной зоны около 30 см до больших энергетических с поперечником 10 м и более.

Плотность потоков нейтронов в активной зоне варьирует от 10^9 до $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Эти потоки доступны для изучения (например, в активационном анализе) благодаря устройству в активной зоне реакторов специальных каналов, через которые вводят облучаемый образец.

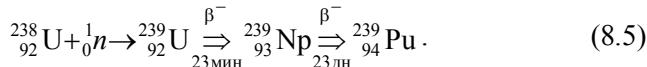
Ядерные реакторы используют также в двигательных установках (ледоколах, других надводных судах, подводных лодках), но основная область их применения – энергетика. Преимущество ядерного топлива – его высокая калорийность. Так, 1 г урана эквивалентен тоннам условного топлива обычного типа, а годичное потребление

ядерного топлива крупной современной электростанцией составляет несколько десятков тонн в год.

По данным МАГАТЭ, в настоящее время более 18 % электроэнергии, вырабатываемой в мире, производится на ядерных реакторах, которые к тому же, в отличие от электростанций, работающих на органическом топливе, не загрязняют атмосферу. Неоспоримый плюс ядерной энергии – ее стоимость, которая ниже, чем на большинстве электростанций иных типов. По разным оценкам, в мире насчитывается около 440 ядерных реакторов общей мощностью свыше 365 тыс. МВт, которые расположены более чем в 30 странах. В настоящее время в 12 странах строится 29 реакторов общей мощностью около 25 тыс. МВт.

8.5. Бридеры

Особо следует рассмотреть ядерные реакторы на быстрых нейтронах – бридеры, в которых вырабатывается (воспроизводится) ядерное горючее, например, превращение ^{238}U в ^{239}Pu :



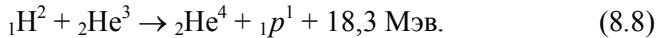
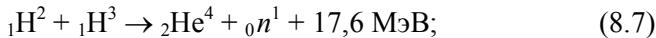
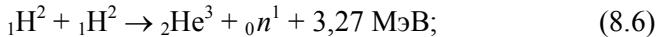
Аналогичная реакция превращает ^{232}Th в ^{233}U .

В бридерах активная зона заполнена обогащенным горючим ^{235}U , а вокруг размещается оболочка (бланкет) из ^{238}U . Быстрые нейтроны деления могут вызвать реакцию (8.5) в бланкете, причем на каждый акт деления ^{235}U приходится около 1,1 быстрых нейтронов, используемых на воспроизведение горючего из ^{238}U . Таким образом, образуется больше высококачественного ядерного горючего, чем его истрачено.

8.6. Термоядерный синтез

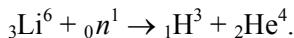
Рассмотрим теперь второй путь получения ядерной энергии – синтез легких ядер. Различают реакции высокотемпературного ($2 \cdot 10^9 \text{ K}$) и низкотемпературного ($2 \cdot 10^7 \text{ K}$) синтеза. Высокие кинети-

ческие энергии необходимы для преодоления кулоновского барьера сближающихся (заряженных) ядер. Примеры некоторых реакций:



Низкотемпературный синтез, например по реакции слияния ядердейтерия и трития (8.7), можно осуществить в земных условиях – в водородной бомбе или термоядерных реакторах.

Исходные материалы для реакции (8.7): дейтерий получают из тяжелой воды, а тритий – из лития при его бомбардировке нейтронами,



В водородной бомбе кинетическая энергия легких ядер ($E \sim 104$ кэВ или $T \sim 10^8$ К) достигается взрывом ядерного заряда (реакция деления), т.е. запала из тяжелых ядер. Благодаря быстротечности процесса, активная зона горячей ядерной плазмы существует достаточно долго (по сравнению со временем разлета продуктов).

Контролируемый термоядерный синтез, в котором основными проблемами являются разогрев плазмы и ее удержание при температуре порядка $20 \cdot 10^6$ К, – сложная задача. Ведутся интенсивные исследования по созданию термоядерного реактора. Одна из перспективных установок – «Токамак» – создана в России. В ней разогрев и удержание плазмы в импульсном режиме осуществляется сильным током и создаваемым им магнитным полем. В первых установках «Токамак» начинали с температуры порядка $1,5 \cdot 10^6$ К при длительности импульса $\Delta t \sim 0,01$ с. В установке «Токамак-20» достигнуты $T \sim 10^8$ К, $\Delta t \sim 1,5$ с.

Следующий шаг – получение полезной энергии термоядерного управляемого синтеза.

Глава 9. ИСТОЧНИКИ И ДЕТЕКТОРЫ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

9.1. Источники излучений

С первых лет открытия радиоактивности α -, β - и γ -источники получали в виде ампулированных или открытых препаратов. Альфа-источник ^{226}Ra до сих пор находит применение в прикладных областях. Создание ядерных реакторов открыло доступ к широкому набору радионуклидов*, содержащихся в продуктах деления. Кроме того, появились источники на основе ускорителей заряженных частиц и ядерных реакций. Создана промышленность, производящая источники.

Удобные в научных и прикладных исследованиях источники должны отвечать ряду требований: безопасности при обращении (нетоксичные, нелетучие и т.п.), большому периоду полураспада, широкому набору энергий излучений и мощности.

Рассмотрим некоторые широко используемые источники.

Источники γ -квантов. В качестве источников γ -квантов широко используют ампулированные препараты, содержащие радионуклиды. Обычно мощность ампульных источников γ -квантов 10^7 - 10^8 квант/с.

Мощным источником фотонного излучения являются рентгеновские трубки. Их спектр состоит из характеристических линий, определяемых материалом анода, и непрерывного спектра тормозного излучения. Энергетический диапазон простирается от нескольких единиц до сотен килоэлектрон-вольт, а квантовый выход на несколько порядков выше, чем у радионуклидных источников.

Мощными источниками γ -квантов высокой (до 30 МэВ) энергии являются портативные ускорители (линейные и циклические). В этих источниках при торможении электронов в мишени возникает тормозное γ -излучение с непрерывным распределением γ -квантов по энергии.

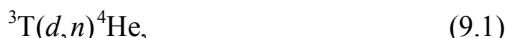
* Радионуклид – собирательный термин, обозначающий обычно любое радиоактивное ядро.

Источники нейтронов. На основе ядерных реакций (α, n) , (γ, n) создают ампулированные источники нейтронов сравнительно небольшой мощности. Для ампулированных источников пригодны и некоторые тяжелые ядра, испускающие нейтроны при делении. Параметры некоторых источников приведены в таблице.

Ампулированные источники нейтронов

Источник по реакции (α, n)	Период полураспада	Энергия нейтронов, МэВ	Выход нейтронов, 10^{-4} нейтр./Бк	Число γ -квантов на 1 нейtron
$^{226}\text{Ra} + \text{Be}$	1620 лет	3,5-6,2	17	10^4
$^{210}\text{Po} + \text{Be}$	138 дней	2,6-5,2	3	1
$^{239}\text{Pu} + \text{Be}$	24400 лет	3,0-5,5	1,7	—
$^{210}\text{Am} + \text{B}$	458 лет	3,0-11,0	2,0	2
^{252}Cf (спонтанное деление)	2,6 года	1,3	—	—

Для получения нейтронов используют также генераторы в виде ускорителей ионов и мишеней, на которых идут реакции с образованием нейтронов. Широко используют ядерную реакцию дейтерия и трития



в которой образуются нейтроны с энергиями 14 МэВ (в скобках указаны участвующие в реакции частицы, сначала исходная – дейтрон, а затем конечная – нейtron).

Генератор представляет собой стеклянную трубку с впаянными на концах электродами. Трубка заполняется смесью трития и дейтерия. На электроды подают импульс высокого напряжения. Амплитуда импульсного напряжения составляет 100 кВ и более; длительность импульса 50-500 мкс. В результате столкновений ядер трития и дейтерия, разогнанных электрическим полем, идет реакция (9.1). Генератор позволяет получать поток нейтронов до 10^8 нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Наиболее мощные источники нейтронов – ядерные реакторы различных типов, включая большие энергетические реакторы. В экспериментальных каналах реакторов можно облучать материалы потоком нейтронов, в частности для активационного ана-

лиза вещества. Плотность потока нейтронов в реакторах достигает 10^{14} нейтр. / (см²·с).

Источники α -излучения. Ввиду малой проникающей способности α -излучение не находит широкого применения в прикладных областях. Тем не менее, оно используется для анализа радиоактивных веществ по их излучению и для возбуждения рентгеновской флуоресценции легких атомов.

В первом случае источниками α -излучения являются исследуемые радионуклиды в виде порошковых или газообразных препаратов.

Во втором случае необходимы компактные и технологически удобные источники. Укажем в качестве примера на источник ²³⁹Pu ($T_{1/2} = 24400$ лет) в виде ампулы с тонким окном, пропускающим α -излучение. Плутоний токсичен, поэтому источник служит только 2 года. При более длительных сроках его использования атомы плутония, диффундируя, проникают сквозь тонкое окно и внешняя поверхность окна оказывается зараженной.

9.2. Детекторы ионизирующих излучений

Для регистрации ионизирующих излучений используют ионизационный эффект в газах и твердых телах и сцинтилляционный эффект* в различных материалах.

Газонаполненные детекторы. На ионизационном принципе работают следующие газонаполненные детекторы: ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и счетчики Гейгера – Мюллера.

Каждый из перечисленных детекторов – своеобразный конденсатор, к обкладкам которого приложена некоторая разность потенциалов. Конденсатор заполнен газом (инертный газ, воздух). Принцип работы детекторов и различия между ними можно уяснить, анализируя вольт-амперную характеристику детектора (рис.9.1). Прежде всего отметим, что с изменением межэлектродного напряжения существенным образом меняются механизмы электронных процессов,

* Сцинтилляционный эффект заключается в возникновении кратковременной световой вспышки при прохождении быстрой заряженной частицы через прозрачное вещество.

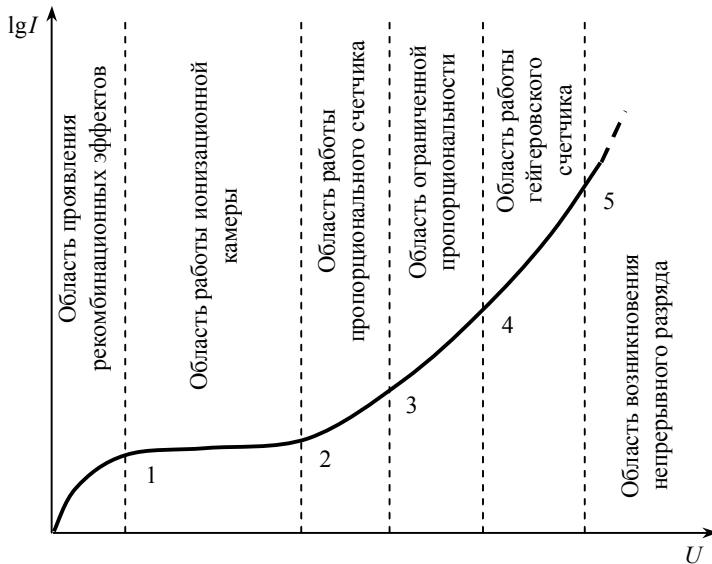


Рис.9.1. Вольт-амперная характеристика газового разряда

происходящих в межэлектродном промежутке, и соответственно, регистрации частиц. Именно в зависимости от используемого напряжения и особенностей конструкции выделяют три типа приборов.

Рассмотрим подробнее процессы, которые наблюдаются в межэлектродном промежутке. Допустим, что радиоактивная частица, пролетая через межэлектродный промежуток за счет ионизации, оставила на своем пути электроны и ионы. Допустим далее, что разность потенциалов между электродами мала (участок 1 вольт-амперной характеристики). Эта область, в которой существенны рекомбинационные процессы. Действительно при малой напряженности электрического поля скорость движения заряженных частиц также мала, в результате они находятся в межэлектродном промежутке сравнительно большое время и, как следствие, велика вероятность их рекомбинации. Ввиду этого не все заряженные частицы достигают электродов и ток мал. По мере возрастания разности потенциалов растет и сила тока.

Принцип работы ионизационной камеры следующий. На два электрода (плоские, цилиндрические или сферические), разделенные

воздушным промежутком, подается разность потенциалов. Под действием ионизирующих излучений в воздушном объеме камеры возникают ионы и электроны. Благодаря напряжению, приложенному к электродам камеры, заряженные частицы движутся, создавая ионизационный ток, который регистрируется прибором. Сила ионизационного тока, возникающего под действием электрического поля, зависит также от процессов рекомбинации и диффузии заряженных частиц. При небольшой напряженности электрического поля часть заряженных частиц, возникающих в рабочем объеме камеры, рекомбинирует прежде, чем успевает достичь электродов камеры. При увеличении напряжения скорость направленного движения заряженных частиц увеличивается, число рекомбинаций уменьшается, что приводит к увеличению тока в цепи. При достаточно большой напряженности поля практически все заряженные частицы, образовавшиеся в рабочем объеме камеры, долетают до электродов и ионизационный ток достигает насыщения. Ток насыщения пропорционален интенсивности потока частиц, вызвавших ионизацию.

Ионизационная камера как раз и работает в режиме тока насыщения, т.е. при напряжениях, соответствующих участкам 1-2 вольт-амперной характеристики. Ионизационная камера обладает сравнительно низкой чувствительностью, с ее помощью нельзя регистрировать потоки частиц малой интенсивности, а тем более отдельные частицы. При дальнейшем увеличении разности потенциалов (участки 2-3 вольт-амперной характеристики) ток постепенно возрастает, вследствие того, что электроны, разгоняясь в электрическом поле до достаточно большой скорости, начинают ионизировать нейтральные молекулы (ударная ионизация). В этом режиме работают пропорциональные счетчики.

Пропорциональный счетчик. Прибор представляет собой цилиндрический конденсатор, к обкладкам которого приложено высокое напряжение. Диаметр внешнего электрода (катода) составляет несколько сантиметров, внутреннего (анода) – менее 1 мм. Рабочий объем счетчика заполняется газом (воздухом, аргоном, метаном) под давлением около 0,01 МПа.

Под действием электрического поля электроны и положительные ионы, возникающие под действием ионизирующей частицы, начинают двигаться в разные стороны. Электроны движутся к ано-

ду, положительные ионы – к катоду. Вблизи поверхности анода напряженность электрического поля достигает такого большого значения, что на одной длине свободного пробега электрон набирает энергию, достаточную для ионизации нейтрального атома газа при столкновении. Электрон, освобожденный ударной ионизацией, и первичный электрон на своем пути к аноду вновь набирают энергию, достаточную для ионизации ударом, и при соударении вновь ионизируют атомы. Процесс продолжается до тех пор, пока электроны не достигнут атома.

Начальное число пар ион-электронов, образованное в счетчике, увеличивается за счет ударной ионизации в К раз. Число К называется *коэффициентом газового усиления* пропорционального счетчика. Численное значение коэффициента К для различных счетчиков может изменяться от нескольких десятков до нескольких тысяч.

Пропорциональные счетчики в сочетании с электронными схемами необходимы для усиления и анализа электрических импульсов, могут применяться для регистрации быстрых заряженных частиц и измерения их энергии. Коэффициент газового усиления зависит от напряжения, поэтому необходимо пользоваться стабилизованным источником тока.

Основная область применения пропорциональных счетчиков – спектрометрия низкоэнергетических γ -квантов (1-50 кэВ), а также регистрация нейтронов.

В счетчиках тепловых нейтронов в газовую смесь добавляют соединение ^{10}B , которое обладает большим сечением взаимодействия с тепловыми нейтронами. По реакции $^{10}\text{B} (n,p)^7\text{Li}$ образуются протоны и ядро отдачи ^7Li , которые и производят ионизацию газа в счетчике. Эффективность регистрации тепловых нейтронов борными счетчиками составляет 10-20 %.

В ряде случаев необходим больший коэффициент газового усиления, чем его дают пропорциональные счетчики. Это достигается в счетчиках Гейгера – Мюллера.

Счетчик Гейгера – Мюллера. Конструктивно он не отличается от пропорционального счетчика. Увеличение коэффициента газового усиления в нем достигается за счет повышения напряженности электрического поля в рабочем объеме. Повышение напряженности электрического поля увеличивает интенсивность процессов

ионизации и возбуждения атомов электронным ударом. Развитие вспышки разряда в счетчике Гейгера – Мюллера происходит следующим образом. Если в рабочем объеме счетчика ионизирующей частицей создана хотя бы одна пара заряженных частиц, то электрон из этой пары на своем пути к аноду вызывает электронно-ионную лавину. Повышение напряжения на счетчике приводит не только к увеличению интенсивности процессов ионизации, но и к интенсификации процессов возбуждения, увеличивая число фотонов, испускаемых возбужденными атомами. Распространяясь вдоль счетчика (поперек электрического поля), фотоны вырываются из молекул газа фотоэлектроны и расширяют фронт лавины. Процесс продолжается до тех пор, пока лавиной не будет покрыта вся поверхность анода. После этого вспышка самостоятельного разряда обрывается. Прекращение развития разряда вызывается действием положительного объемного заряда у анода, который возникает потому, что подвижность электронов значительно выше подвижности положительных ионов.

За время порядка 10^{-7} с электроны достигают анода, а положительные ионы практически остаются на месте. «Чехол» из положительных ионов вокруг анода как бы увеличивает радиус анода, что приводит к уменьшению напряженности электрического поля у анода и, следовательно, к снижению интенсивности ионизации и обрыву разряда. Через 10^{-4} с положительные ионы смещаются от анода, и напряженность поля у анода снова принимает значение, достаточное для возникновения ионизации. Это время называется «мертвым временем» счетчика.

Если не принять специальные меры, то по истечении «мертвого времени» и при отсутствии новой ионизирующей частицы разряд в счетчике может возобновиться самостоятельно. Новая вспышка разряда может произойти либо за счет выбивания электрона из катода при нейтрализации положительных ионов от первой вспышки разряда, либо за счет фотоэффекта с катода под действием ультрафиолетовых фотонов, излучаемых метастабильными атомами.

В настоящее время наиболее распространенным способом гашения разряда в счетчике после развития первой ступени разряда является добавление к основному наполняющему газу небольших количеств паров спирта, галогенов.

Рассмотрим механизм развития разряда в счетчике, наполненном смесью газов аргон – спирт. Добавление небольшого количества паров спирта к основному наполнителю приводит к тому, что положительные ионы аргона нейтрализуются в газовом объеме счетчика, не успев дойти до катода, поскольку их потенциал ионизации значительно ниже потенциала ионизации атома аргона (11,3 эВ против 15,7 эВ).

Нейтрализующиеся на катоде ионы спирта не освобождают вторичные электроны, так как возбужденные молекулы спирта, образовавшиеся после нейтрализации ионов спирта на катоде, обычно затрачивают избыточную энергию на диссоциацию, а не на освобождение вторичного электрона или испускание кванта ультрафиолетового света. Это объясняется тем, что время жизни возбужденной молекулы спирта до того, как она диссоциирует, в среднем 10-13 с, а время, необходимое для вырываания электрона из катода, значительно больше и составляет 10-12 с. Ультрафиолетовое излучение, испускаемое возбужденными атомами аргона, поглощается молекулами спирта и не доходит до катода. Следовательно, процесс освобождения вторичных электронов за счет фотоэффекта катода также исключается.

Таким образом, при введении в состав наполняющего газа паров спирта освобождение вторичных электронов с катода прекращается и разряд в счетчике обрывается после завершения первой стадии. По истечении «мертвого времени» счетчик вновь способен регистрировать новые частицы.

В отличие от пропорционального счетчика, импульсы тока в счетчике Гейгера почти одинаковы по значению и не зависят от первичной ионизации. У самогасящихся счетчиков коэффициент газового усиления K определяется продолжительностью гашения разряда. Коэффициент газового усиления обычно равен 10^9 - 10^{11} , т.е. в 10^6 - 10^7 раз превышает коэффициент газового усиления пропорциональных счетчиков, поэтому импульс счетчика Гейгера – Мюллера значительно больше импульса пропорционального счетчика.

Зависимость скорости счета от приложенного напряжения при постоянном потоке частиц, попавших в рабочий объем счетчика, называется счетной характеристикой (рис.9.2).

По оси абсцисс откладывается приложенное к электродам напряжение, по оси ординат – скорость счета в импульсах в минуту. Небольшое увеличение скорости счета с ростом напряжения на участке BC (наклон «плато») объясняется

возникновением двойных (ложных) импульсов. Действительно, несмотря на принятые меры предосторожности, самогасящиеся счетчики могут давать некоторое число двойных импульсов вследствие того, что положительные ионы, возникающие при первом разряде, подойдя к катоду, могут выбить из него электроны. Выбитый электрон вызывает повторение разряда менее чем через 10^{-3} с после первого. Наклон «плато» определяется отношением изменения скорости счета на участке «плато» длиной 100 В к средней скорости счета. Наклон на 100 В для различных типов счетчиков лежит в пределах от 1 до 20 %.

Очевидно, что для обеспечения стабильной работы счетчика рабочее напряжение должно выбираться примерно на середине «плато» счетной характеристики.

Газоразрядные счетчики Гейгера – Мюллера являются распространенным видом детектора β - и γ -излучения. Они просты и надежны, но их нельзя применять для измерения энергии частиц. Выходной сигнал детектора (1-10 В) не требует применения сложной усилительной схемы.

Эффективность счетчиков существенно зависит от вида излучения: для β -частиц она близка к 100 % (если не учитывать потери в стенках счетчика), а γ -излучение регистрируется с эффективностью 1-2 %. Последнее объясняется пренебрежимо малой вероятностью взаимодействия γ -излучения с газовым заполнением счет-

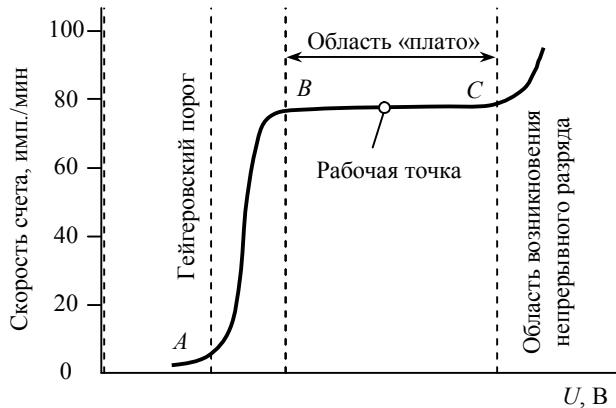


Рис.9.2. Счетная характеристика

$U, \text{В}$

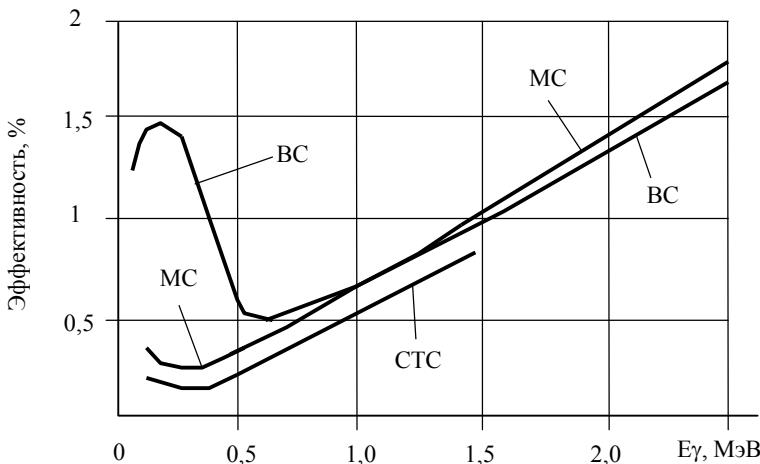


Рис.9.3. Зависимости эффективностей счетчиков Гейгера со стальным (СТС), медным (МС) и вольфрамовыми (ВС) катодами при регистрации γ -излучения

чика и особым механизмом регистрации γ -излучения. Механизм регистрации γ -кванта включает взаимодействие с металлическим катодом (вероятность P_1) с образованием электрона в счетчике (вероятность P_2). Эффективность равна произведению $P_1 \cdot P_2$. Зависимость эффективности от энергии γ -квантов показана на рис.9.3. Счетчики работают при напряжениях от 350-400 В (СТС) до 1200-1500 В (ВС, МС).

Сцинтилляционные счетчики. Под действием заряженных частиц в некоторых веществах (люминофорах) возникают вспышки света (сцинтилляции). Для усиления слабой вспышки используют фотоэлектронный умножитель.

Счетчики широко применяют для регистрации α -, β -, γ -излучения и нейтронов. Они отличаются высокой эффективностью регистрации не только тяжелых частиц, но и γ -квантов, малым разрешающим временем (порядка 10^{-6} с), обладают способностью различать излучения по видам и энергиям. Основным сцинтиллятором для регистрации γ -излучения является монокристалл NaI , активированный небольшими добавками таллия.

Сцинтилляционные счетчики медленных нейтронов имеют в составе люминофора нуклиды ^{10}B или ^{6}Li , обладающие большими сечениями реакций на тепловых нейтронах. Возбуждение люминофора происходит за счет образующихся α -частицы и ядра отдачи.

Полупроводниковые детекторы. Этот счетчик представляет собой пластинку из полупроводника (кремния, германия), в которой создан ($p-n$)-переход. К переходу прикладывается некоторая разность потенциалов в запорном направлении. При попадании ионизирующей частицы в зону ($p-n$)-перехода, происходит ионизация и регулируется электрический импульс во внешней цепи. Для работы счетчика необходимо внешнее напряжение 20-100 В и охлаждение, обычно до температуры жидкого азота -77 K . Основное преимущество полупроводниковых детекторов – высокое энергетическое разрешение.

9.3. Основы дозиметрии

Воздействие излучения на человека определяется ионизацией на атомно-молекулярном уровне. При небольшом воздействии ионизационные эффекты обратимы, клетки и ткани восстанавливают свое начальное состояние. При больших степенях воздействия наступают необратимые явления вплоть до гибели клеток, отмирания тканей и нарушения жизнедеятельности систем и органов. Особо следует отметить воздействие ионизирующей радиации на гены, в результате чего могут возникнуть наследственные (обычно патологические) изменения.

Правила техники безопасности устанавливают допустимые уровни облучения человеческого организма и обеспечивают меры контроля.

Рассмотрим основы физического контроля радиоактивных излучений. Основная характеристика радиоактивного источника – *активность*, т.е. число распадов в единицу времени. Единица активности в системе СИ – беккерель; $1\text{ Бк} = 1\text{ распад/с}$. Внесистемная единица – кюри; $1\text{ Ки} = 3,77 \cdot 10^{10}\text{ Бк}$.

Считают (в качестве постулата), что все изменения в облучаемом объекте определяются поглощенной энергией (дозой) радиоактивного излучения. В отношении живого организма постулат по-

глощенной дозы выполняется только в первом приближении, так как отклик тканей и органов на облучение определяется не столько дозой, сколько ее распределением на молекулярном уровне по чувствительным структурам живых клеток.

Основным параметром поля ионизирующего излучения является *поглощенная доза*, равная отношению поглощенной энергии к массе облучаемого вещества. Единица поглощенной дозы в системе СИ – грей; 1 Гр = 1 Дж/кг.

Отметим, что в радиометрии до 1980 г. широко использовали специальную величину – *экспозиционную дозу* γ -излучения и ее единицу – рентген. Экспозиционной дозе 1 Р соответствует $2,087 \cdot 10^9$ пар ионов, созданных радиоактивным излучением в 1 см³ воздуха. В СИ единицей экспозиционной дозы является кулон на килограмм.

Поскольку на образование одной пары ионов в воздухе затрачивается определенная энергия (примерно 34 эВ), между единицами имеет место приближенное соотношение: 1 Р = 8,8 мГр.

Эквивалентные дозы. Воздействие одной и той же дозы различных излучений (γ -квантов, нейтронов, заряженных частиц) не одинаково. Приведение доз к единой шкале биологического воздействия выполняют с помощью эквивалентной дозы

$$H = K_i D, \quad (9.2)$$

где K_i – «фактор качества».

Эквивалентная доза имеет единицу бэр, 1 бэр = 0,01 Дж/кг.

В зависимости от излучения фактор качества K_i имеет следующие значения:

γ -излучение, β -частицы	1	Быстрые нейтроны,	10
		α -частицы, протоны	
Медленные нейтроны	3	Осколки деления ядер	20

Предельно допустимая доза. Международные правила устанавливают безопасные дозы облучения при работе с источниками ионизирующего излучения. Основной норматив – 5 бэр в год для лиц, постоянно работающих в условиях облучения. Недельные нормы 100 мбэр. Для лиц, работающих с источниками излучения эпизодически, норма составляет 0,1, а для всего населения – 0,01 от основного норматива.

Глава 10. КОСМИЧЕСКИЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ

Явление радиоактивности свидетельствует о том, что химические элементы могут претерпевать взаимные превращения. Если рассмотреть какой-либо конкретный радиоактивный элемент, то по прошествии достаточно большого промежутка времени он должен полностью распасться, превратившись в стабильный химический элемент. Однако в земных горных породах находят радиоактивные элементы. Сам факт существования в нашу эпоху радиоактивных элементов неизбежно приводит к выводу о том, что эти элементы когда-то возникли и, возможно, образуются в настоящее время. В связи с этим можно полагать, что современный элементный и изотопный состав всех космических объектов, включая и Землю, отражает те процессы, которые связаны с переустройством космического вещества в прошлом, а также происходят и в настоящее время.

Астрономические наблюдения также свидетельствуют о том, что Вселенная непрерывно эволюционирует. Вместе с тем представляется естественным считать, что эволюционирует и космическое вещество. Эволюцию космического вещества можно понять, изучив эволюцию Вселенной, от которой это вещество неотделимо.

10.1. Большой взрыв и расширяющаяся Вселенная

В 1926 г. астроном Э.П.Хаббл, изучая движения галактик, экспериментально установил, что Вселенная расширяется, причем радиальная скорость разлета галактик прямо пропорциональна расстоянию до них. Таким образом, по закону Хабла

$$V = HR,$$

где H – коэффициент Хабла, в настоящее время $H = (2 \div 2,4)10^{-18} \text{ с}^{-1}$; R – расстояние до галактики.

Закон Хабла носит статистический характер, и коэффициент H определен лишь приближенно.

Поскольку Вселенная расширяется, значит, в далеком прошлом вся Вселенная была сосредоточена в очень малой области пространства. Используя современное численное значение коэффициента

Хабла, можно показать, что расширение Вселенной из этой малой области (сингулярности) началось примерно 12-15 млрд лет назад. Действительно, если какая-либо галактика находится теперь на расстоянии R и движется со скоростью V , то время ее движения, а следовательно, и возраст Вселенной

$$t = R/V = 1/H.$$

В 1962 г. теория Большого взрыва получила еще одно экспериментальное подтверждение: было обнаружено реликтовое излучение. Оно представляет собой электромагнитное излучение, заполняющее пространство Вселенной и оставшееся с того далекого времени, когда Вселенная занимала весьма малый объем и ее температура была исключительно высока.

Параметры реликтового излучения (интенсивность, изотропия) подтверждают теорию Большого взрыва.

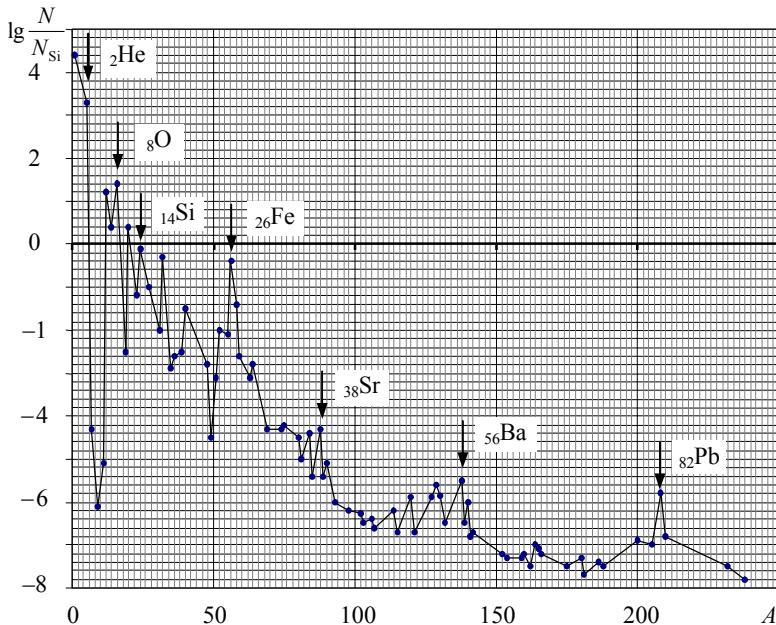
10.2. Распространенность химических элементов во Вселенной

Сведения об элементном и изотопном составе Вселенной получают в результате спектроскопического исследования излучения звезд, анализа вещественного состава метеоритов и на основании того, что известно о составе Земли и других планет Солнечной системы.

В спектрах Солнца и звезд обнаружены линии практически всех химических элементов, известных на Земле. Большинство звезд нашей Галактики состоят в основном из водорода. Остальные элементы, за исключением гелия, содержатся в довольно малых количествах, а элементы, тяжелее железа, совсем в ничтожных.

Кроме «водородных» звезд, которых в нашей Галактике подавляющее большинство, обнаружены «гелиевые» звезды, состоящие в основном из гелия. С другой стороны, водород практически отсутствует, например, в атмосфере белых карликов^{*}.

^{*} Белые карлики – особый класс звезд, сравнительно малых по размеру и имеющих высокую температуру.



Зависимость между космической распространностью химических элементов и их атомными числами

В атмосфере сверхновых звезд содержание водорода также меньше, чем в обычных звездах. Судя по спектроскопическим данным, в звезде Новый Геркулес также мало водорода, но зато много углерода, азота и кислорода.

Пока не представляется возможным оценить распространность элементов во Вселенной с достаточно высокой точностью. Однако можно принять, что распространность химических элементов в нашей Солнечной системе в первом приближении отражает состав Вселенной. Если исходить из относительной распространности химических элементов на Солнце и в метеоритах-хондриях, то можно получить сведения практически по всем элементам таблицы Менделеева. Соответствующие данные были получены в 1956 г. (Г.Юсс и Г.Юри) и уточнены в 1968 г. (А.Камерон).

На рисунке представлена полученная таким образом относительная распространность элементов. По оси абсцисс отложено

массовое число атомов A , по оси ординат – десятичный логарифм относительной (по отношению к кремнию) распространенности химических элементов. Прежде всего заметим, что в Солнечной системе доминируют водород и гелий, в то время как остальные химические элементы содержатся в количестве на несколько порядков меньшем. Это связано с тем, что в основном вещество Солнечной системы сосредоточено непосредственно в Солнце, а оно почти полностью состоит из водорода и гелия.

Далее отметим, что количество углерода и кислорода в нашей Солнечной системе имеет четко выраженный максимум по сравнению с соседними химическими элементами. Аналогичный максимум имеется для группы элементов Fe, Co, Ni, Cu, Zn. Более тяжелых элементов в Солнечной системе существенно меньше.

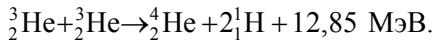
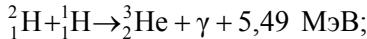
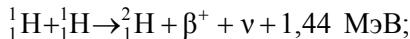
В настоящее время можно считать установленным, что максимумы распространенности элементов обусловлены энергией связи ядер, т.е. дефектом их масс. Действительно, при общей плавной зависимости энергии связи ядер от их массового числа (см. рисунок) на ней наблюдаются максимумы для изотопов ^{12}C , ^{16}O , ^{26}Mg , ^{28}Si , ^{56}Fe , ^{58}Ni .

10.3. Ядерные реакции синтеза в центральных областях звезд

В центральных областях звезд значения температуры могут достигать 10^7 K и более. Как показывают теоретические расчеты, при столь высоких значениях могут идти реакции синтеза ядер гелия из ядер водорода. Реакции синтеза являются источниками энергии Солнца и звезд. Однако вероятность одноактного образования ядра гелия при столкновении сразу четырех ядер водорода (протонов) исключительно мала. Поэтому принимается, что синтез ядер идет многостадийно, через промежуточные реакции.

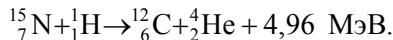
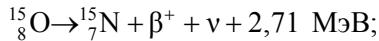
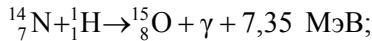
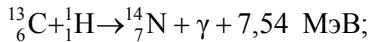
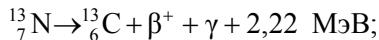
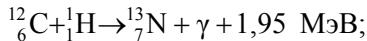
Для протекания многостадийных реакций синтеза необходимы такие значения температуры и давления, которые могут реализовываться в центральных областях звезд.

1. При температуре $10^6\text{-}10^7\text{ K}$ идет так называемый *протон-протонный цикл синтеза*. Этот цикл состоит из следующей последовательности реакций:



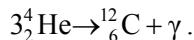
Можно заметить, что в результате протекания указанных реакций из четырех нуклонов образуется ядро гелия и выделяется значительная энергия. Предполагается, что именно эта реакция, в основном, определяет энергетику Солнца.

2. При несколько более высоких значениях температуры, превышающих 10^7 К, может идти *цикл Бете* (или *углеродно-азотный цикл*). Этот цикл состоит из шести реакций. Для протекания цикла необходимо присутствие небольшого количества ядер углерода, которые играют роль катализатора:



В результате всего цикла регенерируется ядро ${}_6^{12}\text{C}$ (катализатор) и из четырех протонов образуется ядро гелия.

3. При температурах более 10^8 К и плотности 10^3 г/см³ идет выгорание гелия согласно *реакции Сальпентера*



Условия для протекания реакции Сальпентера, как показывают расчеты, реализуются, например, в недрах звезд – красных гигантов. Образовавшиеся ядра ${}_6^{12}\text{C}$ могут поглотить ядро гелия, в результате чего образуется ${}_8^{16}\text{O}$. В свою очередь, ${}_8^{16}\text{O}$, присоединяя ядро гелия,

образует $^{20}_{10}\text{Ne}$. На изотопе $^{24}_{12}\text{Mg}$ этот процесс обрывается, так как развивающей этими реакциями температуры оказывается недостаточно, чтобы ядро гелия могло преодолеть кулоновский барьер ядра $^{24}_{12}\text{Mg}$:



4. После того, как в недрах звезды гелий практически выгорит, звезда начинает охлаждаться. Охлаждение сопровождается гравитационным сжатием, так как из-за понижения температуры уменьшается давление в центральных областях звезды. Сжимающаяся масса по инерции проскаивает равновесное состояние, и выделяющаяся гравитационная энергия нагревает центральные части звезд до температуры более 10^9 К. При этом одновременно резко возрастает плотность вещества звезды. Этот процесс завершается к концу активной жизни звезды. Оценки показывают, что продолжительность процесса весьма мала – 100-10000 лет. Звезда становится карликом. В недрах белых карликов, по-видимому, могут идти последовательные реакции присоединения ядер гелия к $^{24}_{12}\text{Mg}$, в результате чего образуется $^{28}_{14}\text{Si}$ и т.д., вплоть до ядер с атомными массами 50-60 (элементы группы железа). Образование более массивных ядер по этой схеме невозможно, поскольку именно на элементы таблицы Менделеева вблизи железа находится максимум удельной энергии связи ядер. Представления о механизме образования ядер химических элементов в недрах белых карликов косвенно подтверждаются наблюдениями особенно резких линий магния и кальция в спектрах некоторых звезд этого класса.

Таким образом, все перечисленные процессы, идущие при температуре от 10^7 до $4 \cdot 10^9$ К, могут объяснить происхождение химических элементов вплоть до атомных масс 50-60. Ядра химических элементов с атомными массами, большими указанного предела, не могут образовываться в недрах звезд из-за их сравнительно малой прочности. Более того, еще более существенное повышение температуры будет приводить не к синтезу более тяжелых ядер, а к разрушению имеющихся в звезде ядер, так как кинетические энергии сталкивающихся ядер будут превышать энергию связи нуклонов в ядре и, как следствие, к их разрушению.

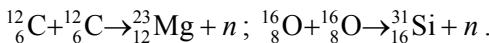
Таким образом, за счет рассмотренных выше процессов образование химических элементов тяжелее группы Fe, Ni, Co невозможно.

10.4. Проблема тяжелых элементов

В настоящее время известно несколько процессов, которые могут приводить к утяжелению ядер, начиная с группы Fe, Ni, Co. Рассмотрим эти процессы: *s*-процесс, *r*-процесс, *p*-процесс и *x*-процесс.

Процесс s (от английского слова slow – медленно) связан с последовательным поглощением нейтронов ядром и серией сопровождающих это поглощение β -распадов. Название процесса связано с тем, что захват нейтронов происходит медленно по сравнению с последующим β -распадом.

Для нейтронов не существует кулоновского барьера у ядер, поэтому процесс поглощения может быть весьма эффективным. Источником нейтронов становятся ядерные реакции, идущие в недрах звезды. Так, например, реакции горения углерода и кислорода, идущие по схеме



Эти реакции могут поставлять нейтроны, число которых при углерод-азотном цикле достигает 30 в расчете на одно ядро железа. Последовательное поглощение ядрами нейтронов может обеспечить синтез элементов тяжелее железа вплоть до атомной массы $M = 209$. Здесь процесс утяжеления обрывается, так как образуются ядра, подверженные α -распаду.

Может возникнуть вопрос, откуда могли взяться ядра железа в звезде с углеродно-азотным циклом? По-видимому, вещество звезды должно быть обогащено ядрами железа за счет акреции (присоединения) вещества другой звезды, погибшей во время взрыва и прошедшей стадии развития вплоть до образования ядер железа в своих недрах.

Процесс r (от английского слова rapid – быстро) предполагает, что нейтронные потоки столь велики, что вторичное поглощение нейтрона происходит раньше, чем ядро испытывает β -распад. Для эффективного протекания процесса необходимы плотности потока нейтронов 10^{24} - 10^{30} нейтрон/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$).

Такие плотности потока нейтронов могут обеспечить только взрывы сверхновых звезд. Поскольку при взрыве концентрация ней-

тронов быстро падает, то *r*-процесс эффективен только в момент взрыва. Расчеты показывают, что время реакции утяжеления ядер не превышает 100 с. При этом образуются такие ядра, как уран, торий и другие, с массовыми числами вплоть до 270. Более тяжелые ядра оказываются неустойчивыми и спонтанно делятся на осколки. Поскольку осколочное деление происходит быстрее, чем захват нейтронов, реакция обрывается.

Таким образом, процессы нейтронного захвата (*s*- и *r*-процессы) удовлетворительно объясняют появление большинства тяжелых элементов, ядра которых обогащены нейтронами. Однако среди тяжелых ядер имеются также и относительно богатые протонами, которые не могут образовываться ни одним из рассмотренных процессов. Для объяснения их существования был предложен так называемый *p*-процесс, т.е. процесс, связанный с участием в реакции протона.

Процесс p предполагает, что при достаточно высоких значениях температуры в недрах звезды $(2,5\text{-}3)10^9$ К могут протекать реакции (p,γ) , (γ,n) , приводящие либо к поглощению протона ядром, либо к фотоотщеплению от ядра нейтрона. Однако, даже учитывая *p*-процесс, не удается найти удовлетворительного объяснения существования в природных условиях всех известных изотопов, ядра которых обогащены протонами (^{74}Se , ^{78}Kr , ^{84}Sr , ^{92}Mo , ^{96}Ru , ^{108}Pd , ^{112}Sn), поэтому здесь необходимы дальнейшие исследования.

Процесс x предложен для объяснения существования в природных условиях дейтерия, лития, бериллия и бора. Ядра этих элементов имеют малую энергию связи и по этой причине в высшей степени неустойчивы в звездных недрах. Ядра таких элементов должны полностью сгорать в термоядерных реакциях, идущих в центральных областях звезд. Таким образом, образование этих ядер должно происходить вне зоны термоядерного синтеза.

В настоящее время принято считать, что наиболее вероятным процессом, приводящим к образованию перечисленных выше элементов, являются реакции скальвания, т.е. расщепление ядер средней массы за счет воздействия космического излучения. Последовательная теория реакций складывания еще не создана.

Сочетание всех рассмотренных процессов образования ядер качественно, а в отдельных случаях и количественно объясняет на-

блюдаемую распространенность химических элементов. Отметим, что для образования ядер вплоть до конца таблицы Менделеева требуется участие нескольких поколений звезд, причем по мере «старения» Галактики в ней накапливается все больше тяжелых элементов.

РЕКОМЕНДАТЕЛЬНЫЙ БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

Основной

- Иродов И.Е.* Атомная и ядерная физики: Сборник задач. СПб: Лань, 2010. 288 с.
Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: В 3 т. СПб: Лань, 2009. Т.1, 384 с.; т.2, 336 с.; т.3, 389 с.
Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. М.: Атомиздат, 1965. 712 с.
Савельев И.В. Курс общей физики. СПб: Лань, 2009. Т.3. 320 с.
Сивухин Д.И. Сборник задач по общему курсу физики. СПб: Лань, 2009. 1104 с.
Широков Ю.М. Ядерная физика / Ю.М.Широков, Н.П.Юдин М.: Наука, 1973. 584 с.
Ядерная физика: Метод. указания по выполнению лабораторного практикума / Под ред. В.Л.Федорова; Ленинградский горный институт. Л., 1979. 54 с.

Дополнительный

- Абрамов А.И.* Основы ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1983. 270 с.
Аризыбашев В.А. Ядерно-геофизическая разведка. М.: Атомиздат, 1972. 346 с.
Вальтер А.К. Ядерная физика / А.К.Вальтер, И.И.Залюбовский. Харьков: Высш. школа, 1974. 387 с.
Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности. М.: Атомиздат, 1977. 206 с.
Мейер В.А. Методы ядерной геофизики / В.А.Мейер, П.А.Ваганов, Г.А.Пшеничный. Л.: Изд-во ЛГУ, 1988. 373 с.
Немец О.Ф. Справочник по ядерной физике / О.Ф.Немец, Ю.В.Гофман. Киев: Наукова думка, 1975. 413 с.
Сборник задач по ядерной физике / С.В.Скачков, Л.В.Константинов, Р.П.Строганова и др. М.: Гос. изд-во теоретико-техн. лит-ры, 1958. 164 с.
Соботович Э.В. Изотопная космохимия. М.: Атомиздат, 1974. 203 с.
Evidance for the radioactive decay of Ra226 by C14 emission / E.Hourani, M.Hussonois, L.Stab, L.Brillard et all. // Phis. Lett. 1985. B.160. N 6. P.375-379.
Spontaneous C14 emission from Ra223 / W.Kutschera, I.Ahmad, S.Armato et all // Phis. Rev. C. Nucl. Phis. 1985. V.32. N 6. P.2036-2042.

ПРИЛОЖЕНИЯ

1. ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

Физическая постоянная	Обозначение	Значение
Постоянная (число) Авогадро	N_A	$6,02 \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹
Постоянная Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
Элементарный заряд	e	$1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл
Скорость света в вакууме	c	$3,00 \cdot 10^8$ м/с
Постоянная Планка	h	$6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
	$\hbar = h/2\pi$	$1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Постоянная тонкой структуры	$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c^2}$	1/137
Классический радиус электрона	$r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$	$2,82 \cdot 10^{-15}$ м

2. МНОЖИТЕЛИ И ПРИСТАВКИ ДЛЯ ОБРАЗОВАНИЯ ДЕСЯТИЧНЫХ КРАТНЫХ И ДОЛЬНЫХ ЕДИНИЦ И ИХ НАИМЕНОВАНИЯ

Приставка		Множитель	Приставка		Множитель
Наименование	Обозначение		Наименование	Обозначение	
гига	Г	10^9	милли	м	10^{-3}
мега	М	10^6	микро	мк	10^{-6}
кило	к	10^3	нано	н	10^{-9}
деци	д	10^{-1}	пико	п	10^{-12}
санти	с	10^{-2}			

3. МАССЫ АТОМОВ ЛЕГКИХ ИЗОТОПОВ

Изотоп	Символ	Масса, а.е.м.	Изотоп	Символ	Масса, а.е.м.
Нейтрон	${}_0^1n$	1,00867	Бор	${}_5^{10}B$	10,01294
Водород	${}_1^1H$	1,00783	Углерод	${}_5^{11}B$	11,00930
	${}_1^2H$	2,01410		${}_6^{12}C$	12,00000
	${}_1^3H$	3,01605		${}_6^{13}C$	13,00335
Гелий	${}_2^3He$	3,01603	Азот	${}_6^{14}C$	14,00324
	${}_2^4He$	4,00260		${}_7^{14}N$	14,00307
Литий	${}_3^6Li$	6,01513	Кислород	${}_8^{16}O$	15,99491
	${}_3^7Li$	7,01601		${}_8^{17}O$	16,99913
Бериллий	${}_4^7Be$	7,01693			
	${}_4^9Be$	9,01219			

4. МАССА И ЭНЕРГИЯ ПОКОЯ НЕКОТОРЫХ ЧАСТИЦ

Частица	Масса m_0		Энергия, запасенная в массе покоя, E_0	
	кг	а.е.м.	Дж	МэВ
Электрон	$9,11 \cdot 10^{-31}$	0,00055	$8,16 \cdot 10^{-14}$	0,511
Протон	$1,672 \cdot 10^{-27}$	1,00728	$1,50 \cdot 10^{-10}$	938
Нейтрон	$1,675 \cdot 10^{-27}$	1,00867	$1,51 \cdot 10^{-10}$	939
Дейтрон	$3,35 \cdot 10^{-27}$	2,01355	$3,00 \cdot 10^{-10}$	1876
α -частица	$6,64 \cdot 10^{-27}$	4,00149	$5,96 \cdot 10^{-10}$	3733

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. Атомное ядро. Основные характеристики и свойства.....	6
1.1. Начальные исследования явления радиоактивности.....	6
1.2. Открытие ядра атома	9
1.3. Открытие нейтрона.....	10
1.4. Состав и основные характеристики атомного ядра.....	12
1.5. Размеры атомных ядер.....	14
1.6. Масса ядра и энергия связи нуклонов в ядре	15
Глава 2.Общие закономерности явления радиоактивности	18
2.1. Радиоактивный распад ядер. Основной закон радиоактивного распада	18
2.2. Статистика радиоактивных распадов	20
2.3. Уравнение радиоактивного равновесия.....	21
2.4. Классификация самопроизвольных распадов ядер	22
2.5. Диаграмма атомных ядер.....	27
2.6. Радиоактивные семейства.....	28
2.7. Задачи	32
Глава 3. Естественная радиоактивность.....	34
3.1. Альфа-распад	34
3.2. Бета-минус-распад	43
3.3. Бета-плюс-распад.....	47
3.4. Электронный захват (e -захват)	48
3.5. Явление конкуренции радиоактивного распада различных типов	49
3.6. Гамма-излучение ядер	51
3.7. Явление ядерной изомерии.....	52
3.8. Внутренняя конверсия электронов	53
3.9. Определение возраста горных пород радиоактивными методами	54
3.10. Спонтанное деление ядер и треки, наблюдаемые в минералах.....	56
3.11. Ядерные реакции, вызванные космическим излучением и протекающие в атмосфере Земли.....	58
3.12. Распределение урана и тория по объему Земли.....	60
3.13. Задачи	61
Глава 4. Взаимодействие заряженных частиц с веществом	63
4.1. Основные особенности взаимодействия заряженных частиц с веществом	63

4.2. Ионизационные потери энергии заряженной частицей при прохождении через вещество	66
4.3. Упругие взаимодействия тяжелых заряженных частиц с ядрами атомов.....	68
4.4. Движение бета-минус-частиц в веществе.....	68
4.5. Длина пробега заряженной частицы в веществе	70
4.6. Задачи	72
Глава 5. Взаимодействие гамма-излучения с веществом.....	73
5.1. Понятие сечения взаимодействия.....	74
5.2. Фотоэффект	76
5.3. Рассеяние гамма-квантов.....	79
5.4. Процесс рождения электрон-позитронных пар.....	82
5.5. Эффект Мёссбауэра	84
5.6. Общая характеристика взаимодействия гамма-излучения с веществом.....	88
5.7. Гамма-гамма-каротаж скважин	89
Глава 6. Взаимодействие нейтронов с веществом.....	90
6.1. Общая характеристика взаимодействия	90
6.2. Неупругое рассеяние нейтронов.....	91
6.3. Упругое рассеяние нейтронов	91
6.4. Ядерные реакции, идущие под воздействием нейтрона.....	92
6.5. Захват нейтрона ядром	92
6.6. Полное сечение взаимодействия нейтрона с веществом	93
6.7. Понятие о нейтронно-активационном анализе.....	94
Глава 7. Ядерные реакции	95
7.1. Некоторые особенности протекания ядерных реакций.....	95
7.2. Классификация ядерных реакций.....	96
7.3. Общие закономерности ядерных реакций.....	98
Глава 8. Ядерная энергетика	99
8.1. Реакции деления ядер	99
8.2. Цепная реакция. Параметры цикла.....	101
8.3. Управляемая реакция деления	103
8.4. Устройство ядерных реакторов	104
8.5. Бридеры	105
8.6. Термоядерный синтез	105
Глава 9. Источники и детекторы радиоактивных излучений.....	107
9.1. Источники излучений	107

9.2. Детекторы ионизирующих излучений.....	109
9.3. Основы дозиметрии.....	117
Глава 10. Космический нуклеосинтез	119
10.1. Большой взрыв и расширяющаяся Вселенная.....	119
10.2. Распространенность химических элементов во Вселенной.....	120
10.3. Ядерные реакции синтеза в центральных областях звезд	122
10.4. Проблема тяжелых элементов	125
Рекомендательный библиографический список.....	127
Приложения.....	128
1. Основные физические постоянные	128
2. Множители и приставки для образования десятичных кратных и дольных единиц и их наименования	128
3. Массы атомов легких изотопов	129
4. Масса и энергия покоя некоторых частиц.....	129

Учебное издание

**МУСТАФАЕВ Александр Сеит-Умерович
ПЩЕЛКО Николай Сергеевич**

ВВЕДЕНИЕ В ЯДЕРНУЮ ФИЗИКУ

Учебное пособие

Редактор и корректор *И.В.Неверова*
Компьютерная верстка *В.И.Кашиной*
Обложка *Н.Н.Седых*

Лицензия ИД № 06517 от 09.01.2002

Подписано к печати 00.08.13. Формат 60×84/16. Усл.печ.л. 0. Усл.кр.-отт. 0.
Уч.-изд.л. 0. Тираж 500 экз. 1-й завод 200 экз. Заказ 0. С 0.

Национальный минерально-сырьевой университет «Горный»
РИЦ Национального минерально-сырьевого университета «Горный»
Адрес университета и РИЦ: 199106 Санкт-Петербург, 21-я линия, 2