Б.Г. Ахметова, Ф.Б. Белисарова, А.С. Таукенова

**ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА**

**Учебное пособие**

Алматы 2013

ББК

УДК номер

**Рецензенты:**

Кандидат физика-математических наук, доцент Н.Б. Кадыров

Доктор физико-математических наук, профессор А.А. Беков

**Б.Г. Ахметова, Ф.Б. Белисарова, А.С. Таукенова**

Ядерная физика: Учеб.пособие / Б.Г. Ахметова, Ф.Б. Белисарова, А.С. Таукенова . – Алматы: Қазақ университеті, 2013. – 144 с.

В учебном пособии рассматриваются свойства атомных ядер и элементарных частиц, закономерности явлений, связанных с ядерно-физическими процессами в рамках общего курса физики.

Учебное пособие рекомендуется для студентов и научных сотрудников университетов.

**CОДЕРЖАНИЕ**

|  |  |
| --- | --- |
| **ВВЕДЕНИЕ. Основные этапы развития физики ядра и элементарных частиц. Масштабы явлений микромира** | 5 |
|  |  |
| **Глава I. Свойства стабильных ядер и ядерных сил** | 12 |
| **§1.1Опыт Резерфорда по рассеянию α-частиц. Ядро как система взаимодействующих протонов и нейтронов. Заряд ядра. Массовое число и масса ядра. Изотопы. Изобары. Энергия связи ядра. Магические числа. Стабильные и радиоактивные ядра** | 12 |
| **§1.2 Спин и магнитный момент ядра. Ядерный магнетон. Статические мультипольные моменты ядер. Электрический квадрупольный момент ядра. Квантомеханическое описание ядерных состояний, четность волновой функции. Свойства симметрии волновой функции для тождественных части** | 22 |
| **§1.3 Зарядовая независимость ядерных сил** | 36 |
|  |  |
| **Глава II. Радиоактивность** | 40 |
| **§2.1 Естественная и искусственная радиоактивность. Статистический характер распада. Закон радиоактивного распада** | 40 |
| **§2.2 Основной закон радиоактивного распада** | 42 |
| **§2.3 Альфа-распад. Спектры α-частиц. Зависимость периода α-распада от энергии α-частиц. Элементы теории α-распада. Туннельный эффект. Определение размеров ядер по данным α-распада** | 44 |
| **§2.4 Закон сохранения момента количества движения** | 47 |
| **§2.5 Зависимость периода полураспада от энергии вылетающих α-частиц** | 50 |
| **§2.6 β-распад. Виды β-распада. Энергетические спектры электронов. Экспериментальное доказательство существование нейтрино. Элементы теории β-распада. Понятие о слабых взаимодействиях. Разрешенные и запрещенные β-переходы. Несохраненные четности в β-распаде. Проблемы массы нейтрино** | 55 |
| **§2.7** **Энергетический спектр электронов** | 59 |
| **§2.8 Первоначальная теория β-распада** | 63 |
| **§2.9 γ-излучения ядер. Электрические и магнитные переходы. Правила отбора по моменту и четности для γ-переходов. Вероятности переходов для различных мультиполей. Ядерная изомерия. Внутренняя конверсия. Эффект Мёесбауэра и его применение в физике и технике** | 69 |
| **§2.10 Эффект Мёесбауэра и его применение в физике и технике** | 75 |
|  |  |
| **Глава III. Модели ядер** | 80 |
| **§3.1 Капельная и оболочечная модели ядер** | 80 |
|  |  |
| **Глава IV. Ядерные реакции** | 87 |
| **§4.1 Механизмы ядерных реакций (модели)** | 90 |
|  |  |
| **Глава V. Деление ядер** | 92 |
| **§§5.1 Основные экспериментальные данные о делении. Элементарная теория деления. Параметр делимости. Спонтанное деление. Деление изотопов урана под действием нейтронов. Цепная реакция. Коэффициент размножения** | 92 |
| **§5.2 Замедление и диффузия нейтронов** | 100 |
|  |  |
| **Глава VI. Ядерная энергетика** | 103 |
| **§6.1 Возможность использования энергии деления ядер. Цепная реакция деления. Ядерные реакторы** | 110 |
| **§6.2 Нестационарные режимы и управление цепной реакцией** | 112 |
| **§6.3 Ядерные реакторы** | 113 |
|  |  |
| **Глава VII. Синтез легких ядер. Ядерные реакции в звездах. Проблемы управляемого термоядерного синтеза** | 117 |
| **§7.1 Термоядерные реакции в лабораторных условиях** | 121 |
| **§7.2 Ядерные реакторы** | 123 |
| **Глава VIII. Элементарные частицы** | 125 |
| **§8.1 Классификация элементарных частиц** | 135 |
|  |  |
| **Глава IX. Космические лучи** | 138 |
| **§9.1 Взаимодействие КЛ с атмосферой Земли** | 143 |

**ВВЕДЕНИЕ**

**Основные этапы развития физики ядра и элементарных частиц. Масштабы явлений микромира**

Ядерная физик – наука о строении ядра, свойствах ядерных сил, измерений и превращений ядер при распаде и ядерных реакциях, о взаимодействии ядерного излучения с веществом и о элементарных частицах – одна из самых молодых наук. Это наука XX века.

Ее предистория начинается с 1896 г., когда французский ученый Беккерель открыл естественную радиоактивность. Исследуя характер отклонения излучения в магнитном поле. Резерфорд показал, что они состоят из 3-х различных компонент: α, β, γ-лучей.

В 1904 г. английский физик Джозеф Джон Томсон предложил первую модель атома, согласно которой атом представляет собой положительно заряженный шар размером 10-10 м со взвешенными внутри него электронами.

В модели Томсона предполагалось, что вещество в атоме распределено равномерно по сфере диаметром Å. Это вещество заряжено положительно в нем «плавают» элементы. Колебательное движение элементов возбуждает в пространстве электромагнитные волны.

Эта модель казалась более или менее удовлетворительной до тех пор, пока в 1909г. она не вступила в противоречие с результатами опытов по рассеянию α-частиц на тонких металлических фольгах (Резерфорд).

В 1911 г. Резерфорд предложил новую модель атома, согласно которой атом представлял собой центральное положительное заряженное ядро очень малых размеров (10-14 м) с распределенными вокруг него на относительно больших расстояниях (10-10 м) электронами. Так как, масса электронов очень мала, то вся масса атома сосредоточена в ядре. Год создание ядерной модели атома можно считать годом рождения ядерной физики.

Однако с точки зрения классической физики ядерная модель имеет существенный недостаток, она противоречит двум очень существенным экспериментальным результатам: устойчивости атомов и дискретному характеру атомных спектров.

Для устранения противоречия датский ученый Н.Бор в 1913 г. предложил новую квантовую теорию атомных процессов.

Постулаты Бора:

1. Электрон в атоме может находиться только в некоторых определенных устойчивых состояниях, которые называются стационарными. Находясь в стационарных состояниях, атом не излучает (этим постулатом утверждается неприменимость классической теории).
2. hν=En – Em. Атом излучает только при переходе из одного стационарного состояния в другое ( условие частот Бора).
3. Из всех возможных состояний в атоме осуществляются только те, для которых момент количества движения равен целому числу (условие квантования орбит).

Однако в самой основе теории Бора оставалась трудность: почему при описании атома нужно отказываться от классических представлений.

Эта трудность была преодолена только в 1926 г. после создания Гейзенбергом и Шредингером последовательной теории – квантовой механики. Согласно квантовой механике нельзя говорить о траекториях элементов и других микрочастиц, так как нельзя одновременно точно знать положение и скорость частиц – положение элемента в атоме определяется с некоторой вероятностью, которая задается волновой функцией, являющейся решением волнового уравнения.

1919 г. – расщепление ядер – Резерфорд открытие протона.

Модель ядра: A протонов, (A-Z) электронов. Вокруг ядра вращаются Z электронов в пределах расстояния 10-10 м. Однако предположения о существовании в ядре электронов наталкивались на непреодолимые теоретические трудности.

Известно, что кроме массы и заряда элементарные частицы характеризуются и другими свойствами, в частности собственным моментам количества движения (спином), который измеряется в единицах , и магнитным моментом. Существование спина и магнитного момента у элементарной частицы, например у электрона, можно условно представить виде заряженного волчка, вращающегося вокруг собственной оси. При этом в отличие от классического волчка, который может иметь любое значение механического момента, спин электрона имеет только одно значение . собственный магнитный момент электрона также имеет только одно значение (магнетон Бора). Знак магнитного момента электрона отрицателен, то есть его направление противоположно направлению спина.

Понятие спина элемента было введено в 1925 г. для объяснения тонкой структуры атомного излучения. В дальнейшем для объяснения сверхтонкой структуры оптических спектров было высказано предложение о существовании спина и магнитного момента у ядер. При этом ввиду чрезвычайной малости сверхтонкого расщепления магнитный момент ядра должен быть примерно в 103 меньше магнитного момента электрона. Последующие измерения показали, что протон имеет спин и положительный магнитный момент = , где . Измерения показали, что магнитный момент других ядер близки по абсолютному значению к значению и сильно отличаются от значения магнитного момента электрона. Это серьезный аргумент против протон - электронного модели ядра. Значения спинов ядер также противоречат этой модели. Например, дейтон (2p, 1e) может иметь только полуцелое значение спина (). Опыт же дает для спина дейтона значение По этим и некоторым другим соображениям стало ясно, что в составе ядра атома не может быть электронов. Однако, ядро не может состоять из одних протонов.

В 1932 г. были открыты нейтроны. Сразу же после этого открытия независимого Гейзенбергом и Иваненко была высказана гипотеза о протонно-нейтронном строении ядра, которая полностью разрешила трудности протон - электронной модели.

Возник вопрос, какие силы удерживают протоны и нейтроны в ядре, какова их природа. Так как нейтрон не имеет заряда, эти силы не могут быть электрическими. Стало ясно, что кроме известных ранее кулоновских и гравитационных сил, должны существовать новые – ядерные силы. Возник вопрос о природе этих сил. С открытием нейтрона по существу начался новый этап в развитии науки о ядре.

В конце 1932 г. в космических лучах Андерсоном и Милликеном был открыт позитрон. Его существование было предсказано Дираком в 1928 г. в результате анализа релятивистского квантово механического уравнения для электрона. В лабораторных условиях e+ впервые наблюдал Жолио-Кюри, который в 1934 г. обнаружил возникновение искусственной позитронной радиоактивности при облучении легких ядер α-частицами. Искусственную электрическую радиоактивность вскоре после этого ( в том же 1934 г.) обнаружил Ферми при облучении ядер нейтронами.

В 1931 г. Паули теоретически предсказал существование ν (). Необходимость существование этой частицы вытекает из энергий рассмотрения процесса β-распада. Ввиду особых свойств (z=0, m=0, µ=0) нейтрино чрезвычайно трудно наблюдать, поэтому очень долго физики располагали лишь косвенными доказательствами существования этой частицы. Прямой опыт на регистраций ν был поставлен только в 1953 г. Рейнесом и Коуэном.

1938 г. – e-захват, Альварец.

Для того, чтобы на основе гипотезы о нейтрино построить последовательную теорию β-распада. Ферми предложил наличие нового типа взаимодействия частиц – так называемого β-взаимодействия (слабое взаимодействие). n→p+e-+π.

В 1934 г. советский физик Тамм И.В. показал, что из факта существования такого распадного взаимодействия должно вытекать существование некоторого потенциала между n и p. Казалось естественным считать, что механизм обмена зарядами заключается в передаче некоторых частиц – квантов ядерного поля от одного нуклона к другому. Однако, как показал сам Тамм, известные в то время легкие частицы – e- и ν не могли быть квантами ядерного поля.

В 1935 г. идея Тамма была развита японским физиком, Юкавой, который показал, что для объяснения малого радиуса действия ядерных сил и других их свойств нужно предположить, что при взаимодействии нуклоны обмениваются заряженными или нейтральными частицами с массой (200-300) .

В 1938 г. при изучении состава космических лучей был открыт мюон частица с массой 207 и временем жизни 2∙10-6 с. Изучение свойств мюона показал, что он является ядернопассивной частицей и поэтому не может быть ядерным квантом.

Только в 1947 г. Пауэллом в космических лучах были обнаружены ядерно-активные частицы – π-мезоны. Они встречаются в виде π+ , π- и π0 –мезонов. Масса -мезонов 273, спин = 0, время жизни около 10-8 с. Для π0 –мезона масса 246, время жизни 10-16с.

Очень важное направление ядерной физики родилось в самом начале 30-х годов. В это время Ван де грааф изобрел электростатический генератор, Лоурене-циклотрон, а Кокрофт и Уолтон – каскадную ускорительную трубку. В 1932 г. Кокрофт и Уолтон впервые наблюдали расщепление ядер лития под действием искусственно ускоренных частиц (протонов).

Открытие в 1944 г. советским ученым Векслером и независимо в 1945 г. американским ученым Мак-Милланом принципа автофазировки позволило существенно повысить максимально энергию ускорения.

В настоящее время построены и действуют ускорители на сотни тысячи ГэВ, построены ускорители, работающие по принципу встречных пучков. Развитие ускорительной техники позволило физикам взяться за решение трудностей задачи ядерной физики – изучение проблемы ядерных сил.

Пятидесятые годы были ознаменованы крупнейшими достижениями в области методики регистраций частиц, которые позволили сделать много важных открытии. При помощи изобретенных эмульсионной и пузырьковой камер были обнаружены (сначала в космических лучах, а затем на ускорителях) новые нестабильные частицы: К-мезоны, гипероны. При помощи жидкого сцинтиллятора большого объема было зарегистрировано взаимодействие нейтрино с протонами, то есть экспериментально доказано существование этой частицы. Наконец с помощью черенковских и сцинтилляционных счетчиков были открыты антипротон (1955 г.) и антинейтрон (1956 г.).

Открытие нейтрона и изучение его взаимодействия с веществом привели к одному из величайших достижений ядерной физики – открытию деления урана (1938 г. Ган и Штрассман). Процесс деления сопровождается испусканием вторичных нейтронов и освобождением большого количества энергий. Вторичные нейтроны создают возможность получить цепную реакцию, сопровождающуюся получением огромного количества энергии. Первый ядерный реактор был запущен в США под руководством итальянского физика Э.Ферми в декабре 1942 г. Через 4 года в СССР аналогичная проблема была совершенно независимо решена заново: 25 декабря 1946 г. в Москве был запущен первый на материке Европы и Азии ядерный реактор.

В настоящее время атомная энергия широко применяется в народном хозяйстве. Задачей ближайших лет является основание еще более мощных ресурсов энергий, заключенных не в тяжелых, а в легких ядрах H, H2, H3 и других – термоядерной энергии.

Мир элементарных частиц непрерывно расширял свои границы: были открыты гипероны, было обнаружено существование двух различных типов нейтрино: нейтрино электронных и нейтрино мюонных. Огромное значение для науки имело открытие несохранение четности в слабых взаимодействиях и спиральности нейтрино.

В настоящее время обнаруживаются все новые и новые частицы, относящиеся к классу так называемых резонансов, со временем жизни 10-22 - 10-23 с, распадающихся на несколько известных ранее частиц с гораздо большим временем жизни.

В последние годы произошел качественный сдвиг в понимании того, что такое элементарная частица. Опыты развеяли представление об элементарной частице, как о чем-то вечном, неизменном, неразделимом. Оказалось, что все элементарные частицы могут и умирать, превращаясь в другие элементарные частицы.

Частицы могут превращаться в излучение, и наоборот, световые кванты могут порождать частицы. Оказалось, что элементарные частицы сами обладают сложной структурой.

В области теорий наиболее выдающимися результатами 70-годов является дальнейшее развитие единой теорий электрослабых взаимодействий, создание 4-х кварковой модели и успешное развитие квантовой хромодинамики (сильное взаимодействие между кварками).

Сейчас предпринимаются попытки построения так называемого «великого объединения» - теории, объединяющий сильные, электромагнитные и слабые взаимодействия.

Масштабы физических величин в микромире

Исследования явлений в микромире показывают, что атомы и элементарные частицы подчиняются закономерностям, в значительной мере отличающимся от закономерностей макромира. В ядерной физике изучаются явления, происходящиеся на очень малых расстояниях и при очень больших энергиях, приходящихся на одну частицу.

Вместе с тем не следует думать, что макромир и микромир разделены строгой и нерушимой границей, по одну сторону которой действуют одни законы, а по другую – другие. Законы микромира распространяются и на макромир, законы макромира являются частными или предельными случаями более общих законов микромира.

Рассмотрим масштабы величин, характерных для мира элементарных частиц.

Длина. Поперечник атома 10-10 м=1Å. Эта величина характеризует радиус орбиты наружных электронов. Размеры ядра в 104÷105 раз ˂ размеров атома и по порядку величины равны 10-14 - 10-15 м. 1 Ферми = 10-15 м. В проведенных до настоящего времени экспериментах удалось различать расстояние до 0,1 Ферми.

Энергия и масса. Для энергий во всей ядерной физике используется только одна, причем внесистемная, единица – эВ.

1 эВ = 1,6∙10-19 Дж = 1,6∙10-22 эрг

Энергии 1эВ характерны для атомной физики, а для ядерной слишком малы. Поэтому используются производные единицы кэВ, МэВ, ГэВ (гигаэлектронвольт, встречаются также старое обозначение БэВ биллиэлектронвольт), ТэВ (тэраэлектронвольт).

1 кэВ = 103 эВ, 1 МэВ = 106 эВ, 1 ГэВ = 109 эВ, 1 ТэВ= 1012 эВ

Для ядер атомов наиболее характерны энергии 1МэВ. Например, энергия в несколько МэВ (около 10) обычно нужна для того, чтобы вырвать из ядра протон или нейтрон. В отдельных случаях приходиться иметь дело с более низкими энергиями, так, вылетающие из ядра γ-кванты часто имеют энергию сотни и даже десятка кэВ, а иногда и ниже. При энергий столкновения ˃ 1 МэВ становится возможным, рождение электронов (в паре с позитронами). При энергиях до 150 МэВ происходит энергичное разрушение ядер, но составляющие их элементарные частицы остаются неизменными. При энергиях ˃ 150 МэВ начинается рождение новых частиц, сначала сравнительно легких (пионы), а затем все более и более тяжелые.

Масса отражает инертные и гравитационные свойства частиц. массой определяется также имеющийся в частице запас энергии. Согласно теории относительности полная энергия тела, движущийся со скоростью V, равна

При V˂˂c,разложив по степеням V/c, получим

Тело с массой покоя обладает запасом так называемой собственной энергии .

Масса ядра и атома измеряется в а.е.м.

1 а.е.м.=

Массы элементарных частиц часто измеряются в энергетических единицах. Самым главным для приложений выводом из теории относительности является знаменитое соотношение Эйнштейна: , которое отражает эквивалентность массы и энергии. В таблицах массы элементарных частиц приводятся всегда в энергетических единицах (МэВ). Переход к энергетическим единицам здесь не является прихотью, а обусловлен тем, что при столкновениях частиц высоких энергий происходит рождение и взаимопревращение частиц, а необходимая для таких превращений энергия как раз определяется соотношением . Если в таблице для элементарных частиц для пиона стоит цифра 140 МэВ, то это и есть энергия, необходимая для его рождения. А если в таблице поставить массу в г, то ее каждый раз надо будет пересчитывать на энергию.

Скорость. Абсолютным пределом скоростей всех движений является скорость света в вакууме: никакие сигналы, никакие тела не могут обладать скоростью, превышающий скорость света в вакууме: с=3∙108 м/с. С такой скоростью распространяются электромагнитные волны и не имеющие массу нейтроны. Другие элементарные частицы, обладающие массой, могут иметь скорость, сколь угодно близкую с с, но всегда меньше её.

Скорости элементарных частиц могут быть сравнимы со скоростью света, с чем никогда не приходится встречаться в макромире. Скорость света и выбирают в качестве величины, характеризующей масштаб скоростей в микромире β=V/c.

Вычисления в ядерной физике существенно упрощаются при введении двух весьма удобных численных констант. Одна из них – постоянная тонкой структуры (в системе СИ это безразмерная величина) ; другая величина

Время. В мире, где расстояние измеряется в единицах Ферми, а скорости в долях скорости света, масштаб времени протекания явлений должен существенно отличатся от привычного нам. Важнейшим масштабным понятием в ядерной физике является характерное время или что то же самое время пролета. Например, Rядра 5∙10-14 м, скорость p и n в нем 107 м/с (1/30 с) , ,

Время с называют ядерным временем, им определяется временной масштаб в мире элементарных частиц.

Момент количества движения. Квантовой единицей момента количества движения является величина ħ.

ħ=1,054∙10-27эрг∙с=1,054∙10-34Дж∙с. Изменение момента всегда должно быть кратно ħ.

**Глава I. Свойства стабильных ядер и ядерных сил**

**§1.1 Опыт Резерфорда по рассеянию α-частиц. Ядро как система взаимодействующих протонов и нейтронов. Заряд ядра. Массовое число и масса ядра. Изотопы. Изобары. Энергия связи ядра. Магические числа. Стабильные и радиоактивные ядра**

Каждый атом обладает отрицательно заряженной электронной оболочкой и положительно заряженным атомным ядром. В ядре сосредоточена почти вся ( >99,95 %) масса атома. С точки зрения атомных масштабов ядра обладают ничтожно малыми размерами и колоссальной прочностью. Размеры ядер имеют (10-1410-15)м, в то время как для электронных оболочек характерны длины 10-10 м. для отрыва обоих электронов от атома Heобходима энергия 79 эВ, а на разрыв ядра на составные части необходима в сотни тысяч раз большая энергия 28106 эВ.

Такое различие масштабов является причиной резкого качественного разграничения явлений атомной ядерной физики. В атомной физике имеют дело со столь большими расстояниями, что ядро всегда можно представить как заряженную материальную точку. В ядерной физике имеют дело со толь высокими энергиями, что почти всегда можно пренебречь влияниями процессов, происходящих в электронных оболочках, на структуру ядра и протекание ядерных реакций.

Существование в атоме тяжелого положительного заряженного ядра было открыто Резерфордом и его сотрудниками в 1906-1912 гг. при изучении прохождения α-частиц с энергией в несколько МэВ через тонкие пленки Au и некоторых других металлов. Единственными источниками α-частиц тогда были препараты естественных α-радиоактивных элементов:Ra, Po и некоторых других. Опыты Резерфорда показали, что при прохождений через пленки толщиной в несколько тысяч межатомных расстояний некоторые (очень не многие) частицы резко изменяют направление своего движения, в то время как подавляющее большинство частиц почти не отклоняются от своего пути. Например, при прохождении слоя Au толщиной 0,6 мкм в среднем одна частица из 20 000 отклонялась на угол 90. Резерфорд пришел к выводу, что такие резкие отклонения для тяжелых частиц, движущихся со скоростью, всего лишь в 20 раз < с, можно объяснить только тем, что основная масса материи не распределена равномерно по объему вещества, а сконцентрирована в отдельных плотных прочных ядрах – сгустках, разделенных большими промежутками пустого пространства. При этом поскольку атомы в твердом теле почти вплотную прилегают друг к другу, ядерную структуру пришлось приписать самим атомом. Предположив, что почти вся масса атома сосредоточена в положительно заряженном ядре, имеющих ничтожно малые размеры, Резерфорд рассчитал теоретически, какие доли от общего числа частиц будут рассеиваться в различные интервалы углов. Результаты этих расчетов оказались прекрасно совпадающими с опытными данными, если абсолютную величину заряда считать = ze.

Посмотрим теперь, до какого верхнего предела результаты опытов Резерфорда ограничивают размеры ядра. Для этого оценим минимальное расстояние, на которое может подойти к ядру Au α-частица с E=5 МэВ. На этом минимальные расстоянии Eкин α-частицы полностью превращается в потенциальную энергию кулоновского отталкивания E=.

Поскольку вплоть до таких расстояний результаты Резерфорда хорошо согласуются с расчетами в предположений точечности зарядов α-частицы и ядра, то отсюда следует, во-первых, что сумма радиусов ядра и α-частиц< 210-14 м и, во-вторых, что на расстояниях 210-14 м взаимодействие между α-частицами и ядром является чисто электростатическим. Мы приходим, т. о, к важным выводам:

а) размеры ядер по крайней мере в 104 раз <размеров атома

б) мощные ядерные силы, обеспечивающие высокую прочность ядер, имеют очень короткий радиус действия – меньше, чем 2∙10-14 м.

Ядерная модель атома

Как мы уже говорили, ядро состоит из элементарных частиц – протонов и нейтронов.mp≈mn

mp=1836,1 me= 1,007276 а.е.м. =938, 28 МэВ = 1,6726∙10-27кг. qp=1e

mn=1836,1 me= 1,008665 а.е.м. =939, 55 МэВ. qn=0

В отличие от электронов протоны и нейтроны подвержены действию специфических ядерных сил. Ядерные силы являются частным случаем самых интенсивных в природе сильных взаимодействий. За счет ядерных сил p и n могут соединяться друг с другом, образуя различные атомные ядра.

Свойства p и n по отношению к сильным взаимодействиям, совершенно одинаковы, чем и объясняется близость их масс. По этому в ядерной физике используется термин нуклон, обозначающий любую частицу, входящую в состав ядра, как протон, так и нейтрон. Можно сказать, что p и n являются двумя состояниями одной и той же частицы – нуклона.

Атом электрически нейтрален. Поэтому число протонов в ядре атома = числу электронов в атомной оболочке, то есть атомному номеру Z. Общее число нуклонов в ядре обозначается через A и называется массовым числом. Числа A и Z полностью характеризуют состав ядра. N – число нейтронов. A=NZ.

обозначение ядра. Х-химический символ, соответствующий элементу с NZ.

: Z=5, A=10, 5p, 5n

Нижний индекс не является обязательным, поскольку атомный номер Z однозначно определяется названием элемента.

Z –

Все атомные ядра можно разделить на стабильные и радиоактивные. Стабильные ядра остаются неизменными неограниченно долго, радиоактивные испытывают самопроизвольные превращения (α-, β-, γ-распад, деление).

Основными характеристиками стабильного ядра являются массовое число А, электрически заряд Z, масса М (и энергия связи Есв.), радиус R, спин , магнитный момент , квадрупольный электрический момент Q, изотопический спин , четность волновой функции P.

Радиоактивные ядра дополнительно характеризуются типом радиоактивного превращения (α- или β-распад , спонтанное деление и другие), , Е –энергией испускаемых частиц и т.д.

Атомный номер Z = электрическому заряду ядра в единицах абсолютной величины заряда электрона. Электрический заряд является целочисленной величиной, строго сохраняющейся при любых ( в том числе и при неэлектромагнитных) взаимодействиях. Совокупность имеющихся экспериментальных данных о взаимопревращениях атомных ядер и элементарных частиц показывает, что кроме закона сохранения электрического заряда, существует аналогичный строгий закон сохранения еще одной величины – барионного заряда. Каждой частице можно приписать некоторый барионный заряд, причем алгебраическая сумма барионных зарядов всех частиц остается неизменной при каких угодно процессах. Барионные заряды всех частиц целочисленны. Барионный заряд e- и γ-кванта = 0, а барионные заряды p и n равны 1. Поэтому массовое число А является барионным зарядом ядра. Закон сохранения барионного заряда обеспечивает стабильность ядер. Например, этим законом запрещается выгодное энергетически и разрешенное всеми остальными законами сохранения превращение 2х нейтронов в пару легчащих частиц – γ-квантов (n+nγ +γ). Закон сохранения барионного заряда находит широкое применение в физике элементарных частиц.

Ядро может находиться в различных энергетических состояниях. Состояние с наименьшей энергией называется основным, остальные – возбужденными. Основное состояние стабильного ядра стационарно. Возбужденные состояния любого ядра ( в том числе стабильного) нестационарны ( испытываю γ-переход и др.).

Энергетические уровни принято изображать так, как это сделано на рис., где приведено несколько низших уровней ядра Na. Каждой горизонтальной черте соответствует энергетический уровень, энергия которого отсчитанная от энергии основного состояния, указана слева (в кэВ). Нижней черте соответствует основное состояние.

Интервалы ~ десятков (иногда сотен) кэВ между низшими возбужденными уровнями характерны для всех средних и тяжелых ядер. Для легких ядер средние расстояния между уровнями увеличиваются и достигают величины ~ МэВ. Эти значения интересно

Рис.1.1

сравнить со средней энергией кТ теплового движения. При Т=300 К кТ=0,025 эВ. При Т=3400 К (электрическая дуга) кТ=0,3 эВ. Отсюда видно, что в обычных для земной поверхности условиях ядра находятся в невозбужденных состояниях, то есть при температуре абсолютного нуля. В ядерной шкале внутриядерные степени свободы начнут включаться в тепловое движение, то есть давать вклад в теплоемкость, лишь при температурах ~ сотен миллионов градусов и выше. Это одно из проявлений высокой прочности ядер, послужившей причиной неудач многочисленных попыток алхимиков осуществить превращение химических элементов. Перечисленные характеристики можно приписать как основному, так и любому возбужденному энергетическому состоянию ядра. Их значения для каждого состояния различны. (кроме А и Z).

Ядра с одним и тем же Z и разными А называются изотопами. По своим чисто ядерным свойствам различные изотопы имеют мало общего. Атомы различных изотопов обладают одинаковыми химическими свойствами и почти одинаковыми физическими свойствами, поскольку на структуру электронной оболочки атома ядро влияет только своим электрическим зарядом. Поэтому выделение какого-либо изотопа, например, U235из его естественной смеси с U238 является сложной технологической задачей, для решения которой используется небольшие различия в скоростях испарения, диффузии и некоторых других процессов, возникающие за счет различия масс изотопов.

Изотопы водорода , , сильно различаются по массам, а их атомы заметно различаются по физическим и даже химическим свойствам. Поэтому тяжелым изотопам водорода оказалось даже полезным приписать отдельные названия.

D – дейтерий, тяжелый водород, 0,015% в естественной смеси.

d – дейтон, дейтрон.

H2O, D2O( плотность 1,108 г/см3, tзамерзания плава= 3,82, tкин=101,42

H2O – плотность морской воды 1,025 г/см3

Характеристики заметно отличаются для обычной и тяжелой воды.

Т – тритий, сверхтяжелый водород.

T – тритон

Если А –одинаково, то изобары,

N – одинаково, то изотопы.

Атомный номер Z = электрическому заряду ядра в единицах е. Электрический заряд является целочисленной величиной, строго сохраняющейся при любых (в том числе и при неэлектромагнитном) взаимодействиях.

Масса ядра. одной из самых важных характеристик ядра является его масса. В ядерной физике масса измеряется в а.е.м. Согласно соотношению Эйнштейна E=mc2 каждому значению m соответствуют энергия Е. поэтому в ядерной физике масса так же измеряется в энергетических единицах – МэВ.

Точные измерения масс ядер показали, что масса ядра не равна сумме масс входящих в состав ядра частиц, а всегда < этой величины на несколько десятых процентов.

характеризует энергию связи нуклонов в ядре, то есть энергию, которую надо затратить, чтобы разделить дочернее ядро на составляющие его нуклоны.

В большинстве экспериментов измеряемой величиной является масса атома. , которая отличается от массы ядра на величину масс электронов.

Z, где

Энергия связи электронов в атоме пренебрежимо мало по сравнению с энергией связи ядра и поэтому она не учитывается.

Есв=с2

При образовании ядер путем соединения нуклонов должна выделиться энергия, равная энергии связи ядра.

Во многих случаях, например, для сравнения устойчивости ядер, пользуются понятием удельной энергии связи ε, характеризующей среднюю энергию связи одного нуклона в ядре, или энергию связи, рассчитанную на нуклон .

Если вычислить для всех известных ядер и построить их как функцию А и Z, то через полученную совокупность точек можно провести некоторую поверхность, назовем ее энергетической поверхностью. В очень грубом приближении энергетическая поверхность имеет вид изогнутого хребта,, гребень которого проходит над дорожкой наиболее прочно связанных, то есть β-стабильных ядер, а склоны над областью β- и β+-радиоактивных ядер.



Рис.1.2

Детальное изучение энергетической поверхности обнаруживает что расщепляется на три : выше всех лежит поверхность, на которой располагаются четно-четные ядра (четное Z, четное N). Посредине лежит поверхность, содержащая ядра с нечетным А ( четное Z, нечетное N или наоборот). Ниже всех расположены нечетно-нечетные ядра (нечетное Z, нечетное N).

Удельная энергия связи ε является мерой прочности ядра. Особенна велика ε у четно-четных ядер, среди которых выделяются α-частичные ядра С12, О16 и др. это указывает на добавочное (парное) взаимодействие между двумя однотипными нуклонами и на особую прочность системы из 4-х нуклонов: 2p и 2n. Ядра с нечетным массовым числом, то есть четно-нечетные и нечетно-четные ядра, имеют один непарный нейтрон (протон) и несколько меньшее значение ε. Наконец, нечетно-нечетные ядра, как правило, β-радиоактивны, так как они имеют два непарных нуклона, то есть наименьшую ε (известны только 4 β-стабильных ядра такого типа: , )

Если пересечь энергетическую поверхность вертикальной поверхностью, проходящей через гребни хребта, то на плоскости (A,Z) полученное сечение будет проходить через дорожку β-стабильных ядер.

Из рисунка видно, что ε(А) быстро возрастает от ε=0 при А=1 до ε=8 при А=16, проходит через максимум εмакс= 8,8 МэВ при А56 (Fe58иNi62 ) и постепенно уменьшается до ε=7,6 МэВ для последнего встречающегося в природе элемента-урана. Среднее значение = 8МэВ, причем для большинства ядер ε==8МэВ. Поэтому энергию связи ядер в первом приближении можно выразить через массовое число соотношением

ЕсвА=8А(МэВ

Рис.1.3

Анализ кривой позволяет сделать ряд заключений относительно свойств ядер и ядерных сил.

1. Из положительно заряженного значения Есв и ε для всех ядер ( то есть из факта существования ядер) следует, что ядерные силы имеют характер притяжения, которое с избытком компенсирует кулоновское расталкивание протонов между собой.
2. Из большого =8МэВтследует чрезвычайно большая интенсивность ядерного взаимодействия.
3. Из пропорциональности Есв и А следует свойства насыщения ядерных сил, то есть способность нуклона к взаимодействию не со всеми окружающими его нуклонами, а только с ограниченным их числом. Действительно, если бы каждый нуклон взаимодействовал со всеми остальными (А-1) нуклонами, то суммарная энергия связи была бы А(А-1)А2, а не А. насыщение проявляется в том, что удельная энергия связи нуклонов в ядре при увеличении числа нуклонов не растет. А остается примерно постоянной. Кроме того, на насыщение ядерных сил указывает также пропорциональность объема ядра числу образующих его нуклонов. Насыщение тесно связано с короткодействием. Радиус действия ядерных сил ~ 10-15 м. На расстояниях, существенно меньших 10-15 м, притяжение нуклонов сменяется отталкиванием.
4. При сравнении между собой энергий связи двух зеркальных ядер (то есть таких, которые отличаются друг от друга заменой всех протонов на нейтроны и наоборот) было установлено, что они совпадают с точностью до поправки на добавочную энергию кулоновского взаимодействия. Так например, для или . Это позволяет высказать гипотезу о зарядовой независимости ядерных сил.

n-n (p-p)ядn-p

Для разных пар нуклонов, находящихся в одинаковых квантовых состояниях, ядерные взаимодействия одинаковые.

1. При более подробном рассмотрении поведения ε как функции А, обнаруживается, что ε максимальна у четно-четных ядер , , то есть у ядер с четным числом p и n. Это обстоятельство указывает на особую прочность системы 4-х нуклонов: 2p и 2n, то есть на существовании в ядре объединения одинаковых нуклонов в группы.
2. ε имеет небольшие максимумы для ядер, число p или n у которых = 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126. Данные числа называются магическими. Это обстоятельство наталкивает на мысль, что ядро, подобно атому, имеет оболочную структуру и наиболее стабильно, когда оболочка заполнена полностью.
3. Дорожка β-стабильных (наиболее устойчивых) ядер идет на плоскости (A,Z) таким образом, что для легких ядер Z=N=А/Z (эффект симметрии), а для тяжелых N=1,5Z (то есть Z=А/2,5)
4. Из хода кривой ε(А) видно, что если объединить два легких ядра в ядро среднего веса или разделить одно тяжелое ядро на два средних ядра, то должна выделиться энергия за счет увеличения энергии связи у вновь образуемых ядер.

Процессы первого типа – процессы синтеза легких ядер непрерывно идут в вселенной, являясь источником лучистой энергии звезд, и лежат в основе термоядерного синтеза (водородная бомба). Процессы второго типа – деление тяжелых ядер - используются для получения энергии в атомной энергетике.

До сих пор мы говорили об энергии связи ядра относительно всех составляющих его нуклонов. Аналогичным образом можно определить энергию связи ядра относительно каких-либо других составных частей. Чтобы ее посчитать, надо вычесть из энергии покоя составных частей энергию покоя всего ядра.

Иногда Есв становится отрицательной. Так, например, нуклоны в ядре , а энергия связи относительно и .

Это означает, что ядро урана является неустойчивой системой по отношению к распаду на α-частиц и . И действительно обладает α-активностью. Величину можно назвать энергией отделения или энергией связи α-частиц в ядре . Можно определить и энергию связи (отделения) нуклона в ядре, которая отличается от средней энергии связи нуклона (ε=Есв/А).

Часто в место энергии связи пользуются величиной, называемой дефектом массы .

Так как масса электронов незначительна, то определение масс ядер сводится к определению масс атомов. Как известно из курса атомной физики, массы атомов определяются главным образом масс-спектрографическими или масс-спектрометрическими методами. Можно определять массу ядер также и по ядерным реакциям.

Капельная модель

Как зависит полная энергия ядра от числа содержащихся в нем нуклонов?

Из эксперимента вытекают 2 важных вывода относительно свойств ядерной материи:

1. Плотность ядерного вещества постоянна ρ=, что означает его не сжимаемость;
2. Средняя энергия отделения одной частицы почти постоянна (ε ≈)

Оба эти свойства присущи жидкости: 1) жидкость почти не сжимаема, её плотность постоянна. 2) С другой стороны, энергия отделения ε для жидкости соответствует теплоте испарения, которая с большой точностью почти постоянна (не зависит от массы). Энергия испарения ~ М

ρ~1017кг/м3  - плотность ρ=nmn=1044\*1,66\*10-27≈1017кг/м3

Экспериментально было установлено, что для всех ядер, или , масса любого ядра его объему, следует, все ядра имеют одинаковую концентрацию нуклонов, одинаковую плотность и одинаковое значение среднего расстояния между нуклонами . вытекающие из приблизительного постоянства удельной энергии связи ε= свойство насыщения ядерных сил углубляет аналогию, так как подобным же свойством обладают химические силы, связывающие молекулы жидкости. Все это позволяет построить капельную модель ядра, по которой ядро представляет собой шарообразную каплю несжимаемой заряженной сверхплотной ядерной жидкости. Капельная модель была развита независимо в трудах Н. Бора, Дж. Уиллера и Я. И. Френкеля. Капельная модель позволила получить полуэмпирическую формулу для энергии связи и массы ядра в основном состоянии, объяснить деления ядер закономерности α-распада, получила применение в боровской теории.

Энергия ядра в капельной модели определяется полуэмпирической формулой Вейизеккера.

Ранее показано, что в первом приближении энергии связи ядра ~ А. Есв ≈ αА. Есв – полная энергия связи, α – средняя энергия связи одной частицы внутри ядра, обусловленная только ядерными силами.

Однако, это верно только в предложении, что все нуклоны ядра равноценны, на самом же деле в капле поверхностные частицы притягиваются остальными только с одной (внутренней) стороны. В связи с этим энергия связи ядра будет меньше αА на величину ~ поверхности капли s, то есть (поверхностное натяжение)

Есв=αА-,

где – коэффициент пропорциональности. Далее надо учесть кулоновского расталкивание протонов, которое ~ Z2 (кулоновская сила не обладает насыщением, и каждый и Z протонов взаимодействует со всеми остальными Z-1, так что Z(Z-1) ~ Z2) и обратно ~ r~. Оно так же уменьшает энергию связи

Есв=,

где γ – коэффициент пропорциональности.

Наконец формула должна отражать наблюдающуюся в природе тенденцию к симметрии в строении атомных ядер. Эта симметрия в явном виде выступает в легких ядрах, которые состоят, как правило, примерно из одинакового числа p и n. Это означает, что ядра с Z=А/2 обладают с набольшей устойчивостью и ,следовательно, имеют наибольшую ε. Отклонение от равенства Z=А/2 в любую сторону ведет к уменьшению энергии связи и должно быть учтено в формуле членом, вида со знаком минус, где нельзя объяснить в рамках капельной модели. В тяжелых ядрах из-за большого количества протонов равновесие нарушается в пользу нейтронов. и так как этот эффект уже учтен членом , то и для тяжелых ядер учет эффекта симметрии должен производится введением члена .

Коэффициенты α, β, γ, были найдены из экспериментальных значений измеренных масс атомов.

С найденными коэффициентами формула для Есв хорошо передаст значение масс всех ядер с нечетным А. При этом достаточно точные значения масс до второго знака после запятой получаются не только для стабильных, но и для радиоактивных ядер. Однако для ядер с четным значением А формула дает менее точные значения масс.

Как уже отмечалось, все ядра по их устойчивости можно разделить на 3 группы. В первую входят наиболее устойчивые четно-четные ядра; во вторую – менее устойчивые четно-нечетные и нечетно-четные ядра (с нечетным массовым числом А) и наконец, в третью – нечетно-нечетные ядра, которые, как правило, нестабильны (известно только 4 стабильные ядра такого типа :).

В связи с этим масса атомных ядер с д. четным массовым числом как правило при изменении Z на единицу (переводящем ядро из группы 1 в группу 3) меняется не плавно, а скачкообразно. Такой характер изменения массы ядер с изменением Z не предусмотрен формулой. Чтобы формула правильно передавала значение масс всех ядер, в нее надо внести еще одно слагаемое

Объяснить существование члена в рамках капельной модели ядра нельзя. Его появление связано с существованием парного взаимодействия.

Расстояние между соседними поверхностями ( четно-четные, нечетно-четные, нечетно-нечетные) имеет порядок 1 МэВ. Этот факт свидетельствует о существовании явления «спаривания» (то есть, в некотором смысле объединения в пары) одинаковых нуклонов в ядре, причем при спаривании энергетическая связь вырастает приблизительно на 1 МэВ. Эта дополнительная энергия называется энергией спаривания.

**§1.2 Спин и магнитный момент ядра. Ядерный магнетон. Статические мультипольные моменты ядер. Электрический квадрупольный момент ядра. Квантомеханическое описание ядерных состояний, четность волновой функции. Свойства симметрии волновой функции для тождественных частиц**

Полный момент количества движения ядра слагается из моментов количества движения входящих в него p и n-ов. . Последние, в свою очередь, обладают собственными моментами количества движения (спином) и орбитальными моментами, обусловленными движением относительно общего центра инерции ядра. . В микромире согласно законам квантовой механики момент количества движения «квантуется». Он может принимать определенные дискретные значения ~ ħ.

В начале рассмотрим орбитальный момент количества движения нуклона. Модуль его может принимать только значение , где -орбитальное квантовое число, =0,1,2,…

У квантомеханического вектора не могут одновременно иметь точные значения все три его проекции на оси координат. Поэтому для него одновременно могут иметь определенные значения только его модуль и одна проекция на выделенное направления. Эта проекция может принимать только целочисленные (в единицах ħ) значения. Максимальное значение проекции .

Величины проекции может принимать (2l+1) значений от до . В состоянии, в котором одна из проекции имеет определенное значение, другие две его проекции уже не имеют определенные значения ( кроем случая l=0, когда все проекции =0).

( )

В отличии от классической физики в экспериментах с микрочастицами всегда измеряется не абсолютная величина момента, а лишь одна из возможных его проекций, равная .

Обычно называют орбитальным моментом количества движения величину , или в единицах , просто . Следует иметь в виду, что в действительности эта величина = максимальной проекции момента.

Кроме орбитального момента частица обладает собственным моментом количества движения, абсолютная величина которого равна . Квантовое число s называют спином частицы. Спин – столь же фундаментальный параметр частицы как масса и заряд. Наличие спина можно связать с вращением частицы вокруг собственной оси; однако это лишь грубая аналогия с классическим волчком. В отличие от волчка частицу нельзя удержать от вращения и ее вращение нельзя ускорить. Спин – это неотъемлемое свойство частицы.

Спиновое квантовое число s у разных частиц может иметь значения 0, ½, 1, 3/2, … Для .

. Число возможных проекций , следовательно, существует два значения проекции на выбранное направление .

Полный момент количества движения частицы j состоит из орбитального и спинового моментов, которые суммируются по правилам сложения квантовых векторов, для .

Величина проекции этого момента на любое направление в пространстве может принимать (2j+1) значений от до , отличающихся друг от друга на ħ.

Если в системе имеется А частиц. Между которыми действуют только центральные силы, то

Для 2-х частиц , где ; ; … , так что .

Для нуклонов s=0;1

всего значений

, где

Если бы моменты всех нуклонов были направлены в одну сторону, то суммарная величина момента ядра с числом нуклонов А=200 заведомо превышала бы 100ħ . Однако ни одно ядро из известных ядер не имеет и десятой доли такого значения, максимальный момент не превышает нескольких единиц ħ.

Так как полный момент отдельного нуклона является полуцелым, то в зависимости от четности А момент I будет либо целым, либо полуцелым. Например, если составить ядро из 2х нуклонов с полными моментами , то и I=1,2.

Проекция момента количества движения ядра на одну из координатных осей (обычно на ось z) характеризуется с помощью магнитного квантового числа , причем может принимать 2I+1 значений

Проекции I на остальные две оси не могут быть точно определены одновременно с I и .

Полный момент количества движения ядра всегда является интегралом движения. Орбитальный и спиновый моменты каждый в отдельности не являются интегралами движения, поскольку ядерные силы нецентральны и существует спин-орбитальное взаимодействие.

Полный момент количества движения ядра называют спином ядра: поскольку, как и для отдельного нуклона, это внутренний момент количества движения системы – ядра, рассматриваемого в целом как одна частица.

Из измерений величины спинов ядер можно прийти к заключению, что электроны не могут входить в состав ядра («азотная катастрофа» ).

Спины ядер можно определить изучая сверхтонкую структуру атомных спектров. Как известно, тонкая структура оптических спектров объясняется взаимодействием спинового магнитного момента электрона с магнитным полем , создаваемым орбитальным движением электронов в атоме. Это взаимодействие различно при разных направлениях спина, благодаря чему происходит расщепление линии на две. Линии тонкой структура, в свою очередь, тоже расщепляются. Объясняется такое расщепление взаимодействием магнитного момента ядра с магнитным полем, создаваемым электронами атомной оболочки. При разных ориентациях спина ядра оно будет различно.

Спины ядер определяются также из ядерной реакций, так как при превращениях ядер должен сохраняться момент количества движения.

Магнитный момент ядра, состоящего из А нуклонов, обусловлен спиновыми магнитными моментами нуклонов и магнитными моментами, вызванными орбитальным движением протонов.

Магнитный момент частицы всегда ~ её механическому моменту. μ=γМ γ – гиромагнитное отношение выражает связь между числовым значением собственного магнитного момента протона (нейтрона), измеренного в ядерных магнетонах μВ, и числовым значением его спина, измеренного в единицах ħ.

Вначале понятие магнетона Бора было введено для электрона. Из атомной физики известно, что магнитный момент , возникающий в результате орбитального движения электрона, антипараллелен орбитальному моменту количества движения

Аналогично магнитный момент электрона, обусловленный спином s, антипараллелен ему и равен

Таким образом, между магнитным моментом электрона, измеренным в магнетонах Бора и его моментом количества движения М, измеренным в единицах ħ, имеется соотношение.

μ=γM. Для орбитального движения электронов , а для спинового . Из этого следует неколлинеарность вектора суммарного магнитного момента электрона вектору его полного момента количества движения .

Аналогичным образом обстоит дело с векторами, характеризующими суммарный эффект всех электронов атома. В результате возникает прецессия суммарного вектора вокруг суммарного вектора I. При этом , и среднее значение совпадает со значением его параллельной составляющей .

Если в формулу для магнитного момента электрона вместо подставить , то получим – ядерный магнетон.

; ;

; ;



Рис. 1.4

Измерения ядерных спинов и магнитных моментов тесно связаны между собой несмотря на то, что природа этих величин глубоко различна. Спин является, наряду с массой, кинематической, то есть, инертной и гравитационной характеристикой, в то время как магнитный момент является характеристикой взаимодействия частицы с однородным внешним магнитным полем.

Старейшим методом определения спинов и магнитных моментов ядер является излучение сверхтонкой структуры оптических спектров атомов. Явление сверхтонкой структуры состоит в том, что магнитный момент ядра, взаимодействуя с магнитным моментом электронной оболочки расщепляет электронные уровни за счет того, что энергия взаимодействия этих магнитных моментов зависит от их взаимной ориентации. Расщепление же электронных уровней приводит к тому, что оказывается расщепленной на несколько линий и спектральная частота соответствующего атомного электромагнитного излучения.

Несравненно большей точностью обладают методы, основанные на явлении ядерного магнитного резонанса, состоящего в том, что спин ядра находящего в сильном постоянном магнитном поле, может «опрокидываться» под действием слабого высокочастотного поля определенной (резонансной) частоты.

Знак минус у магнитного момента n означает, что его магнитный момент направлен против спина.

Отличие магнитного момента протона от 1-го ядерного магнетона является удивительным результатом. Еще более удивительным представляется существование магнитного момента у не имеющего заряда нейтрона. Это говорит о сложной неоднородной структуре этих нуклонов.

Как уже говорилось, магнитный момент ядра слагается из спиновых магнитных моментов нуклонов и магнитных моментов, вызванных орбитальным движением протонов. Однако вектор магнитного момента не совпадает с вектором момента количества движения. Благодаря магнитному взаимодействию, существующему между орбитальными и спиновыми моментами, результирующего . При этом среднее по времени , обозначаемое есть составляющая магнитного момента, направленная вдоль момента количества движения

Когда вдоль оси Z приложено внешнее магнитное поле, проекция на ось принимает 2I+1 значений, величина которых зависит от угла, образованного вектором и осью. Максимальное значение этой проекции называется магнитным моментом ядра (оно измеряется в эксперименте).

Из опыта известно, что магнитные моменты ядер либо =0, либо имеют значение . Это тоже является аргументом в пользу того, что в составе ядра не может быть электронов, так как - примерно в 2000 раз , чем .

Анализ опытных значений спинов и магнитных моментов ядер дает возможность сделать ряд важных выводов о структуре ядра и ядерных силах.

1. При четном А спины всегда целые, при нечетном А – всегда полуцелые. Этот факт сыграл решающую роль при переходе от p-e-модели ядра к n-p- модели.
2. Спины и магнитные момента всех ч-ч=ядер в основных состояниях=0. Это указывает на то, что n и p в ядре располагаются таким образом, что их спины и магнитные моменты почти полностью компенсируются. Действительно, спины всех известных ядер не превышают , то же относится к магнитным моментам.

Особенно наглядно явление компенсации спинов и магнитных моментов можно проследить на примере 4 легчайших ядер: .

(дейтон) :

Спины n и p в ядре дейтона не компенсируются, а складываются; n и p могут образовать связанную систему только при одинаковом направлении своих спинов. Ядра, состоящего из n и p с противоположными направлениями спинов не существует. Этот результат является следствием спиновой зависимости ядерных сил.

Явление компенсации спинов начинает проявляться у . , получаются из спинов и магнитных моментов 2n и 1p, если их сложить в предположении, что спины 2-х n-ов ориентированы противоположно и компенсирует друг друга. В этом случае и магнитный момент ядра определяются спином и магнитным моментом непарного протона.

Полная компенсация спинов и магнитных моментов наблюдается для всех ч-ч-ядер, находящихся в невозбужденных состояниях, которые все без исключения имеют , ( опыт не обнаруживает для них сверхтонкого расщепления). В связи с этим казалось естественным предположить, что с и нечетных ядер, отличающихся одним добавочным нуклоном, определяются непарными нуклонами. Пример: . однако для магнитные моменты отличаются не только по абсолютной величине, но и по знаку. Указанную трудность можно преодолеть, если предположить, что добавочный нуклон участвует в орбитальном движении, благодаря чему возникают дополнительные механический и магнитные моменты. При этом .

Орбитальное движение нейтронов не создает магнитного момента, так как не имеет электрического заряда. Поэтому

Исходя из этих представлений, Шмидт в 1937 г развил простую одно нуклонную модель спина и магнитного момента ядра, согласно которой момент количества движения и магнитный момент нечетного ядра определяются соответствующими полными моментами непарного нуклона

Вычисления проводится по обычным правилам сложения квантовомеханических векторов. При вычислении надо учитывать различие , приводящее к не параллельности и . Результирующий вектор прецессирует вокруг вектора , его среднее значение параллельно , и его числовое значение можно выразить при помощи соотношения , где - гиромагнитное отношение: при

По модели Шмидта протон в состоянии имеет (вместо +2,79 в s состоянии) , а нейтрон в том же состоянии+0,64 (вместо -1,91). эти значения вполне удовлетворительно совпадают с экспериментальными значениями магнитных моментов . Поэтому можно сказать, что в соответствии с моделью Шмидта спин и магнитный момент ядер определяются непарным протоном (нейтроном), находящимся в состоянии .

Можно привести еще несколько примеров близости к расчетным значениям. В основном это наблюдается для околомагических ядер с числом p(n) равным Nмаг.+1. Однако таких хороших совпадений имеется совсем немного. Как правило, экспериментальные значения магнитных моментов нечетных ядер сильно отличаются от результатов вычислений, так называемых кривых Шмидта.

 Рис.1.5 Рис.1.6

В месте с тем из рисунков следует, что общая тенденция измерения магнитных моментов нечетных ядер правильно передается кривыми Шмидта. Практически все значения магнитных моментов лежат между линиями Шмидта, прием заметно ближе к одной из них (серединка практически пуста). Магнитные моменты н-ч ядер растут с ростом спина (то есть, орбитального момента), а ч-н практически от него не зависят. Все это подтверждает правильность основной идеи Шмидта о роли орбитального движения нуклона в формирований спина и магнитного момента ядра, то есть об их одночастичном происхождений.

Дальнейшим развитием этой модели является современный вариант модели ядерных оболочек, в котором в отличие от модели Шмидта рассматривается движение не одной, а нескольких частиц в поле остальных нуклонов, находящихся на заполненных оболочках и поэтому не создающих ни механических, ни магнитных моментов.

Помимо магнитных моментов ядра обладают и электрическими моментами, которые зависят от распределения заряда в ядре.

Одной из важнейших характеристик атомного ядра является его электрический заряд Z, который дает представление о числе протонов в ядре и величина кулоновского потенциала и определяет химические свойства элемента. Заряд Z – это простейшая интегральная характеристика электрических свойств ядра.

Более сложной электрической характеристикой является дипольный момент. Электрическим диполем называется система из 2х равных зарядов e разного знака, находящихся на некотором расстоянии . Дипольный момент такой системы = . Так как в ядре имеются p и n, то есть частица с зарядом +е и 0, то вслучае несовпадения центров инерции протонной и нейтронной «жидкостей» ядро будет обладать дипольным моментом Ze. Или можно сказать так. Если центр тяжести системы не совпадает с центром заряда, то в электрическом поле такая система обладает свойством диполя и будет ориентироваться по направлению поля. В действительности у ядер дипольный момент отсутствует, это означает, что центр тяжести носителей зарядов –протонов

Рис.1.7

совпадает с центром тяжести протонов и нейтронов. Иными словами, p и n в ядрах перемешаны достаточно равномерно.

Более сложной, чем диполь, электрической характеристикой ядра является электрический квадрупольный момент – мера отклонения распределения заряда от сферически симметричного, степень не сферичности распределения заряда в ядре. Квадрупольные моменты измеряются в единицах площади и

часто измеряются в барнах. Например, квадрупольный момент дейтрона Q=2,8 мбн.

Рис.1.8

– плотность электрического заряда в точке r внутри ядра. Q0=0 для сферически симметричного заряда (например, для магических ядер). Раньше считали, что сферически симметричными являются все ядра с . Теперь, установлено, что ряд ядер с имеет равновесную несферическую форму.

Очевидно, что Q=0 для сферически симметричного распределения заряда Q>0 для вытянутых ядер, и Q<0 для сплюснутых.

Различают собственный (внутренний) и наблюдаемый ( или внешний) квадрупольный моменты. Собственным квадрупольным моментом Q0 называется момент измеренный в системе координат, вращающейся вместе с ядром. В этом случае z проекция r на ось z, совпадающую с осью симметрии ядра. Наблюдаемым называется квадрупольный момент Q, измеренный в обычной лабораторной системе координат. Здесь z совпадает с выделенным направлением в пространстве.

Q является как бы проекцией Q0 на ось z.

Наблюдаемый квадрупольный момент Q по абсолютной величине всегда меньше Q0.

Для ядер в основном состоянии

Из формулы видно, что если спин ядра I=0, ½, то внешний квадрупольный момент Q=0 даже при . Это объясняется тем, что за счет квантовых флуктуаций ось симметрии ядра при I=0 , ½ ориентирована хаотично, так что распределение заряда в л.с.к. становится сферически симметричным.

Для экспериментального измерения внешних квадрупольных моментов используют те же методы, что и для измерения магнитных дипольных моментов, то есть изучение сверхтонкой структуры оптических спектров и радиочастатные резонансные методы. Взаимодействие квадрупольного момента с градиентом внутриатомного электрического поля определенным образом нарушает правило интервалов, что и дает возможность отделить расщепление уровней, связанное с наличием квадрупольного момента у ядер, от эффектов, обусловленных ядерным моментом. Сходным образом проявляется действие квадрупольного ядерного момента и в резонансных методах.

Внутренний электрический квадрупольный момент ядра не влияет на сверхтонкое расщепление энергетических уровней атома и должен определяться совершенно иными методами. Для измерения используется кулоновское возбуждение ядра, возбуждение ядра электрическим полем быстрой заряженной частицы, энергия которой недостаточна для проникновения в область ядра. Грубая не квантовая картина этого процесса такова. Налетающая частица, например α-частица с энергией в несколько МэВ, пролетая около края ядра, толкает этот край и приводит ядро в состояние вращения. Если возбуждаемый уровень ядра - -вращательный, то процесс поддается расчету, а из сравнения теорий с экспериментом интенсивности такого возбуждения удается получить .

На рисунке построена усредненная экспериментальная кривая собственного квадрупольного момента ядра от числа нейтронов. Видна общая тенденция возрастания сростом Z ( или N), а также особая роль магических значений Z или N. Такой ход зависимости указывает на то, что большинство тяжелых ядер имеет сильно вытянутую форму, а ядра с Z или N, равными магическим числа, сферически симметричны.

Рис.1.9

Из характера изменения знака можно заключить, что в интервале между 2-мя магическими числами ядра последовательно принимают следующую форму: сферически симметричную, сплюснутую, сферически-симметричную, вытянутую, сильно вытянутую, вытянутую, сферически-симметричную.



Рис.1.10.

Обращают на себя внимание большие значения , которые для отдельных ядер в 10-20 раз превосходят квадраты их радиусов. Вспомним, что все магнитные моменты имеют ~, то есть имеют одночастичное происхождение. Квадрупольные же моменты многих ядер гораздо больше одночастичных. Это означает, что квадрупольные моменты ядра обусловлены коллективным движением многих нуклонов ядра.

Не менее важные добавочные сведения дает квадрупольный момент и о ядерных силах.

Положительный квадрупольный момент дейтона означает, что распределение заряда в нем вытянуто вдоль оси, совпадающей с направлением спина дейтона. Это указывает на существование связи между осью дейтона (линия, проходящая через p и n) и спином. Другими словами, ядерные силы получаются максимальными и приводят к образованию связанной системы (дейтона) только тогда, когда спины обоих нуклонов направлены вдоль его оси. Таким образом. Ядерные силы в общем зависят не только от расстояния между частицами, но и от взаимной ориентации спинов и линии, на которой расположены частицы. Взаимодействие такого рода тензорным.

Четность волновой функции, описывающий состояние элементарных частиц и ядер, является существенной специфически квантовой характеристикой системы. Она характеризует свойства симметрии ядер. Элементарных частиц по отношению к зеркальным отражениям.

При зеркальном отражении происходит инверсия координат: в декартовых координатах, в сферических координатах.

Вероятность W(V,t) найти частицу в момент t в объеме V не должна зависеть от того, в какой системе координат – правой (x,y,z) или левой (-x, -y, -z) проводятся измерения

Переходя к пределу , получаем или в сферических координатах

Таким образом, для зеркально симметричного процесса вероятности вылета частицы под углами θ и π-θ по отношению к некоторому выделенному направлению в пространстве должны быть равны.

Электромагнитные и сильные взаимодействия описываются уравнением Шредингера. Гамильтониан этого уравнения имеет вид

где первое слагаемое представляет оператор кинетической энергии системы частиц, а второе – их потенциальную энергию.

Оба слагаемых гамильтониана симметричны относительно операции зеркального отражения, то есть относительно инверсии координат. Действительно, 1-ое слагаемое зеркально симметрично потому, что входят в него во второй степени, а 2-ое потому, что потенциал является функцией только взаимного расположения частиц и, следовательно, не может изменяться при инверсии координат.

Естественно, что волновая функция ψ – решение зеркально симметричных уравнения Шредингера – также должна быть зеркально симметричной.

Если изучаемый процесс обладает зеркальной симметрией, то

Две комплексные функции и с равными модулями могут отличаться только множителем

получается в результате операции зеркального отражения, осуществляемой с помощью оператора . Поэтому повторные применения этой операции к волновой функции должно возвращать её к исходному виду:

или

При существовании зеркальной симметрии волновой функции делятся на четные и нечетные. Четными называют функции, которые остаются неизменными при инверсии всех координат ; нечетными - волновые функции, которые при инверсии координат меняют знак . Четность обозначает символом Р. .

В квантовой механике показывается, что для изолированной системы четность является интегралом движений, то есть не меняется с течением времени.

Эксперименты подтверждают сохранение четности для сильных и электромагнитные взаимодействия.

Закон сохранения четности накладывает определенные значения на протекания ядерных процессов. Поэтому очень важно уметь определять четность системы.

Задачу определения четности какой-либо сложной системы можно решить разложением её на подсистемы. Рассмотрим, например, систему двух невзаимодействующих частиц a и b. Волновая функция такой системы , где и - волновые функции, описывающие внутреннее состояние (движение относительно центра инерции подсистемы) каждой частицы (которая в свою очередь может быть сложно системой), а и - волновые функции относительного движения a и b (они дают представление о законе движения центров инерции подсистем a и b). Операция инверсии волновой функции системы приводит к следующему правилу для четности сложной системы:

Четность волновой функции относительного движения

Если атомное ядро представить в виде совокупности независимо движущихся нуклонов ( например, согласно модели ядерных оболочек), то четность ядра будет равна произведению собственных четностей нуклонов на величину , где -орбитальное число, определяющее характер движения данного нуклона.

Внутренние (собственные) четности p, n и e- можно положить равными 1. Поскольку в ядерных процессах обычного типа число нуклонов сохраняется, то собственную четность нуклона можно выбрать любой, например, положительной. Тогда состояние нуклона будет четным или нечетным в зависимости от того, описывается его движение волновой функцией с четным или нечетным . Например, s-протон и s-нейтрон (=0) будут четными, а p-протон и p-нейтрон (l=1) нечетными. Таким образом, четность системы невзаимодействующих нуклонов определяется суммой всех . .

Основные состояния четно-четных ядер характеризуются положительной четностью. Основные состояния других ядер могут быть как четными, так и нечетными. Ядра в возбужденных состояниях могут иметь различную четность, не обязательно совпадающую с четностью основного состояния. На схемах ядерных уровней принято указывать как спин, та к и четность каждого уровня.

Микрочастицы обладают своеобразной характеристикой, называемой статистикой. Статистика является не индивидуальным, а коллективным свойством. Она проявляется в присутствии не менее, чем двух одинаковых частиц. Существование статистики является следствием принципа неразличимости одинаковых микрочастиц и вероятного характера описания состояния в квантовой теории.

Принцип неразличимости состоит в том, что любые микрочастицы одного сорта, например протона, абсолютно одинакова по всем своим свойствам, то есть принципиально неотличимы друг от друга. Такая абсолютная одинаковость свойственна только микрочастицам и совершенно невозможна в макромире.

Абсолютная неразличимость микрочастиц приводит к тому, что состояние из двух таких частиц, по своим свойствам ничем не отличается от состояние, в котором эти частицы поменялись местами. Отсюда остается только один шаг до более сильного утверждения, что перестановка частиц одного сорта вообще не переводит систему в новое состояние. Согласно этому утверждению, не существует состояние из 2-х одинаковых частиц, в котором первая частица находится в состоянии a, а вторая в состоянии b (или наоборот). Существует лишь состояние, в котором одна из частиц находится в состоянии а, а другая в состоянии b.

Из классической механики такое утверждение само по себе не следует. Если допустить, что нам как-то удалось сделать две абсолютно одинаковые макроскопические частицы, то мы сможем их перенумеровать и затем непрерывно следить за движением каждой из них. В результате в каждый момент времени мы сможем точно сказать, где находится первая, а где вторая частица.

Иное дело в квантовом мире, где микрочастица не имеет траектории, а описывается волновой функцией, имеющей смысл амплитуды вероятности. Здесь мы уже лишены возможности точно предсказать, в каких местах окажутся в определенный момент времени первая и вторая частицы, а можем лишь рассчитать вероятность нахождения каждой из этих частиц в той или иной области пространства. Таким образом, мы пришли к важному выводу, что в квантовом мире состояние системы из одинаковых частиц не изменяется при взаимных перестановках.

В квантовой теории состояние системы из n частиц описывается волновой функцией спинов частиц. После перестановки двух частиц, например первой и второй, состояние системы должно остаться неизменным. Для этого нужно, чтобы волновая функция состояния с переставленными частицами совпадала с исходной точностью до числового множителя, который мы обозначим

Произведя операцию перестановки частиц дважды, мы придем к первоначальной функции. Отсюда следует, что , то есть . Аналогичное рассуждение может быть проведено для любой пары одинаковых частиц: при перестановке 2-х тождественных частиц волновая функция либо остается неизменной, то есть является симметричной по частицам, либо меняет знак, то есть является антисимметричной по частицам.

Частицам определенного сорта свойствен только один из этих двух возможных типов перестановочной симметрии. Такое свойство частиц по отношению к перестановкам и называется статистикой. Частицы подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна, если волновая функция системы таких частиц симметрична по отношению к перестановке любой пары частиц:

Соответствующие частицы называются бозе-частицами или бозонами. Частицы подчиняются статистике Ферми-Дирака, по отношению к перестановке любой пары частиц:

Соответствующие частицы называются ферми-частицами или фермионами.

Для частиц подчиняющихся статистике Ферми-Дирака, справедлив принцип Паули, согласно которому в одном и том же состоянии может находится не более одной частицы. Благодаря принципу Паули атомы и ядра имеют оболочечную структуру. Без принципа Паули не было бы периодического закона Менделеева, и структура атомов, ядер и кристаллов была бы совершенно иной. Для бозе-частиц принцип Паули не выполняется, так что в одном и том же состоянии может находится любое количество одинаковых бозонов.

Часто статистика Ферми-Дирака определяется как такая, в которой в каждом состоянии может находиться не более одной частицы, а статистика Бозе-Эйнштейна как такая, в которой в одном и том же состоянии может находиться любое число частиц.

В релятивистской квантовой теории поля строго доказывается, что статистика однозначно определяется спином частицы. Частицы с целым ( в том числе с нулевым) спином подчиняется статистике Б-Э (γ-квант и другие). Частицы с полуцелым спином подчиняются статистике Ф-Д (e-, p, n, ядра с нечетным числом нуклонов и т.д.). Все имеющиеся экспериментальные данные согласуются с этим выводом.

**§1.3 Зарядовая независимость ядерных сил**

В ядрах, особенно в легких, электрические силы не являются главными, уступая первенство короткодействующим, но гораздо более интенсивным ядерным силам. И вот по отношению к ядерным силам p и n ведут себя совершенно одинаково. Если можно было бы исключить электромагнитное взаимодействие, то лишенный электрического заряда протон точно сравнялся бы с нейтроном по массе и вообще бы стал совершенно тождествен нейтрону по своим свойствам. Поэтому у легких стабильных ядер, когда электромагнитным отталкиванием еще можно пренебречь, число протонов Z равно числу нейтронов N. Следовательно, силы, действующие между ними, равны, иначе существовал бы сдвиг в какую-то сторону (либо Z>N, либоN>Z) .

Одинаковость ядерных взаимодействий для протонов и нейтронов ярко проявляется в зеркальных легких ядрах, получающихся друг из друга заменой протонов на нейтроны и наоборот. Для них разность энергий связи совпадает с разностью энергий кулоновского отталкивания, то есть энергии связи ядер, обусловленные только ядерным притяжением, одинаковы. Это относится и к возбужденным состояниям ядер. Схема уровней зеркальных ядер удивительно схожи, спины и четности соответствующих уровней совпадают, а энергии очень близки. Зеркальные ядра отличаются одно от другого тем, что все (p-p)связи заменены (n-n) – связями, в то время как число (n-p) связей остается неизменным. Сходство в структуре уровней зеркальных ядер можно объяснить, если предположить тождественность элементарных (p-p) и (n-n) взаимодействий, но оно не дает возможности сравнить их с (n-p) взаимодействиями.

Для сравнения между собой всех трех типов (N-N) взаимодействий (p-p, n-n, n-p) надо рассмотреть тройку ядер – изобар, каждое из которых отличается от другого только добавочной парой нуклонов разных типов, например, . В тройке каждое ядро можно представить состоящим из общей для них группы (например, 4p+4n или 5p+5n соответственно для первой и второй тройки) и одной из пар нуклонов n-n, n-p и p-p. Такое рассмотрение позволяет предположить, что все три типа элементарных взаимодействий нуклонов тождественны.

Такая симметрия ядерных сил называется гипотезой о зарядовой независимости (или симметрии) ядерных сил.

Сравнение уровней ядер-изобар, строго говоря, не является прямым доказательством зарядовой независимости ядерных сил, так как сопоставляются не элементарные процессы (N-N) взаимодействий разных типов, а свойства сложных нуклонных систем. Непосредственное доказательство справедливости гипотезы о зарядовой независимости ядерных сил получено в прямых опытах по исследованию - и – рассеяния и косвенных опытах по изучению рассеяния [сравнение –рассеяния с рассеянием нейтрона на дейтоне]. Квантово-механическая обработка результатов этих опытов привела к заключению об одинаковости потенциальной ямы для всех трех элементарных процессов.

И так, ядерные силы обладают свойством зарядовой независимости (или симметрии), между протоном и нейтроном существует глубокая симметрия. Это означает, что чисто ядерные (без кулоновского) взаимодействия между любыми нуклонами (p-p, n-n, n-p), находящихся в одинаковых пространственных и спиновых состояниях, тождественны между собой. Другими словами, будем рассматривать протон и нейтрон как два состояния одной и той же частицы – нуклона.

Таким образом, у нуклона есть некоторая дополнительная внутренняя степень свободы – зарядовая – по отношению к которой возможны два состояния: p и n. Это аналогично спиновым свойствам частиц: спин является также дополнительной к движению в пространстве внутренней степенью свободы частицы, по отношению к которой электрон (или нуклон) имеют только два возможных состояния. Последовательное квантовомеханическое описание этих двух степеней свободы: зарядовой и спиновой - -формально одинаково. Поэтому принято наглядно описывать зарядовую степень свободы с помощью условного трехмерного пространства , которое называют изотопическим, а состояние нуклона в этом пространстве характеризовать изотопическим спином Т. Для сравнения рассмотрим два электрона, которые, как известно, совершенно идентичны. Оба они обладают собственным моментом количества движения – спином. Однако направление их вращения обнаружить невозможно без внешнего магнитного поля; говорят, что состояние «вырождаются» в неразличимые. С аналогичной ситуацией приходится встречаться в атоме водорода. Для характеристики состояний атома вводится орбитальное квантовое число , характеризующее орбитальный момент количества движения атомов. Атом с данным может иметь (2+1) состояний, так как во внешнем поле могут существовать только вполне определенные значения проекции на направление поля (от – до + ). Пока внешнего поля нет, состояние 2+1 – кратковырожденно.

Подобным образом, зарядовая независимость ядерных сил означает, что при сильном взаимодействии p и n ведут себя как одна и та же частица. Их можно различить, если принять во внимание электромагнитное взаимодействие. Если же представить, что электромагнитные силы могут быть каким-то образом «выключены», то p и n станут неразличимыми частицами и даже массы их будут равны. Поэтому нуклон можно рассматривать как «зарядовый дублет», в котором одно состояние p, а другое – n. Если включить электромагнитные силы, то к прежним зарядово-независимым силам прибавятся электрические силы, зависящие от заряда. Энергия заряженных частиц будут отличаться от энергии нейтральных частиц и можно разделить p и n. Следовательно, и массы покоя их не будут равными.

Для того, чтобы характеризовать состояние нуклона в ядре, Гейзенберг ввел чисто формально понятие об изотопическом спине Т, которой по аналогии с квантовыми числами и s должен определять число вырожденных состояний нуклона, равное (2Т+1). Слово «изотопический» выражает тот факт, что p и n близки по своим свойствам (изотопы – одинаковые по химическим свойствам атомы, отличающиеся числом нейтронов в ядре). Слово же «спин» в данном понятии возникло из чисто математической аналогий с обычным спином частицы.

Важно еще раз отметить, что квантовомеханический вектор изотопического спина Т вводится не в обычном, а в условном (формальном) пространстве, называемом изотопическим или зарядовым пространством.При этом в изотопическом пространстве все частицы все время находятся в начале координат. Частицы в этом пространстве могут вращаться, но не могут двигаться поступательно. Тем самым в изотопическом пространстве частицы не имеют импульса и орбитального момента, но могут иметь момент количества движения, аналогичный спиновому, который и называется изотопическим спином.

Таким образом, изотопический спи следует рассматривать как математическую характеристику, отличающую протон от нейтрона; физически они отличаются разным отношением к электромагнитному полю.

Изотопический спин нуклона равен 1/2. Число проекций 2Т+l=2 равно числу нуклонов с тождественными свойствами, отсюда Т=1/2.

Если изотопический спин нуклона равен Т, то число вырожденных состояний – 2Т+1. Поскольку 2Т+l =2 , то Т=1/2. Состояние с соответствует протону, а состояние с соответсвует нейтрону, при повороте изотопического спина на 1800 в изотопическом пространстве протон переходит в нейтрон.

Так как, характер взаимодействия не зависит от сорта нуклона (то есть, от проекции ) , то ядерное взаимодействие нуклона определяется только значением вектор Т, но не его проекцией (которая характеризует различие в электромагнитных свойствах). Таким образом, ядерное взаимодействие инвариантно по отношению к вращению в изотопическом пространстве. Это свойство называется изотопической инвариантностью. Это эквивалентно тому, что изотопический спин является интегралом движения, правда, только по отношению к сильным внутриядерным взаимодействиям. В электромагнитных взаимодействиях закон сохранения изотопического спина нарушается. Таким образом, изотопическая инвариантность может быть выражена в форме частичного (то есть справедливого не для всех видов взаимодействия) закона сохранения изотопического спина.

Квантование изотопического спина не отличается от квантования обычного спина. Именно, Т по абсолютной величине может быть равен любому положительному целому или полуцелому числу, а проекция пробегает значение от Т до –Т:

Очевидно, что частица с изотопическим спином Т имеет 2Т+1 различных состояний в изотопическом пространстве. Совокупность этих 2Т+1 состояний называется мультиплетом. Состояние мультиплета с различными значениями являются просто разными частицами, но по отношению к изотопическому пространству мультиплет – это одна и та же частица, но по-разному в этом пространстве ориентированная.

Рассмотрим систему двух нуклонов. Поскольку изотопический спин каждого нуклона равен половине, то суммарный изотопический спин двух нуклонов может равняться 1 или 0. Очевидно, что в системах p-p и n-n суммарный изотопический спин обязательно =1, ибо его проекция =1 по абсолютной величине. В системе же n-p суммарная проекция изоспина =0. Но равную нулю проекцию могут иметь как момент нуль, так и момент единица. Поэтому система n-p может находится в состояниях с изотопическим спином как нуль, так и единица. Из изотопической инвариантности следует, что в состояниях с изотопическим спином =1, система n-p ведет себя так же, как система p-p и n-n. Второе состояние (при) отлично от них (например, при оно дает связанное состояние –дейтон).

Таким образом, получается, что система из двух нуклонов может находится в трех состояниях с тождественными ядерными свойствами, каждое из которых характеризуется одним и тем же значением вектора изотопического спина, и в одном состоянии с другими свойствами (дейтон), которое характеризуется значением .

Понятие изотопического спина легко обобщается на атомное ядро (A,Z). Очевидно, что

, ,

Рассмотрение легких ядер (где роль электромагнитного взаимодействия относительно невелика и изотопическая инвариантность проявляется четко) показывает, что основные состояния ядер обычно характеризуется минимальным значением, которому соответствует наибольшая симметрия волновой функции, то есть наименьшая энергия.

**ГЛАВА II. Радиоактивность**

**§2.1 Естественная и искусственная радиоактивность. Статистический характер распада. Закон радиоактивного распада**

Явление радиоактивности состоит в самопроизвольном распаде ядер с испусканием одной или нескольких частиц.

Радиоактивным распадом будем называть такой процесс при котором ядро из начального состояния переходит в конечное состояние с меньшей энергией. Простейшим примером такого спонтанного перехода может служить испускание γ-кванта, в результате которого ядро, приведенное первоначального в возбужденное состояние, теряет свою энергию, переходя в состояние с меньшей энергией возбуждения и испуская фотон.

Ядра, подверженные такому распаду, называют радиоактивными. Ядра, не испытывающие такого распада, называют стабильными. В процессе распада может изменяться как атомный номер Z, так и массовое число A.

К числу радиоактивных процессов относится α-распад, β-распад (включая e-захват), γ-излучение, спонтанное деление тяжелых ядер. В процессе радиоактивного распада ядро может испускать не только частицы, входящие в его состав, но и новые частицы, рождающиеся в процессе распада. Процессами такого рода являются β- и γ- распады. При β-распаде в ядре происходит превращение n в p или наоборотeодновременным испусканием пары легких частиц –e- и или соответственно e+ и . β-распад происходит только за счет слабых взаимодействий, имеющих интенсивность в 1024 раз меньшую, чем ядерные силы. Гамма-распад состоит в испусканий ядром кванта очень жесткого (более жесткого, чем рентгеновское) электромагнитного излучения. Вызывающие этот распад электромагнитные взаимодействия всего лишь на 4 порядка слабее ядерных сил. Поэтому и времена жизни по отношению к γ-распаду, как правило, очень малы.

Очевидно, что необходимым, но, конечно, не всегда достаточным условием радиоактивного распада является его энергетическая выгодность – масса радиоактивного ядра должна превышать сумму масс ядра – осколка и частиц, вылетающих при распаде.

Радиоактивность, наблюдающуюся у существующих в природных условиях ядер, называют естественной радиоактивностью, а радиоактивность ядер, полученных в результате различных ядерных реакций – искусственной радиоактивностью. Принципиальной разницы между естественной и искусственной радиоактивностью не существует, так как свойства того или иного изотопа не зависят от способа его образования, не зависят от этого и законы радиоактивного распада.

Мы уже видели, что ядра с большим числом нуклонов менее устойчивы, чем ядра со средним значением А. поэтому большинство естественно радиоактивных ядер в периодической системе элементов находятся за свинцом. Искусственным путем могут быть получены радиоактивные изотопы как с большим, так и с малым значением А.

Впервые радиоактивность была обнаружена Беккерелем в 1896г. Основоположниками исследования естественной радиоактивности являются П. и М. Кюри. Исследование искусственной радиоактивности синтезируемых ядер было начато И. и Ф. Жолио-Кюри.

Радиоактивный распад – явление принципиально статистическое. Одинаковые ядра распадаются за различное время. Мы не можем сказать, когда именно распадается данное ядро, а можем лишь указать, с какой вероятностью оно распадается за тот или иной промежуток времени. Радиоактивные ядра не «стареют» в процессе жизни. Для них существуют понятие среднего времени жизни, но не существует понятие возраста. Сходная ситуация имела бы место для среднего времени жизни человека, если бы люди не старели, гибли только от несчастных случаев.

Впервые излучение радиоактивных ядер было проанализировано при помощи опытов по отклонению его в электрических и магнитных полях и по поглощению в веществе. В результате этих опытов было установлено, что радиоактивные вещества испускают 3 вида излучения: α-излучение, β-излучения и γ-излучение. Позднее было установлено, что источником всех 3-х видов излучения является ядро (открытое Резерфордом в 1911 г.).

Область времен жизни радиоактивных ядер охватывает промежутки времени от сколь угодно больших до заметно превышающих характерное ядерное время пролета. В настоящее время известны α-радиоактивные ядра с временем жизни от 10-7 с до 5\*1015 лет (). Очень велики диапазоны изменения Т1/2 также для β-распада и γ-излучения.

Самым удивительным в явлении радиоактивности являются колоссальные в масштабах микромира времена жизни радиоактивных ядер. Действительно, характерное ядерное время имеет с, так что, например, в радиоактивном ядре , живущем 4,5\*109 лет ( то есть с), нуклоны, грубо говоря, успевают сделать в ядре по 1038  оборотов по своим орбитам, и в ядре ничего не происходит. А на 1038+1 обороте ядро испускает вдруг α-частицу. Очевидно, должны существовать какие-то физические причины, за счет которых ядро существует в течение таких поистине гигантских промежутков времени и потом все-таки самопроизвольно распадается.

Есть 2 основные причины, обеспечивающие большие порядки времен жизни радиоактивных ядер. Испускание тяжелых положительно заряженных частиц (α, d, p, и т.д.) сильно подавляется кулоновским барьером. Другой причиной может быть очень малая интенсивность слабых взаимодействий при β-распаде. Существуют еще 2 причины, в силу которых времена жизни нестабильных ядер могут изменяться на несколько (но уже не немного) порядков. Время жизни радиоактивного ядра зависит от энергии, выделяющейся при распаде. Если эта энергия мала, то время жизни резко возрастает. Время жизни радиоактивного ядра при малых энергиях, выделяющихся при распаде, сильно зависит от разности спинов исходного и конечного ядер.

**§2.2 Основной закон радиоактивного распада**

Если в момент tимеется большое количество N радиоактивных ядер и если за промежуток dt распадается в среднем dN ядер, то

,

где – вероятность распада ядра за единицу времени, постоянная распада. Знак минус означает, что число радиоактивных ядер уменьшается, в процессе распада. Вследствие того, что не зависит от времени (то есть от «возраста» ядра), состояние легко интегрируется.

(активность)

Этот закон относится к статистическим средним величинам и справедлив лишь при достаточно большом числе частиц.

Через выражаются две другие величины, характеризующие интенсивность процесса радиоактивности - и .

При экспоненциальном законе радиоактивного распада в любой момент времени t имеется отличная от нуля вероятность найти еще не распавшиеся ядра. Время жизни этих ядер превышает t. Наоборот, другие ядра, распавшиеся к этому времени, прожили разное время, меньшее t.

Ядра, распавшиеся в момент времени t, имеют время жизни, в точности равное t. Таких ядер будет

Можно подсчитать среднее время жизни данного радиоактивного ядра, если вычислить среднее значение величины t

За время первоначальное число ядер уменьшается в e раз. Единица измерения активности – беккерель. Бк (Bq) – 1 расп/с.

1 Ки равно числу распавшихся ядер, содержащихся в 1г Ra за 1 секунду (3,7\*1010расп/с).

Радиоактивные ряды, семейства.

В случае, когда имеется более двух генетически связанных друг с другом элементов, говорят о существовании радиоактивного ряда.

Тяжелые ядра с А> 208 подвержены α-распаду вследствие возрастания относительной роли кулоновской энергии. Если при этом А намного превышает 208, то ядро переходит в стабильное путем цепи последовательных распадов. Однако не все распады в этой цепи являются α-распадами. При каждом α-распаде А уменьшается на 4 единицы, а число протонов – только на 2, и по этому доля нейтронов увеличивается. В результате после потери нескольких α-частиц ядро становится склонным к β-распаду, при котором внутри ядра один из нейтронов превращается в протон по схеме . В радиоактивных рядах процессы α-распада и β-распада поэтому чередуются друг с другом.

При α-распаде А изменятся на 4 , а при β-распаде совсем не изменяется. Поскольку остаток от деления А на 4 одинаков для всех ядер одного и того же ряда, для данного семейства А может быть выражено формулой: А=4n+C, где С- постоянное для ряда число, а n принимает целочисленные значения. В принципе могут существовать только 4 различных радиоактивного ряда, в которых А равно 4n; 4n+1, 4n+2, 4n+3. Радиоактивный ряд обычно начинается с изотопа, время жизни которого очень велико и близко к времени жизни Земли лет.

Ряд тория ,А=4n,лет

Ряд урана ,4n+2,лет

Ряд актиния , 4n+3, лет,

Ряд нептуния , 4n+1, лет,

Последний ряд был предсказан теоретически и создан в лабораторных условиях после усовершенствования методов искусственного получения изотопов. Естественный изотоп за время существования Земли давно распался и в настоящее время в земной коре практически отсутствует.

Из сравнения Т1/2 начальных изотопов рядов с временем жизни Земли видно, что торий в Земле почти весь сохранился, распался лишь частично, а большей частью распался. Именно поэтому в земной коре очень много , а в 140 раз <. Радиоактивные ряды сыграли исключительно важную роль на начальном этапе развития ядерной физики, когда все методы излучения ядра были связаны с естественной радиоактивностью. В те далекие годы каждый изотоп получал свое персональное имя, которые до сих пор часто употребляются.

**§2.3 Альфа-распад. Спектры α-частиц. Зависимость периода α-распада от энергии α-частиц. Элементы теории α-распада. Туннельный эффект. Определение размеров ядер по данным α-распада**

Явление α-распада состоит в том, что ядро самопроизвольно испускает α-частицу и превращается в другое ядро с массовым числом, на 4 единицы меньшим, и с атомным номером, меньшим на 2 единицы:

Исходное ядро часто называют материнским, а получающееся после распада ядро – дочерним. Основными характеристиками α-распада, как и всякого радиоактивного процесса, является область ядер, у которых наблюдается распад, а также периоды полураспада и энергии вылетающих α-частиц.

Перечислим характерные эмпирические особенности α-распада.

а) α-распад идет только для тяжелых ядер, известно более 2000 α-активных ядер. Почти все эти ядра относятся к концу периодической системы ядер и имеют Z>83. Существует еще небольшая группа α-активных ядер в области редких земель, то есть при А=140-160. Z>60.

б) Периоды полураспадов α-активных ядер варьируются в широчайших пределах: 10-7 с<T<1017лет.

в) С другой стороны, энергии вылетающих α-частиц заключены в довольно жестких пределах, а именно , (49) МэВ для тяжелых ядер и (24,5) МэВ для ядер в области редких земель, причем энергия α-частиц растет с ростом Z.

Пожалуй, самым ярким и удивительным свойством α-распада является очень сильная зависимость Т1/2 от энергии вылетающих частиц. Уменьшение энергии на 1% может увеличить Т1/2  в 10 раз, а уменьшение энергии на 10% изменяет на 23 порядка. Например, самые медленные α-частицы, испускаемые , имеют энергию =4 МэВ, а Т1/2 для них =1,4\*1010 лет. Самые быстрые α-частицы вылетают из ядер с энергией 10,5 МэВ, а Т1/2 = 3\*10-7 с, то есть в 1024 раз <, чем у Th.

Период полураспада Т1/2 можно измерить непосредственно по убыванию активности со временем, а также определить по количеству распадов в единицу времени или векового равновесия. Пробеги α-частиц в разных средах измеряют различными методами, с помощью камеры Вильсона, пузырьковых камер, фотографической эмульсии. Энергия α-частиц в первых опытах определялась по их пробегу.

Переход от пробегов к энергии производится при помощи эмпирических или теоретических формул. В первом приближении пробег α-частиц в воздухе связан с ее энергией степенной функцией вида:

В 1911 г Гейгер и Нэттол нашли экспериментально, что для α-радиоактивных элементов всех 3-х радиоактивных семейств существует зависимость между постоянной распада – λ и пробегом α-частицы Rα:

Так как пробег и энергия α-частицы связаны степенной функцией, то закон Гейгера-Нэттола можно записать в другой форме

 В логарифмических координатах он приблизительно передается 3-мя параллельными прямыми. Прямая 1 соответствует семейству U, 2 –семейству Th и 3 – семейству AсU. Значение закона Гейгера-Нэттола заключается в том, что с его помощью можно найти λ таких ядер, для которых неприменим непосредственный метод определение Т1/2 (например, для длиннопробежных α-частиц).

α-частицы для ядер определенного сорта имеют одну и ту же определенную энергию. Более прецизионные измерения показывают, однако, что

Рис.2.1

спектр вылетающих α-частиц обычно имеет тонкую структуру, то есть состоит из нескольких близких друг к другу энергий. Существует два случая α-распада интересные тем, что соответствующие ядра (ThC’ и RaC’) наряду с основной группой α-частиц испускают очень небольшое количество, так называемых длиннопробежных α-частиц с большей энергией.

Какие ядра подвержены α-распаду?

α-распад относится к числу ядерных процессов, происходящих под действием сильного взаимодействия. Поэтому для разрешенных переходов должны выполняться все известные законы сохранения.

Для того, чтобы α-распад шел, необходимо (но не достаточно), чтобы он был энергетически возможен, то есть масса исходного ядра должна быть > суммы масс образующихся ядер.

Разность энергетического покоя исходного ядра и продуктов распада, равная по абсолютной величине энергии связи, выделяется в виде кинетической энергии α-частиц и ядра отдачи:

Эта энергия распределяется между α-частицей и ядром-продуктом таким образом, чтобы выполнялся закон сохранения импульса

Считая, что распадающиеся ядро покоится, получаем , откуда или .

Таким образом, подавляющую часть кинетической энергии, выделяющейся при α-распаде, уносит α-частица, и лишь незначительная ее доля (около 2% для тяжелых α-радиоактивных ядер) приходится на ядро-продукт.

**§2.4 Закон сохранения момента количества движения**

Поскольку , то

Закон сохранения четности

Закон сохранения изотопического спина:

;

Энергетический спектр α-распада. В большинстве случаев α-частицы при распаде ядер являются моноэнергетическими. Однако, некоторые ядра испускают несколько типов моноэнергетических α-частиц, что получило название тонкой структуры α-спектров. Отмечено, что α-частицы с меньшей энергией испускают с меньшей интенсивностью. Ширина линии 0,1 эВ характеризует степень монохроматичностиα-частиц (ядро отдачи уносит небольшую долю энергии).

До сих пор мы предполагали, что что ядро распадается из основного состояния и новое ядро тоже образуется в основном состоянии. Но при радиоактивных распадах конечное ядро может оказаться не только в основном, но в одном из своих возбужденных состояний.

Наибольшее число линий тонкой структуры наблюдается у α-спектров, соответствующих переходам на возбужденные уровни несферических ядер. Это объясняется тем, что у таких ядер имеются уровни с небольшой энергией возбуждения, связанные с

вращением ядра. А переходы именно на такие уровни (расположенные вблизи от основного состояния ядра) и Рис.2.2 порождают α-частицы с близкими энергиями, которые в

соответствии с законом Гейгера-Нэттола должны испускаться со сравнимыми вероятностями.

Однако исключительно резкая зависимость вероятности αраспада от энергии приводит к тому, что распады на возбужденные уровни дочернего ядра обычно идут с очень низкой интенсивностью, потому что при возбуждении дочернего ядра уменьшается энергия α-частицы. Экспериментально удается наблюдать только распады на вращательные уровни, имеющие относительно низкие энергии возбуждения. Разность энергий между группами α-частиц, испускаемых на основной и возбужденные уровни, определяет энергию возбуждения ядра-продукта.

Если новое ядро оказывается в возбужденном состоянии, то за α-распадом должна последовать γ-излучение, линии спектра которые определяются схемой уровней ядра-продукта. Вероятность распада (интенсивность групп α-частиц) резко возрастает при увеличении α-частицы и падает с ростом уносимого момента количества движения. Таким образом, изучая тонкую структуру α-спектров, можно получить сведения об энергетических уровнях ядра-продукта. Возникновение длиннопробежных α-частиц объясняется тем, что α-распад испытывает ядро, которое само находится в возбужденном состоянии. При этом α-частицы имеют большую энергию, чем при распаде из основного состояния. Действительно, если α-распадающееся ядро является продуктом предыдущего α- или β-распада, то в начальный момент оно может находится как в основном, так и возбужденном состоянии. Поскольку α-распад – процесс довольно медленный, то ядро, как правило, сначала переходит в основное состояние путем одного или нескольких последовательных γ-распадов и только после этого испытывает α-распад. Имеются однако 2 случая, когда вероятности обоих процессов сравнимы, и α-распад наблюдается как из основного, так и из возбужденного состояния ядра. Это происходит лишь для очень короткоживущих ядер при больших энергиях распада.

c; RaC’(c.

Разности энергий длиннопробежных групп непосредственно определяют схему расположения уровней исходного ядра. Радиоактивные изотопы, дающие длиннопробежные частицы, также создают γ-излучение, которое принадлежит исходному ядру.



Рис.2.3 Рис.2.4

Некоторые из закономерностей α-распада можно объяснить с помощью капельной модели. Можно показать, что

Здесь каждый из членов определяется по полуэмпирической формуле Вейцзеккера. Анализ этого выражения показывает, что энергия распада становится положительной при Z>73, причем и растут сувеличением Z. Отсюда видно, что одна из закономерностей α-распада, согласно которой α-радиоактивность, как правило, проявляется только у последних элементов в периодической системе и кинетическая энергия α-частицы растет с увеличением Z, легко объясняется при помощи капельной модели ядра.

Разумеется, выводы из капельной модели не могут претендовать на большую точность. В частности, из существования α-радиоактивных ядер среди редкоземельных элементов (Z=60) следует, что капельная модель дает завышенное значение теоретической границы α-распада.

Для точного определения области значений A и Z ядер, для которых энергетически возможен α-распад, надо воспользоваться экспериментальными данными об энергиях связи ядер.

Из графика видно, что распад становится возможным ( начиная с A=140, то есть для всех тяжелых ядер, начиная с редкоземельных элементов. Видно также, что в областях A145 и A212 величина имеет отчетливые максимумы, которые объясняются в оболочечной модели ядра. Максимум при A=145 связан с заполнением

Рис. 2.5

нейтронной оболочки дочернего ядра до магического числа N=A-Z=82, а максимум при A=212 связан с заполнением протонной оболочки при Z=82.В обоих случаях соответствующие ядра отличаются особой устойчивостью (особенно малой массой), вследствие чего α-переход на них сопровождается освобождением большой энергии. Именно за счет такого оболочечного эффекта первая, редкоземельная область α-активных ядер начинается с N=84=82+2, а тяжелые α-активные ядра становятся особенно многочисленными начиная с Z=84.

**§2.5 Зависимость периода полураспада от энергии вылетающих α-частиц**

Энергетическое рассмотрение α-распада позволило объяснить целый ряд экспериментальных закономерностей этого процесса. Непонятной осталась только природа закона Гейгера-Нэттола, которой никак не следует из энергетической схемы α-распада. Согласно энергетической схеме α-распад становиться возможным в том случае, когда , то есть когда энергия сходного ядра > суммы энергий ядра-продукта и α-частицы. Но если это так, то почему α-распад не происходит мгновенно (то есть за время , где R-радиус ядра, а V-скорость α-частицы).

Покажем, что α-распад происходит в таких условиях, когда по закону классической не квантовой теории он невозможен. Для этого рассмотрим график потенциальной энергии α-частицы в ядре и его окрестности. Будем считать, что α-частица существует внутри ядра как целое образование и движется в потенциальном поле ядра, создаваемом нуклонами. Внутри ядра на α-частицу действует суммарное поле ядерных сил притяжения и кулоновских сил отталкивания, которыми можно пренебречь.

Возникает задача расчета вероятности проникновения через барьер. Без барьера α-частица за характерное (ядерное) время с (дляМэВ) покинула бы ядро. – это кинетическая энергия свободной α-частицы (далеко за пределами ядра). Внутри ядра кинетическая энергия α-частицы.

Необходимо решить стационарное уравнение Шредингера для α-частицы в центральном потенциале U(r). Вне ядра короткодействующие ядерные силы быстро обращаются в нуль, и на α-частицы действует только электростатическое кулоновское отталкивание. На границе ядра вступает в игру мощное притяжение, обусловленное ядерными Рис.2.6 силами, и потенциальная кривая резко, почти вертикально,

уходит вниз. Точная форма потенциала внутри ядра неизвестна. Потенциальную энергию α-частицы внутри ядра можно считать примерно постоянной. Оценим величину кулоновской энергии на границе ядра, то есть определим высоту потенциального барьера (максимальное значение потенциальной энергии) для тяжелого ядра, взяв , Z=100; тогда

с другой стороны, реальные энергии α-частиц заключены в интервале от 4 до 9 МэВ, то есть << Б. Поэтому, согласно классической механике, α-распад невозможен. Здесь мы сталкиваемся с одним из фундаментальных отличий квантовой механики микромира от классической механики макротел. В классической теории процесс может быть выгодным энергетически, разрешенным всеми законами сохранения и все-таки не идти. В квантовом микромире это не так. В микромире любой процесс, разрешенный законами сохранения, обязательно идет. Квантовая механика показывает, что при любой конечной высоте потенциального барьера подающая на него заряженная частица, полная энергия которой положительна, имеет хотя и малую, но конечную вероятность «просочиться» сквозь барьер. Наличие такого чисто квантового эффекта, называемого «туннельным переходом», и лежит в основе α-распада. Это свойство частиц, подчиняющихся законам квантовой механики, было впервые замечено М.А. Леонтовичем и Л.И. Мандельштамом и с успехом использовано Г.А. Гамовым для построения теории α-распада.

Для простоты рассмотрим одномерное движение с барьером прямоугольной формы ширины d. Состояние квантовой частицы описывается волновой функцией ψ(r). Вне барьера, то есть при Z>R+d, частица движется свободно. Если энергия частицы E, то ее волновая функция представляет собой волну де Бройля . Внутри барьера кинетическая энергия отрицательна при E<U (E=T+U). Поэтому импульс p становится чисто мнимым.

Рис.2.7

Классическое движение с мнимым импульсом невозможно. Но квантовая волна де Бройля может существовать и при мнимом импульсе.

Вероятность прохождения через барьер есть отношение вероятностей обнаружить частицу в точках R+d и R. Для этого достаточно знанияпод барьером (область 2).

, R<r<R+d

вероятности найти частицу в точке r. Поэтому отношение вероятности найти частицу вне барьера (в точке R+d) к вероятности найти частицу внутри барьера ( в точке r=R) равно

Это отношение равно вероятности просачивания частицы сквозь барьер и называется коэффициентом проницаемости барьера или прозрачности барьера.

Полученный результат легко обобщается на барьер произвольной формы, который разбивается на ряд прямоугольных барьеров, толщиной и высотой . Тогда вероятность прохождения частицей через весь барьер равна произведению коэффициента прочности каждого из n слоев

В пределе при .

Пределами интегрирования служат границы барьера или границы той области, где кинетическая энергия отрицательна.

Для того, чтобы связать коэффициент проницаемости с постоянной распада λ, надо его помножить на вероятность того, что α-частица окажется на границе ядра. Имея скорость V, α-частица в ядре радиуса R в среднем V/2R в секунду подходит к границе ядра. При каждом подходе вероятность пройти сквозь потенциальный барьер и выйти из ядра равна D. Поэтому постоянная распада λ (вероятность распада в единицах времени)

Скорость V можно оценить из соотношения неопределённостей импульс – координата:

Выполняя интегрирования по r можно получить зависимость λ от энергии α-частицы, которая экспериментально найдена Гейгером и Нэттолом.

Для кулоновского барьера можно выполнить точное интегрирование и получить период полураспада

Это впервые сделал Гамов в 1928 г еще до того как был открыт нейтрон (Гамов полагал, что ядро состоит из α-частиц). При этом получается следующая приближенная формула

,

являющаяся одним из вариантов записи установленного еще в 1911 г закона Гейгера-Нэттона. В этой формуле А и В – константы. Они несколько меняются при переходе от одного ядра к другому, завися главным образом от Z. Если выражать в секундах, а в МэВ, то для довольно типичного набора значений этих констант имеем от 4 до 9 МэВ, падает с 1020 с до 10-5 с. Столь резкое падение , очевидно, вызвано тем, что кинетическая энергия α-частицы входит в показатель экспоненты выражения для проницаемости барьера.

При выводе формулы для прозрачности потенциального барьера нужно строго говоря, сделать 2 уточнения:

1. До сих пор мы предполагали, что α-частицы просто существуют в ядре, а вероятность распада целиком определяется вероятностью выхода α-частицы наружу. На самом деле перед тем, как выйти наружу, α-частица должна еще образоваться в ядре из отдельных p и n-ов. Однако учет этого предварительного процесса изменит в формуле для λ лишь предэкспоненциальныймножитель, но не показатель экспоненты. Поэтому влияние особенностей внутриядерных процессов на α-распад не может быть очень сильным.

2. Следует учитывать возможность вылета α-частицы с угловым моментом, отличным от 0 и равным l. Такой случай возникает, если при α-распаде ядро переходит в состояние с измененным угловым моментом. Тогда разность угловых моментов уносится α-частицей. Когда частица имеет определенный момент количества движения, то возникает центробежная сила, которую можно описать центробежным потенциалом. Центробежная сила в классической механике равна

*,*

где – модуль вектора момента количества движения.

Согласно квантовой механике

- ,

Поэтому при потенциал взаимодействия α-частицы с ядром возрастает

,

что приводит к уменьшению коэффициента прозрачности.

Искажение формы барьера за счет центробежной энергии довольно незначительно главным образом из-за того, что центробежная энергия спадает с расстоянием значительно быстрее, чем кулоновская (как , а не как ).

Центробежная энергия, как и кулоновская, препятствует вылету (сближению) α-частицы из (U) ядра, увеличиваясь с уменьшением r, то есть создает дипольный (центробежный барьер), который однако мал (проценты от кулоновского).

Не учет этих 2-х факторов, а также некоторых других более тонких эффектов приводит к тому, что для некоторых ядер λ, полученная на основе элементарной теории α-распада, оказывается на несколько порядков > величин, найденных из эксперимента. α-переходы, для которых λтеор.>>λэксп. называются запрещенными, а отношение – коэффициент запрета.

Наличие ħ (очень маленькой величины) в показателе экспоненты объясняет сильную зависимость от энергии. Даже небольшое изменение энергии приводит к значительному изменению показателя и тем самым к очень резкому изменению λ, то есть . Именно поэтому энергия вылетающих частиц, жестко ограничены. Для тяжелых ядер α-частица с энергией > 9 МэВ вылетают практически мгновенно, а с энергией <4 МэВ живут в ядре так долго,что распад не удается зарегистрировать. Для редкоземельных α-активных ядер обе цифры снижаются за счет уменьшения радиуса и высоты барьера.

Из формулы для λ видно, что сильно зависит от радиуса ядра, поскольку *R* входит не только в предэкспонентальный множитель, но и в показатель, как предел интегрирования. Поэтому из данных по α-распаду можно довольно точно определять радиусы ядер. Полученные таким путем радиусы оказываются на (20-30) % > найденных в опытах по рассеянию электронов. Это различие связано с тем, что в опытах с быстрыми электронами (несколько сот МэВ) измеряется радиус распределения нуклонов (точнее протонов) в ядре, а в α-распаде измеряется то расстояние между центрами ядра и α-частицы, на котором перестают действовать ядерные силы. Поэтому измерения по α-распаду фактически дают радиус ядра + радиус α-частицы + радиус действия ядерных сил.

**§2.6 β-распад. Виды β-распада. Энергетические спектры электронов. Экспериментальное доказательство существование нейтрино. Элементы теории β-распада. Понятие о слабых взаимодействиях. Разрешенные и запрещенные β-переходы. Несохраненные четности в β-распаде. Проблемы массы нейтрино**

β-распадом называют процесс превращения нестабильного ядра в изобару – ядро с зарядом, отличным от исходного на , сопровождаемый испусканием e- (e +) или захватом e-  с оболочки атома. Одновременно ядро испускает или .

Таким образом известны 3 вида β-распада: β-, β+ и e-захват (к-захват)

Простейшим примером β-распада является распад свободного нейтронапо схеме

За счет этого процесса и рождается электрон внутри ядра.

Распад свободного протона невозможен энергетически, так как mp<mn. Внутри же ядра такой процесс может идти за счет энергии ядра.

1. К β-распадным явлениям относится также электронный захват, при котором ядро захватывает электроны с атомной оболочки и испускает нейтрино

Чаще всего захват происходит с к-оболочки и поэтому процесс называется К-захватом, но он возможен и для других оболочек. При

Явление К-захвата сопровождается характеристическим рентгеновским излучением, возникающим, когда освободившееся место (*K*,*L*) заполняется электронами, находящимся на более высоких уровнях. При таком переходе должен испуститься рентгеновский квант. Это заполнение вакантного места может произойти и с передачей энергии электрону последней оболочки (вылет из атома одного из электронов наружных оболочек за счет освобождения энергии при переходе другого электрона на К-оболочку из менее связанной оболочки без испускания рентгеновского кванта), то есть возникновением электронов Оже с энергией, равной разности энергии последней оболочки и К-оболочки.

Поскольку электроны и ν не входят в состав ядра, они рождаются в процессе самого распада. Главной особенностью β-распада является то, что он обусловлен не ядерными и не электромагнитными силами, а третьим из четырех типов фундаментальных взаимодействий в природе – слабыми взаимодействиями. Бета-распад – процесс не внутриядерный, а внутрикулонный. В ядре распадается одиночный нуклон. С другой стороны, для того, чтобы выполнились законы сохранения энергии и момента, ядро при β-распаде должно перестраиваться. Поэтому , а так же другие характеристики β-распада в сильнейшей степени зависят от того, насколько сложна эта перестройка. В результате периоды β-распада варьируются в столь же широких пределах, как и периоды α-распада. Таким образом, если α-распад представляет собой чисто ядерное явление, то β-активные процессы – явление гораздо более сложное, связанное с теорией слабых взаимодействий, так и со структурой ядра.

Кулоновский барьер при β-распаде можно не обсуждать. Он есть лишь для позитронов, образовавшихся внутри ядра. Главное то, что соотношение неопределенностей запрещает долго оставаться внутри ядра. Покажем это.

Характерные энергии β-распада таковы, что , где – относительный импульс лептонной пары при β-распаде, а – радиус ядра. Таким образом, имеем неравенство . В то же время, поскольку неопределенность в импульсе электрона и неопределенность в его координате , то из этого неравенства следует, что противоречит соотношению неопределенностей . Таким образом, электрон β-распада не может долго оставаться в ядре, не нарушая соотношения неопределенностей.

Времена β-распада лежат в интервале 0,1с1017 лет. α-распад, за который ответственны ядерные силы, может происходить за короткие(до 3\*10-7с). На малую интенсивность слабых взаимодействий и большое время жизни нейтрона ( 15 мин)указывает то , что γ-распад со сравнимой энергией выделения (0,78 МэВ) идет в среднем за 10-12 с.

За счет того что интенсивность слабых взаимодействии на 24 порядка < ядерных, β-активных ядер в среднем имеют порядок минут и часов, а пределы изменения от 10-2с дол 1018 лет (2\*1015 лет). Для β-распада , как правило несуществен кулоновский барьер, несмотря на то, что вылетающие позитроны положительно заряжены, а их энергии часто < энергий распадных α-частиц. Это связано с тем, что у позитрона очень мала масса и , следовательно, велик импульс. Поэтому позитрон не может долго находится в ядре без нарушения соотношения неопределенностей.

Если α-распад наблюдается только у самых тяжелых ядер и некоторых редкоземельных, то β-активные ядра гораздо более многочисленны и имеются во всей области значений массового числа А, начиная от 1 (свободный нейтрон) и кончая массовыми числами самых тяжелых ядер. Энергия β-распада заключена в пределах от 18 кэВ (для ) до 16,6 МэВ (для ).

Энергетические соотношения (баланс энергии) при β-распаде.

Будем считать, что масса нейтрино равна или близка к 0. β-распад энергетически возможен, если

Удобнее записать это условие для полных масс атомов вместе с электронными оболочками, так как в масс-спектроскопических измерениях определяются не массы ядер, а массы атомов и в справочных таблицах приводятся массы атомов.

Иными словами, β--распад возможен, если предыдущий изобар тяжелее своего соседа (по таблице Менделеева) справа. Разница масс исходного и конечного атомов должна переходить в кинетическую энергию e-и .

Законы сохранения энергии и импульса для β-распада будут

Позитронный или β+-распад. Энергетическое условие:

Электронный захват:

При β+-распаде и электронном захвате ядро претерпевает один и тот же процесс превращения протона в нейтрон. Поэтому оба эти процесса могут идти для одного и того же ядра и часто конкурируют друг с другом. Из сравнения условий видно, что электронный захват может идти при меньшей разности масс, чем позитронный распад, то есть с энергетической точки зрения более выгоден. В частности, если

*,*

то электронный захват разрешен, а β+-распад запрещен.

Если энергетически разрешены оба конкурирующих процесса, то позитронный распад для легких и средних ядер обычно преобладает над электронным захватом и часто практически полностью его подавляет. Дело в том, что е-захват сильно затруднен тем, что захватываемый электрон находится далеко от ядра (10-10 м). Вероятность для К-электрона находится внутри ядра по порядку величины равна отношению объема ядра к объему, занимаемому атомной оболочкой.

, где , а – радиус К-оболочки. Радиус К-оболочки уменьшается при переходе к тяжелым ядрам, для которых соответственно увеличивается вероятность К-захвата. Для тяжелых ядер, перегруженных протонами, обычно основным β- процессом является е-захват.

**§2.7** **Энергетический спектр электронов**

****

При β-распаде (в отличие от α-распада) из ядра вылетают не одна, а 2 частицы. Поэтому энергетическое соотношение для β-распада характеризуется не только общей энергией, выделяющейся при распаде, но и распределением этой энергии между вылетающими частицами (энергия отдачи ядра сравнительно мала и ею обычно можно пренебречь). В силу статистического характера явления радиоактивности при

Рис.2.8

одиночном акте β-распада соотношение энергий электрона и антинейтрино может быть любым, то есть кинетическая энергия е- может иметь любое значение от 0 до максимально возможной Тмакс (полная энергия, выделяющаяся при распаде). Для очень большого числа распадов одинаковых ядер в результате статистического усреднения получается уже не случайное, а вполне определенное распределение. N(T) вылетающих электронов по энергиям. Это распределение называется сектором электронов β-распада. На рисунке представлена типичная форма энергетического β- спектра для разрешенных переходов. При определенной энергии имеется максимум интенсивности, а затем с увеличением энергии число электронов монотонна убывает. Средняя энергия электронов испускаемых тяжелыми ядрами обычна близка к 1/3 максимальной энергии и для естественных радиоактивных электронов заключена в пределах (025-0,45) МэВ.

При малых энергиях вылетающей заряженной частицы форма β-спектра искажается под влиянием кулоновского взаимодействия между ядром и вылетающей из него заряженной частицей. При е- распаде кулоновское взаимодействие является притягивающим, то есть стремящимся уменьшить энергию вылетающего электрона. При е+ распаде, напротив, кулоновское взаимодействие – отталкивающее так что оно ускоряет вылетающий е+. Поэтому число е- с малыми энергиями увеличивается, а число е+ уменьшается. Нередко встречаются β-спектры более сложной формы. Общими свойствами всех β- спектров является, во-первых, их плавность и, во-вторых, наличие максимальной энергии Тм, на которой Рис.2.9 спектр обрывается. Оба эти свойства являются

прямым следствием вылета антинейтрино (или ν) при распаде. Объяснение непрерывного характера энергетического спектра электронов в свое время было связано с очень большими трудностями. Исторически именно на основании этих свойств β-спектров Паули в 1931 г предсказал существование ν на четверть столетия раньше его непосредственного экспериментального наблюдения. Если не предполагать, что наряду с е- вылетает еще одна частица, уносящая часть энергии, пришлось бы признать, что при β-распаде не выполняется закон сохранения энергии. Не удавалось также согласовать β-распад с законом сохранения момента количества движения. Если бы, например, нейтрон распался бы только на pи e-: , то поскольку спины всех частиц =1/2, сумма спинов справа = целому числу, а слева 1/2, то есть такой тип распада противоречил бы закону сохранения момента количества движения.

Это несоответствие с законами сохранения энергии и спины снимается гипотезой Паули, который в 1931 г предположил, что при β-распаде вылетает еще одна частица, нейтральная, с массой, близкой к нулю, и со спином =1/2. Ферми назвал её нейтрино. Из-за отсутствия ионизации следует также равенство нулю или чрезвычайная малость магнитного момента нейтрино.

В энергетическом спектре электронов, испускаемых некоторыми радиоактивными источниками, кроме основного непрерывного спектра имеются также спектральные линии. Но эти спектральные линии электронов не имеют никакого отношения к β-распаду. Их происхождение связано с электромагнитным процессом, называемым внутренней конверсией. Он состоит в том, что возбужденное состояние дочернего ядра передает свою энергию не фотону, который унес бы ее при γ-переходе, а электрону атомной оболочки. Непрерывная же часть спектра, напротив, должна быть приписана β-распаду.

Экспериментальное доказательство существование нейтрино

Специфические свойства ν (Zν=0, mν=0, μν=0) делают чрезвычайно трудным опыт по обнаружению этой частицы, они совершенно неуловимы и первые сведения, подтверждающие их существование, носили косвенный характер. Антинейтрино с энергией 1 МэВ способно без взаимодействия пройти сквозь слой воды толщиной в несколько световых лет.

Строго говоря, изучение β-спектров дало для верхней границы массы покоя значение 60эВ/с2 , но обычно её считают =0.

Масса электронного нейтрино, согласно исследованиям, проведенным в ИТЭФ в СССР (в 1980г), лежит в пределах 14 эВ/с2<mν< 46 эВ/с2. Экспериментально показано также, что νμ<0,52 МэВ/с2, а ντ<250 МэВ/с2.

Нейтрино очень слабо взаимодействует с веществом и ускользает от наблюдателя. Ее пробег в твердой сфере 1015 км.

Впервые опыт по обнаружению эффекта, связанного с существованием ν, был поставлен в 1936 г А.И. Лейпунским. Опыт показал, что энергетическое распределения ядер отдачи не соответствует без-нейтринной схеме распада. Для получения количественных результатов Алиханов и Алиханян предложили использовать К-захват е- ядром . Рис.2.10 Поскольку при е-захвате из ядра вылетает

только ν, то есть энергия распределяется между 2-мя частицами: ν и ядром отдачи, возникающие ν моноэнергетичны, ядра отдачи тоже моноэнергетичны. Опыт должен заключаться в измерении энергии ядра отдачи и сравнении Тэксп с её расчетным значением. Этот опыт из-за начавшейся войны не был поставлен. Совершенно аналогичный опыт провел в 1942 г Аллен (США).

;

накосился методом испарения в виде тончайшего слоя платиновую пластинку S. В результате К-захвата атомы превращаются в атомы , которые получив импульс отдачи, вылетают уже в виде ионов с поверхности платиновой пластинки и,

Рис. 2.11 ускоряясь полем в (100-200) В между пластинкой S и сеткой В, попадают в пространство между 2мя сетками В и С. К сетке С прикладывается переменный тормозящий потенциал, с помощью которого находилось распределение ионов по энергиям (меняя задерживающий потенциал, можно было пропускать сквозь сетку положительные ионы отдачи, которые способны преодолеть тормозящее поле). Подсчет ионов производился с помощью счетчика, включенного на выходе электронного умножителя А, который усиливая ток в 18000 раз. Сравнение числа ионов, попадающих на умножитель при разных значениях задерживающего потенциала, показало, что максимальная энергия атомов отдачи составляет около 48 эВ. Совпадение с ожидаемым значением (57эВ) для первого опыта можно считать вполне удовлетворительным.

В дальнейшем опыты дали для энергии ядер отдачи значение (56,61,0), что согласуется с расчетом.

Хотя трудно подыскать другую причину возникновения у ядра столь большого импульса, строго говоря, описанные опыты не могут считаться экспериментом, доказывающим существование нейтрино, так как в них не наблюдалось непосредственное взаимодействие нейтрино с веществом. Результат опыта Аллена сводится к доказательству того, что предположение о существовании частицы со свойствами нейтрино согласуется с законами сохранения. Прямой опыт по обнаружению взаимодействия свободного нейтрино с веществом удалось поставить только в 1953 г Коэну и Райнесу и оценить сечение его взаимодействия с веществом (σ=10-43 см2)

Таким образом, гипотеза об испускании в процессе β-распада нейтрино была доказана экспериментально. Более детальное рассмотрение свойств ν показывает, что наряду с нейтрино ν существует также антинейтрино отличаюшееся от ν характером взаимодействия с веществом. ν и являются частицей и античастицей. Нейтрино и антинейтрино, испускающиесяв процессе β-распада, называют электронными нейтрино и антинейтрино. В 1962 г было доказано, что кроме электронных ν и существуют также мюонные нейтрино (νμ) и антинейтрино. Испусканием этих частиц сопровождается распад - мезонов:

**§2.8 Первоначальная теория β-распада**

Теория β-распада была создана в 1934 г итальянским физиком Э. Ферми по аналогии с квантовой электродинамикой, однако для описания β-распада Ферми ввел новый тип сил – слабое взаимодействие. Согласно квантовой электродинамике процесс испускания и поглощения фотонов рассматривается как результат взаимодействия заряда с окружающим его электромагнитным полем. Фотоны не содержатся в готовом виде в атоме, а возникают в самый момент их испускания. Их источником является заряд. В ядре нет электронов. Они возникают в нем в самый момент β-распада в результате превращения. n в p или p в n. одновременно вылетает ν или . Таким образом β-распад в некотором смысле подобен процессу излучения, в котором фотон также возникает в самый момент излучения. Процесс β-распада в теории Ферми рассматривается как результат взаимодействия нуклона ядра с электронно-нейтринным полем. Нуклон переходит в другое состояние (из n в p или наоборот) и образуется е- (е+) и (ν). Источниками легких частиц являются нуклоны. При этом предполагается, так же как в электродинамике, что в процессе β-распада выполняются законы сохранения четности и момента количества движения.

Исключительная слабость взаимодействия, ответственного за β-распад, позволяет применять методы теории возмущений. Согласно этой теории вероятности перехода Р рассматриваемой системы (например, атомные ядра) из начального состояния в конечное

,

где и – волновые функции начального и конечного состояний системы (звездочка над знаком волновой функции означает, что берется комплексно-сопряженная величина), H – оператор возмущения, под действием которого осуществляется переход, – плотность конечных состояний, – элемент объема.

В рассматриваемом случае совпадает с волновой функцией начального состояния нуклона ; , где – волновая функция конечного состояния нуклона, – волновая функция е-, – волновая функция ν (или ).

В теории Ферми рассматривался так называемый векторный вариант слабого взаимодействия, которому соответствует оператор, аналогичный используемому в теории электромагнитной взаимодействий. Однако этот вариант оказался недостаточным для интерпретации всех разрешенных, то есть идущих с большой вероятностью, β-переходов. Поэтому теория Ферми была усовершенствована.

Рассматриваются 5 вариантов слабого взаимодействия:

скалярный S

векторный V

тензорный T

аксиально-векторный A

псевдоскалярный P

Каждому из них соответствует определенная форма оператора возмущения H, сохраняющего четность и момент количества движения в процессе слабого взаимодействия. При этом четность и момент начального и конечного состояния ядра изменяются в соответствии с правилами отбора. Таким образом, в общем случае (но все еще в предположении выполнения закона сохранения четности в слабом взаимодействии) оператор возмущения можно записать в форме

Где *i* пробегает значение, соответствующие 5 перечисленным вариантам, каждый из которых характеризуется комплексным коэффициентом . В соответствии с законом сохранения четности H не меняет знака при инверсии координат.

Общее количество параметров слишком велико для того, чтобы их можно было определить, опираясь на существовавшие экспериментальные данные. Однако сделав ряд дополнительных предположений о структуре слабого взаимодействия, можно резко сократить число параметров ( не приходя в противоречие с экспериментом). Ввиду очень слабого взаимодействия ν с нуклонами его волновая функция записывается в виде плоской волны:

такое же приближение пригодно и для электронов, если пренебречь влиянием кулоновского поля ядра (это допустимо для легких ядер и электронов с кинетической энергией Te<200 кэВ)

В этом предположении и , то есть и . Оператор возмущения равен константе H=g.

Тогда:

где g – постоянная, характеризующая интенсивность β-взаимодействия (подобно тому как электрический заряд e характеризует интенсивность кулоновского взаимодействия), а М – ядерный матричный элемент, определяющийся свойствами волновой функций начального и конечного состояний нуклона.

Постоянная слабого взаимодействия g определяется экспериментально из сравнения некоторых следствий теорий β-распада с опытом. Матричный элемент является простейшей формой записи матричного элемента. В более строгом рассмотрении каждому из перечисленных выше 5 вариантов теории соответствует своя форма записи матричного элемента. Однако в любом варианте теории матричный элемент определяется свойствами волновой функций начального и конечного состояний ядра и принимает максимальное значение для разрешенных переходов (например, для β-распада О14, и для 2х типов β-распада n). Разрешенный переходам соответствуют определенные условия (правила отбора), которым должна удовлетворять начальное и конечное состояние ядра (значение спина и четности ядра).

Подставив выражения для числа состояний и (2) в формулу (1), проинтегрировав по всем возможным значениям pe и pν(они определяются из знаков сохранения энергии и импульса), можно получить вероятность излучения и, следовательно, время жизни ядра τ относительно β-распада. Оно оказывается связанным с энергией β-распада соотношением:

где

– довольно сложная, но вполне определенная и поддающаяся точному вычислению функция. При учете кулоновского взаимодействия эта функция зависит еще и от значения Z исходного ядра: . В ультрарелятивистском случае Emax>>mc2=0,5 МэВ. , то есть .

можно определить экспериментально, а должно быть близко либо к 1 (для разрешенных переходов), либо к 0 (для запрещенных). Поэтому теория β-распада предсказывает, что произведение 2х экспериментально измеримых характеристик β-распада должно быть приблизительно постоянно как для разрешенных, так и для запрещенных переходв, причем константа для запрещенных переходов должна быть существенно >, чем для разрешенных. Наименьшее значение должна иметь для особенно простых случаев, например, для β-распада n и H3, у которых принимает максимально возможное значение. Это связано с тем, что волновые функции начального и конечного состояний свободного нейтрона и протона в точности совпадают, а для зеркальных ядер H3и Hе3 очень похожи. Вероятность β-распада зависит и от структуры ядра. Величина (сравнительный период полураспада) характеризует степень этого влияния. Поскольку меняется в переделах многих порядков, то часто пользуются её логарифмом.

|  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Группа переходов | Сверх-разрешенные | Нормально разрешенные | Запрещенные 1-го порядка | Запрещенные 2-го порядка | Запрещенные 3-го порядка |
| Ср. значение в группе | 3,5 | 5 | 9 | 15 | 18 |

Из таблицы видно, что β-распад можно разделить на несколько групп так, что внутри группы значения близки друг к другу. В группу сверхразрешенных переходов входят такие, при которых у ядра процесс β-распада не происходит никакой перестройки ядерной структуры. В тех случаях, когда структура исходного и конечного ядер хорошо известна, зависимость для таких переходов можно получить значение фундаментальной константы, характеризующей интенсивность слабого взаимодействия одиночного нуклона с е- и , с е+ и ν. Эта константа определялась из β+-распада и β-распада нейтрона.

Для средних ядер периодической системы матричные элементы для разрешенных переходов должны быть меньше, чем для легких ядер. Дело в том, что в средних ядрах нейтронов больше, чем p, благодаря чему уровни, занимаемые последним нейтроном исходного ядра и последним p конечного ядра, различны. В связи с этим волновые функции начального и конечного ядер будут сильнее отличаться друг от друга и должен быть заметно <1. Сравнение периодов полураспада и энергий β-распада для этих случаев показывает, что . Такие переходы называются разрешенными или нормально разрешенными. При нормально разрешенных переходах структура ядра уже существенно меняется при распаде. Такие переходы, однако, называются разрешенными, так как в них не нарушается правила запрета по моменту количества движения и четности.

Таким образом, начальное и конечное состояние ядра для разрешенных (сверхразрешенных) переходов должны удовлетворять вполне определенным условиям. Эти условия связаны с выполнением законов сохранения момента количества движения и четности и называются правилами отбора Ферми и правилами отбора Гамова-Теллера. Согласно правилам отбора Ферми к разрешенным переходам относятся такие β-переходы, в результате которых ни момент, ни четность ядра не изменяются: . По рпавилам отбора Гамова-Теллера к разрешенным переходам относятся β-переходы, в процессе которых четность ядра не изменяется , а изменение момента количества движения удовлетворяет условию [за исключением (0-0) - перехода].

Как уже говорилось, основным положениям теории удовлетворяют 5 вариантов взаимодействия. Каждый из них характеризуется своими правилами отбора для вариантов для разрешенных переходов. Для скалярного S и векторного V вариантов теории разрешенные переходы определяются правилами отбора Ферми, для тензорного и аксиально-векторного – правилами Гамова-Теллера.  
Псевдоскалярный вариант для описания разрешенных переходов непригоден, так как для него разрешенными являются переходы, при которых , а четность ядра меняется.

Однозначный выбор варианта теории можно сделать, проанализировав форму β-спектра для запрещенных β-переходов. Теория показывает, что форма спектра для запрещенных переходов отличается от формы спектра для разрешенных переходов и различна для разных вариантов теории. Другая возможность экспериментального выбора варианта теории заключается в исследовании угловых корреляций при β-распаде. Теоретический анализ показывает, что вероятность β-распада зависит от угла между импульсами электрона и нейтрино , причем функция, передающая эту угловую корреляцию, различна для разных вариантов теории.

Экспериментально угловую корреляцию между и можно обнаружить в результате измерения корреляции между импульсами электрона и ядра отдачи (например, между е- и p при β-распаде нейтрона). Заключение о варианте теории можно получить также из анализа угловой корреляции между направлениями вылета е- и γ-кванта (при β-переходах в возбужденное состояние дочернего ядра).

Перечисленные опыты очень долго давали противоречивые результаты, которые удалось согласовать только в 1957 г, когда было показано, что преобладающими вариантами β-взаимодействия является векторный (V) для фермиевских переходов и аксиально-векторный (A) для гамов-теллеровских переходов. Таким образом, к 1957 г классическая теория β-распада, построенная в предположении выполнения закона сохранения четности в слабых взаимодействиях, наконец приняла однозначный характер. Но именно в это время (1956-1957 гг) было обнаружено, что закон сохранения четности в слабых взаимодействиях нарушается. Это потребовало полного пересмотра классической теории β-распада, который, к счастью, не затронул главных её достижений. В частности, новая теория подтвердила преобладание V- и A-вариантов слабого взаимодействия. Нарушение закона сохранения четности было обнаружена в 1956г при исследовании свойств К-мезонов. Таким образом, постоянная g, характеризующий К-распад, весьма близка по значению К постоянной g, характеризующий β-распад, то было высказано предположение, что четность не сохраняется и в процессе β-распада. Ли Цзун-дао и Янг Джень-нин показали, что наряду с теорией β-распада, опирающейся на закон сохранения четности, можно создать теорию β-распада без учета этого закона. Оказывается, что новая теория приводит к тем же экспериментально подтверждаемым выводам(спектр электронов, е-ν – угловая корреляция), что и старая. Поэтому предположение о несохранении четности в β-распаде не противоречило всем известным к тому времени экспериментальным данным. Это значит, что ни один из сделанных ранее опытов не дает ответа на вопрос о сохранении четности в β-распаде).

Согласно Ли и Янгу обнаружить несохранение четности в β-распаде можно в результате исследования β-распада поляризованных ядер. Такой опыт был поставлен в 1957 г. Ву и другие, которые измерили угловое распределение электронов, испускаемых поляризованными ядрами .

Опыт оказался весьма трудным из-за сложности методики получения поляризованных ядер, требующей сверхвысоких магнитных полей и сверхнизких температур, из-за специфических трудностей, связанных с необходимостью получения тонкого поверхностного слоя поляризованных ядер и создания специального β-счетчика, работающего в непосредственной близости от исследуемого образца (то есть в вакууме при температуре около 0,01 К).

Эксперимент подтвердил отсутствие зеркальной симметрии в процессе β-распада, то есть несохранение четности. Доказательство нарушения закона сохранения четности в слабых взаимодействиях потребовало пересмотр теории β-распада.

В настоящее время установлено, что слабое взаимодействие осуществляется переносом (обменом) так называемых промежуточных бозонов – частиц большой массы, которые являются квантами слабого поля. В 60-годах была построена единая теория слабых и электромагнитных взаимодействий. Эта теория предсказала существование трех частиц – переносчиков слабого взаимодействия: заряженные W+и W-- бозоны и нейтральный бозон Z0. Время их жизни с, а масса почти в 200 000 раз превышает массу электрона (. В 1983 г все три векторных бозона были обнаружены экспериментально.

Согласно теории слабых взаимодействий распад нейтрона происходит так. Нейтрон испускает w- - бозон и превращается в протон. Затем бозон распадается на е- и .

**§2.9 γ-излучения ядер. Электрические и магнитные переходы. Правила отбора по моменту и четности для γ-переходов. Вероятности переходов для различных мультиполей. Ядерная изомерия. Внутренняя конверсия. Эффект Мёесбауэра и его применение в физике и технике**

γ-излучением называется самопроизвольное испускание ядром γ-квантов в процессе ядра из возбужденного состояния в состояние с меньшей энергией. Радиационный переход может быть однократным или каскадным.

По своей физической природе γ-излучение представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение ядерного происхождения.

Рис.2.12

Для =1 МэВ, м. Энергия кванта видимого света =1 эВ.

Обычно энергия ядерных γ-квантов бывает заключена в пределах примерно (10 кэВ 5 МэВ)

Энергия γ-кванта определяется разностью энергий уровней ядра , между которыми происходит радиационный переход. В соответствии с законами сохранения энергии и импульса

;

. Таким образом, γ-квант уносит подавляющую часть энергии возбуждения ядра. Видно отсюда, что спектр γ-квантов дискретен, что говорит о дискретности ядерных уровней.

Возбужденные ядра могут быть получены разными путями в результате бомбардировки заряженными или нейтральными частицами, в результате поглощения ядром фотона, либо в результате α- или β-переходов, когда новое ядро образуется в возбужденном состоянии. После α-распада обычно испускаются γ-кванты невысокой энергий (, так как α-распад, сопровождающийся образованием дочернего ядра в сильно возбужденном состоянии (W>0,5 МэВ), затруднен из-за малой прозрачности барьера для α-частиц с пониженной энергией. Энергия γ-квантов, испускаемых дочерным ядром после β-распада, может быть больше и достигает 2-2,5 МэВ. Это связано с тем, что вероятность β-распада определяется более слабой функцией (), чем вероятность α-распада.

Обычно ядро, испускающее γ-кванты, имеет сравнительного небольшую энергию возбуждения, недостаточную для испускания нуклона, и испускание γ-квантов является единственно возможным способом снятия возбуждения (если не считать явлений внутренней конверсии и образования е—е+ пар). В тех случаях, когда энергия возбуждения ядра-продукта оказывается равной энергии отделения нуклона или больше её, испускание γ-квантов также может быть преобладающим эффектом, если испускание нуклона связано с запретом по четности или моменту количества движения.

γ-кванты, испускаемые ядром при переходе в низшее энергетическое состояние, могут уносить различный момент количества движения . Излучение, уносящее момент количества движения, =1 называется дипольным, =2 – квадрупольным, =3 – октупольным и т.д. (Излучение с =0 не существует из-за поперечности электромагнитных волн). Каждое из них характеризуется определенным характером углового распределения.

Надо сказать, что доля фотона, в отличие от других частиц, понятие орбитального момента не существует. Это связано с совместным действием двух причин: равенством нулю массы покоя фотона и ненулевым значением его спина, который =1. Поэтому у фотона нет s-, p-, d- и других состояний с определенным значением . Однако для фотонов существует аналоги таких состояний, называемые мультиполями. Мультиполь электромагнитного поля – это состояние свободно распространяющегося поля обладающее определенным полным моментом L и четностью.

Можно показать, что для свободного фотона возможны состояния с полными моментами L=1,2,3 … Обратим внимание на то, что для фотона отсутствует состояние с нулевым полным моментом. Для каждого значения момента существует одно состояние с положительной четностью и одно – с отрицательной. Каждое состояние фотона с определенными моментами и четностью называются мультиполем определенного типа.

γ-кванты различной мультипольности возникают в результате различных «колебаний» ядерной жидкости: электрических (дипольные E1, квадрупольные Е2 и т.д.) и магнитных (дипольные М1, квадрупольные М2 и т.д.) . Процессы I типа обусловлены перераспределением электрических зарядов в ядре, процессы II типа перераспределением токов или спиновых и орбитальных магнитных моментов нуклонов. При этом перераспределение нейтронов, для которых Z=0, также должно приводить к испусканию электрических γ-квантов, так как движение нейтрона сопровождается возникновением заряженных ядер отдачи.

Набор возможных значений LE и LM определяется правилами отбора по моменту количества движения и четности. Согласно первому правилу отбора между моментами начального состояния ядра IHи конечного состояния IK и моментом L, уносимым γ-квантом, должна существовать соотношение:

Из классической электродинамики известно, что если размеры системы малы по сравнению с λ, то интенсивность излучения с мультипольностью L:

Для МэВ и ядер из середины периодической системы (А100) . Таким образом, при возрастании L на 1 интенсивность излучения убывает примерно в раз. Эта зависимость объясняет, почему для излучений различной мультипольности период полураспада ядер сильно отличаются друг от друга. То же самое можно сказать и о магнитных мультиполях. Однако при равныхL интенсивность магнитного излучения оказывается в (d/μ)2раз < электрического, где d – электрический, μ – магнитный моменты ядра. Величина (d/μ)2приблизительно ( при А=100) равна 102-103.

Согласно второму правилу отбора моменты электрического γ-излучения LE и магнитного γ-излучения LM должны быть связаны с четностью начального PH и конечного PK состояний ядра соотношениями

*;*

Из этих соотношений следует, что например, Е1 переход возможен только между состояниями ядра с разной четностью, а М1-переход – с одинаковой. В обоих случаях моменты ядер должны удовлетворять соотношение (кроме (0-0) –переходов).

Таким образом, учитывая особенности γ-излучения, а именно снижения вероятности γ-перехода с ростом L, относительно меньшую вероятность магнитных переходов по сравнению с электрическими при равных L, правила отбора по моменту и чётности, можно прийти к следующему заключению. Главную роль в радиационном переходе ядра между 2мя состояниями с данными PH, PK и играют электрические и магнитные мультиполи с наименьшими значениями и , удовлетворяющие правилам отбора по моменту и четности:

и

Наиболее разрешенным является электрический дипольный переход. Следующим по разрешенности является электрический квадрупольный и магнитный диполь.

Ядерная изомерия. В редких случаях при сочетании высокой степени запрета с малой энергией перехода могут наблюдаться γ-активные ядра с большими временами жизни (до нескольких часов, а иногда и больше). Такие долгоживущие возбужденные состояния ядер называются изомерами.

Явление изомерии было открыто в 1935 г (И. В. Курчатов, Русинов и др.).было обнаружено, что существуют ядра с одинаковыми значениями A и Z, но с различными периодами полураспада. Изучалась искусственная радиоактивность Br, возникающая в результате облучения естественной смеси стабильных изотопов и медленными нейтронами. Оказалось, что среди Рис.2.12 продуктов реакции иметься изотоп , который

образуется в метастабильном состоянии, то есть в таком возбужденном состоянии, вероятность перехода из которого в основное состояние мала. В результате предшествующей ядерной реакции возникает в сильно возбужденном состоянии. Снятие возбуждения происходит двумя путями: ядро в течение 10-13 с γ-переходом переводится в основное состояние, из которого уже происходит испускание β-частиц с Т=18 мин, или ядро переходит в метастабильное состояние, дальнейший переход из которого на основной запрещен правилами отбора. В результате ядро «застревает» на метастабильном уровне с продолжительностью жизни 4,4 часа; переход из метастабильного в основное состояние сопровождается как γ-излучением, так и внутренней конверсией электронов. В дальнейшем переход с основного уровня опять происходит при помощи β-распада с образованием . Таким образом, мы наблюдаем один и тот же спектр β-частиц, образующихся при переходе с основного уровня на основной уровень с единственным Т1=18 мин, но из-за задержки переходов внутри ядра брома возникает эффект, приводящий как бы к 2м периодам полураспада.

Возможен и такой случай, когда β-частица может быть испущена непосредственно из метастабильного состояния. Это оказывается возможным, если вероятность радиационного перехода сравнима с вероятностью испускания β-частицы. Энергетические спектры β-частиц обоих типов должны быть различны. Это связано с тем, что β-переходы в обоих случаях происходят между различными энергетическими состояниями ().

Метастабильные состояния можно наблюдать и у β-стабильных ядер. Основное состояние индия имеет характеристику . Первый возбужденный уровень имеет небольшую энергию (335 кэВ) и характеристику .

Поэтому переход между этими состояниями осуществляется лишь посредством испускания М4-кванта. Этот переход настолько сильно запрещен, что время жизни возбужденного уровня оказывается равным 14,4 часа.

Изомерия может также проявляться форме существования у ядра нескольких периодов полураспада относительно спонтанного деления.

Таким образом, во всех случаях сущность изомерии заключается в наличии у ядра возбужденного состояния с измеримым временем жизни. Из-за сравнительно большого времени жизни это состояние фактически проявляет свойства нового ядра – изомера с другими значениями массы М, спина I, четности P, изоспина T, времени жизни τ

и тому подобное (но с теми же самыми A и Z).

Ядерная изомерия – отнюдь не редкое явление.

Рис.2.13

Известно около сотни достаточно долгоживущих ядер-изомеров. Статистический анализ их распределения по числу содержащихся в них нуклонов приводит к следующим интересным закономерностям. Наибольшее число изомерных состояний имеют ядра с нечетным массовым числом А, они достаточно часто встречаются среди нечетно-нечетных ядер и очень редко у четно-четных ядер. Эти закономерности можно объяснить с помощью модели ядерных оболочек.

Если распределить ядра-изомеры для нечетных А по числу содержащихся в них протонов или нейтронов, то обнаруживается чрезвычайно резкая зависимость (острова изомерии).



Рис.2.14

Внутренняя конверсия электронов. Ядро может освободиться от избытка энергии не только путем излучения. У тяжелых ядер наблюдается процесс испускание электронов внутренней конверсии. В этом процессе энергия возбуждения ядра непосредственно передается орбитальному электрону (перекрытие волновой функций ядра и электронов). Очевидно, что в таком механизме будут освобождаться моноэнергетические электроны, энергия которых определяется энергией ядерного перехода и типом электронной орбиты. С наибольшей вероятностью процесс внутренней конверсии идет на К-электронах:

,

где – кинетическая энергия электронов, – потенциал ионизации К-электронов. Когда энергия возбуждения ядра меньше энергии связи К-электрона, наблюдается конверсия на L-электронах. Конверсия электрона наблюдается в первую очередь тогда, когда правила отбора запрещают излучение γ-кванта, и его вылет практически невозможен. После того как вылет электрона из атома произошел, электронная орбита остается незанятой, вследствие чего возникает характерное рентгеновское излучение, сопровождаемое иногда испусканием электронов Оже (вылет из атома одного из электронов наружных оболочек за счет освобождения энергии при переходе другого электрона на К-оболочку из менее связанной оболочки без испускания рентгеновского кванта).

Конверсионное излучение может наблюдаться как вместе с γ-излучением, так и без него [в случае (0-0) переходов]. Отношение числа испущенных конверсионных электронов к числу испускаемых γ-квантов называется коэффициентом внутренней конверсии , 

Рис.2.15

где , … - парциальные коэффициенты внутренней конверсии для K,L…оболочек. Коэффициент конверсии сильно зависит от жнергии перехода: он уменьшается с ростом и растет с увеличиванием Z. Таким образом, наибольшее значение внутренняя конверсия имеет для тяжелых ядер. Он зависит от характера (электрического или магнитного) и мультипольности конкурирующего γ-излучения (коэффициент конверсии растет с ростом мультипольности излучения), то есть от степени запрета γ-излучения. По энергии конверсии электронов можно определять энергии ядерных уровней.

Кроме процессов испускания γ-квантов и явления внутренней конверсии переходы возбужденного ядра в низшее состояние могут происходить также путем испускания е- и е+ - пары (если МэВ). Однако, вероятность этого механизма не превышает 10-3 вероятности γ-излучения.

**§2.10 Эффект Мёесбауэра и его применение в физике и технике**

В 1958 г в физике γ-излучения было сделано интересное открытие, получившее по имени автора название «эффект Мёесбауэра». Этот эффект является ядерным аналогом резонансной флюоресценции. Заключается он в том, что атомы с большой вероятностью поглощают фотоны, энергия которых в точности соответствует разности энергий атома. После поглощения атом переходит в возбужденное состояние и по истечении времени жизни в этом состоянии τ () вновь испускает фотон той же частоты. Такое же явление резонансного поглощения должно наблюдаться и у ядер. Ядра также имеют квантованные уровни энергии и при переходе из одного состояния в другое испускают γ-лучи. Если энергия этих лучей будет совпадать с разностью в энергиях уровней ядер того же вещества, используемых в качестве поглотителя, то они будут поглощать γ-лучи с большой вероятностью, а затем через малое время снова их излучать.

Однако попытки осуществить ядерное резонансное поглощение γ-квантов долго не приводили к успеху. Это связано с тем, что испускаемый γ-квант передает часть своей энергии ядру отдачи и оставшаяся у него энергия оказывается меньше разности уровней ядра – поглотителя.

Аналогично для возбуждения ядра до энергии Е необходимо γ-излучение с энергией

Таким образом, линия испускания и линия поглощения для одного и того же состояния в ядре сдвинуты относительно друг друга на 2.

Энергия излучаемых квантов не строго одинакова: спектральная линия имеет малую, но конечную ширину . Чем больше время жизни ядра τ по отношению к испусканию γ-кванта, тем точнее задана энергия ядра, чем быстрее происходит высвечивание возбужденного состояния, тем больше неопределенность в значении энергии возбужденного состояния.

Только основное состояние стабильного ядра имеют

Рис.2.16

и, следовательно, характеризуется строго определенным значением энергии. Неопределенность в энергии возбужденного состояния приводит к немонохроматичности γ-излучения. Эту немонохроматичность принято называть естественной шириной Г линии испускания γ-излучения. Рассмотрим в качестве примера , которое находится в возбужденном состоянии время = 10-7с и испускает γ-лучи с . Ширина Рис.2.16 уровня этого ядра

Это очень малая величина по сравнению с энергией γ-перехода 14 кэВ. .

Энергию отдачи легко подсчитать, если учесть, что в процессе испускания γ-кванта должен выполняться закон сохранения импульса

Для :

Казалось бы, отсюда следует абсолютная невозможность резонансного процесса. Резонансное поглощение может иметь место тогда, когда энергия отдачи меньше ширины линии Г: . Для обычной оптической резонансной флюоресценции это условие прекрасно соблюдается. Ширина уровня Г для атома по порядку величины такая же, как и для ядра Fe, эВ, а передаваемая атомам кинетическая энергия (энергия светового фотона )

и поэтому резонанс наблюдается.

Для реализации резонанса на ядрах надо как-то компенсировать энергию, потерянную квантом . И эта компенсация происходит за счет эффекта Доплера. Оказывается, что реальная ширина линии испускания ( и линии поглощения) определяется не естественной шириной Г, а доплеровским уширением. Доплеровское уширение линий объясняется разным доплеровским смещением линий, испускаемых разными атомами, из-за различия в скорости и направления их теплового движения. Если источник излучения движется по направлению к поглотителю со скоростью , о воспринимаемая поглотителем частота излучения возрастает на , следовательно, и энергию кванта увеличивается на . Доплеровское уширение . При комнатной температуре (Т=300К) kT=0,025 эВ.

В связи с тем, что доплеровски уширенные линии испускания и поглощения частично перекрываются и резонансный процесс становится возможным. Правда наблюдается он только для очень малого количества γ-квантов, соответствующих небольшой области перекрытия линий.

Для увеличения эффекта нужно источник заставить двигаться с определенной скоростью. Можно определить скорость движения, необходимую для компенсации энергии, переданной ядром отдачи. Если источник излучения движется по направлению к поглотителю со скоростью , то воспринимаемая поглотителем частота излучения возрастает на . Следовательно, и энергия γ-кванта увеличивается на

Откуда для источника :

Эта идея была реализована экспериментально. Источник γ-излучения крепился на роторе ультрацентрифуги. При достаточно больших оборотах резонанс действительно восстанавливается. Но такой метод резонансного поглощения использовать для точных измерений невозможно.

В 1958 г немецкий физик Мёесбауэр показал, что в том случае, когда излучающие и поглощающие ядра входят в состав кристаллических решеток, импульс отдачи ядра уменьшается. Энергия отдачи передается в этом случае не отдельному ядру, а кристаллу. Таким образом, масса кристалла во много раз больше массы ядра, то потери на отдачу становится возможными акты испускания и поглощения γ-квантов без отдачи, то есть сдвиг между линией испускания и линией поглощения исчезнет

Одновременно должно исчезнуть и доплеровское уширение Д, которое теперь будет меньше естественной ширины линии Г. Таким образом, должен наблюдаться острый резонанс без отдачи с шириной, равной естественной ширине линии Г.

Теория и опыт показывает, что вероятность испускания γ-кванта без передачи энергии кристаллу велика, если будет выполнен ряд условий.

Энергия связи иона в узле кристаллической решетки должна быть больше энергии отдачи (иначе ион теряет возможности передачи импульса кристаллу)

Поскольку энергия отдачи будет тем меньше, чем больше энергия квантов , наилучшие результаты следует ожидать для ядер, которые излучают γ-кванты невысоких энергий, в том числе для (.

Тепловые движения ядер будут нарушать четкость наблюдаемого резонанса. Движение в направлении γ-излучения увеличивает частоту γ-квантов, а движение в противоположном направлении уменьшает, в силу степень моноэнергетичности излучения ухудшается. Поэтому для получения острого резонанса кристаллической излучатель и поглотитель подвергают охлаждению до низких температур (температура жидкого азота 88К или даже жидкого гелия 4К). Источник и поглотитель были помешены в

Рис.2.17 криостаты К1 и К2, в которых поддерживалась температура 88К. криостат К2 с источником мог вращаться.

При вращении его в одну сторону источник приближался к поглотителю, а при вращении в другую сторону удалялся от него с той же скоростью. В опыте измерялось поглощение γ-квантов при различных скоростях источника.

Острого резонанса такова, что изменение скорости всего лишь на 0,1мм/с достаточно для того, чтобы он не наблюдался. Это позволяет использовать эффект для измерения сдвига частот с точностью

Метод резонансного поглощения позволяет

Рис.2.18 измерять

очень малые изменения энергии. Мерой точности метода может служить величина . На самом деле относительная точность измерения энергии еще выше, так как экспериментально можно заметить изменение поглощения при сдвиге линии на 0,01 долю от её естественной ширины.

За открытие излучения Мессбауэру была присуждена Нобелевская премия по физике за 1961 год.

Эффект Мессбауэра интересен и уникален тем, что с его помощью измерение энергии можно производить с колоссальной относительной точностью (до 15-17 порядков).

Рассмотрим несколько примеров из ядерной и общей физики.

1. Сверхтонкое расщепление ядерных уровней. Сверхтонкое расщепление электронных уровней (. Расщепление спектральных линий такого масштаба можно измерить методами оптической спектроскопии. Ядерные переходы . Поэтому относительное значение сверхтонкого расщепления ядерных уровней гораздо меньше, чем электронных

Расщепление такого масштаба можно измерить только с помощью эффекта Мессбауэра.

1. Процессы, происходящие в атомных оболочках, оказывают ничтожное влияние на внутриядерные явления. С помощью эффекта Мессбауэра это влияние удается обнаружить. Линии мессбауэрских спектров заметно сдвигаются по ширине при переходе от одного химического соединения к другому, при изменении структуры кристаллической решетки, при изменении температуры, при наложении механических напряжений и т.д. Поэтому эффект Мессбауэра сейчас широко используется в исследованиях по физике твердого тела. Например, он оказался незаменимым для изучения фазовых переходов II рода, при которых не меняется плотность, но меняется структура решетки.
2. Рекордная точность получена при измерении столь тонкого эффекта как зависимость энергии (то есть частота) γ-кванта от высоты источника за счет силы тяжести. Если источник находится на H метров ниже поглотителя, то резонансные линии источника и поглотителя будут смещены относительно друг друга на потенциальную энергию Uγ-кванта в гравитационном поле.

Относительное изменение энергии (H=30м), то есть доступно измерению с помощью эффекта Мессбауэра. Такие измерения действительно были проделаны с изотопом и дали согласие с расчетом. (1959 г, Паунд, Ребка).

**Глава III. Модели ядер**

**§3.1 Капельная и оболочечная модели ядер**

В основе капельной модели лежит предположение о сильном взаимодействий нуклонов между собой. Основным достижением капельной модели является получение полуэмпирической формулы для энергии атомного ядра, которая позволяет оценивать не только энергию связи и массу ядра, но и некоторые другие его параметры, например энергию отделения нуклона и протона. Поскольку энергия α-распада становится положительной () при Z>73, причем растут с увеличением *Z.* Отсюда видно, что одна из закономерностей α-распада, согласно которой α-радиоактивность, как правило, проявляется только у последних элементов в периодической системе и кинетическая энергия α-частиц растет с увеличениемZ, легко объясняется при помощи капельной модели ядра. Однако, из существования α-радиоактивных ядер среди редкоземельных элементов (Z=60) следует, что капельная модель дает завышенное значение теоретической границы α-распада. С помощью капельной модели получены связь между А и Z для β-стабильных ядер , построена полуколичественная теория деления.

Капельная модель позволяет наглядно объяснить процесс деления тяжелых ядер. Проникновение нуклона в ядро-каплю приводит к возникновению колебаний, в результате которых ядро деформируется. Силы кулоновского расталкивания протонов стремятся усилить деформацию, тогда как силы поверхностного притяжения, наоборот, - вернуть ядро в исходное состояние. Чем больше заряд ядра Z, тем значительнее роль кулоновских сил и тем легче делится на 2 осколка. Капельная модель дает хорошее согласие с опытом при исследовании устойчивости основных состояний ядер по отношению к самопроизвольному делению. Близость модели к физической реальности подтверждается тем фактом, что тяжелые ядра, расположенные вблизи предела устойчивости, действительно испытывают вынужденное деление.

Кроме объяснения свойств невозбужденных ядер, модель ядра в виде жидкой капли получила широкое применение в теории ядерной реакций. Теория составного ядра Бора позволяет объяснить, почему ядро, образованное в результате столкновения и захвата n и p, существует значительное время, не распадаясь. Оно оказывается как бы в «подогретом» состоянии и проходит некоторое время, прежде чем достаточная часть избыточной энергии сконцентрируется в результате случайной флуктуации у одной из частиц, которая благодаря этому получит возможность покинуть ядро. Это напоминает испарение из жидкой капли, протекающее при низкой температуре, - процесс, происходящий очень медленно, даже если полное теплосодержание капли намного превосходит энергию, необходимую для освобождения одной молекулы.

Вместе с тем даже в пределах того круга вопросов, который она описывает, модель не вполне последовательна. Оказалось, что построить полуэмпирическую формулу для энергии связи, опираясь только на капельную модель, нельзя. Для правильного описания требуется введение 4-го члена, учитывающего эффект симметрии, и 5-го члена (δ-члена), имеющего разный вид в зависимости от четности или нечестности числа нуклонов, содержащихся в ядре. По существу введение этих членов в полуэмпирическую формулу является отступлением от капельной модели.

Не дает капельная модель количественного представления о возбужденных состояниях ядра. Не может объяснить капельная модель и одного из основных свойств деления – его асимметрии, не затрагивает вопросы закономерности размещения ядер – изомеров среди других ядер, распространённости различных ядер в природе и другие.

Капельная модель приводит к плавной зависимости свойств ядер от числа содержащихся в них нуклонов. Между тем из опыта следует, что ряд ядерных свойств (энергия связи, распространённость в природе, спин, магнитный момент, квадрупольный электрический момент и др.) изменяется в зависимости от числа нуклонов периодически. Так например, при прочих равных условиях среди легких ядер более устойчивы те, у которых число протонов рано числу нейтронов. Четно-четные ядра устойчивее, чем четно-нечетные, нечетно-четные и нечетно-нечетные. Кроме того, все четно-четные ядра в основном состоянии имеют нулевой спин и магнитный момент. А ядра, содержащие 2,8,20(28), 50,82 или 126 нуклонов (магические ядра), обнаруживают особую устойчивость даже на фоне четно-четных ядер и имеют нулевой квадрупольный электрический момент. Наибольшей устойчивостью обладают так называемые дважды магические ядра, содержащие магическое число p и n(). Отмеченная периодичность в изменении свойств атомных ядер в зависимости от числа содержащихся в них нуклонов напоминает периодическое изменение свойств атомов в зависимости от числа содержащихся в них электронов. Подобно магическим ядрам атомы, содержащие определенное число электронов (2, 10, 18, 36, 54, 86), являются особо устойчивыми (инертные газы).

Как известно, современная модель атома строится в предположении о независимом движении электронов в центральном потенциале. Поэтому можно предполагать, что периодичность в свойствах ядер также удастся объяснить в модели независимых частиц, хотя сама идея использования этой модели независимых частиц для описания ядра, состоящего из сильновзаимодействующих нуклонов, на первый взгляд представляется спорной.

Эта своеобразная периодичность в свойствах ядер, сходная с периодическим изменением свойств атомов, позволяет предположить, что подобно атому ядра имеют оболочечную структуру.

Сильным аргументом в пользу оболочечной структуры являются экспериментальные факты, что те ядра, в которых число p или n совпадает с одним из так называемых магических чисел, выделяются своей высокой стабильностью. Это проявляется в ряде особенностей:

1. Энергии связи этих ядер имеют явно выраженные максимумы.
2. Ядра с «магическими» числами p или n наиболее распространены в природе.
3. Вероятность захвата нейтрона такими ядрами мала
4. Квадрупольные моменты ядер с «магическим» числом нуклонов малы (=0), что указывает на сферическую симметрию таких ядер.
5. При делении урана образуются 2 неодинаковых осколка, причем особенна велика вероятность, что один из них содержит 50, а другой – 82 нейтрона.

Таким образом, опытные факты дают основание предположить, что магические числа протонов и нейтронов образуют в ядре особенно устойчивые оболочки. Как известно, в основе объяснения периодической системы элементов Менделеева лежит специфический характер взаимодействия электронов с ядром. В атоме 1) имеется центральное кулоновское поле притяжения (силовой центр), в котором движутся 2) слабо взаимодействующие между собой электроны. 3) Заполнение уровней атома электронами проводится в соответствии с принципом Паули. На первый взгляд кажется, что оболочечную модель ядра построить нельзя. В самом деле, 2 из 3-х условий, необходимых для построения оболочечной модели, для нуклонов атомного ядра не выполняются. Ядро в отличие от атома не имеет выделенного силового центра, и нуклоны ядра в отличие от электронов атома сильно взаимодействуют между собой. Средняя длина свободного пробега нуклона в ядре ~0,3\*10-15 м, то есть < радиуса ядра. В связи с этим, казалось, бессмысленно движении нуклонов в ядре. Однако, именно сильное взаимодействие нуклонов, а также малый радиус этого взаимодействия позволяют построить сферически симметричный потенциал, в поле которого независимо друг от друга движутся нуклоны.

Большая эффективность и малый радиус взаимодействия 2-х нуклонов приводит к образованию узкой и глубокой потенциальной ямы, которую в первом приближении можно считать прямоугольной. В ядре нуклоны движутся друг относительно друга на расстояниях, сравнимых с шириной нуклонной ямы. Поэтому взаимодействие нуклона с ядром определяется средней потенциальной ямой, которая образуется в результате сложения многих нуклонных потенциальных ям. Из-за тесного соседства нуклонов и малого радиуса действия ядерных сил средний потенциал ямы ядра должен быть близок к однородному, быстро спадать к нулю на границе ядра и обладать сферической симметрией (из-за сферической формы ядра). Для упрощения вычислений используются 2 идеализации: у легких ядер принимается параболический закон изменения потенциала U(r), у тяжелых ядер полагают, что потенциальная яма имеет прямоугольную форму.



Рис.3.1

В соответствии с квантовой механикой нуклоны, двигаясь в поле этого потенциала, могут находиться в различных энергетических состояниях. При этом основному состоянию ядра соответствуют полное заполнение всех нижних уровней. Процесс столкновения 2-х нуклонов сводится к перераспределению между ними энергии, в результате чего один из них должен потерять часть своей энергии и перейти в более низкое энергетическое состояние. Но это невозможно, так как все наиболее низкие энергетические уровни уже заняты и на них согласно принципу Паули другие нуклоны поместить нельзя. В связи с этим средняя длина свободного пробега нуклона от 1-го столкновения до другого оказывается значительно больше, чем 0,3\*10-15 м и нуклоны в ядре можно считать практически невзаимодействующими. Это рассуждение справедливо только по отношению к нуклонам, находящимся в невозбужденном ядре. Для нуклона, влетевшего в ядро извне и возбудившего ядро на энергию ≥ εN, столкновения становятся возможными из-за наличия свободных вышерасположенных уровней. Здесь модель ядерных оболочек неприменима.

Таким образом, имеются все предпосылки для построения оболочечной модели ядра: в поле сферического потенциала движутся не взаимодействующие между собой частицы – n и p, которые имеют полуцелый спин и подчиняются принципу Паули. потенциал в первом приближении одинаков для n и p, так как кулоновское отталкивание для p становится заметным только у тяжелых ядер. Это заключение подтверждается совпадением магических чисел для n и p. Благодаря сферической симметрии потенциала орбитального момента количества движения является интегралом движения, причем всем (2+1) ориентациям соответствует (из-за изотропии поля) одно и то же значение энергии. В соответствий с принципом Паули на этом энергетическом уровне может разместиться 2(2l+1) нуклонов данного типа (2 – из-за двух ориентаций спина). Тем самым становится возможным построить такую модель, в которой нуклоны располагаются в определенном количестве на энергетических оболочках.

Простейшим вариантом модели оболочек является одно-частичная модель для ядер с нечетным массовым числом А. В этой модели предполагается, что все нуклоны, кроме последнего нечетного, образуют сферически симметричный инертный остов с нулевыми механическими и магнитными моментами, а все основные свойства ядра определяются последним нечетным нуклоном. В более сложных вариантах модели оболочек в качестве нейтрального остова рассматривается заполненная оболочка, а для остальных нуклонов учитывается их взаимодействие между собой. Для определения положения уровней частиц задают определенные параметры потенциальной ямы: её ширину принимают равной диаметру ядра, а глубину находят из условия, что энергия связи нейтрона в ядре ≈ 8 МэВ. Если для частицы находящейся в такой яме, решить уравнение Шредингера, то получится серия собственных значений и соответствующих им собственных функций, описывающих различие состояния частиц в потенциальной яме. В качестве I приближения для описания потенциала можно



Рис.3.2

взять прямоугольную яму. Нуклон, двигаясь в потенциальной поле ядра, может иметь конечное число состояний со вполне определенной энергией. При этом в силу принципа Паули в каждом состояний может находиться только один нуклон. Состояния (уровни) расположены в порядке возрастания энергии, они характеризуются квантовым числом n и орбитальным квантовым числом . На каждом уровне размещается 2(2+1) нуклонов каждого типа (p и n). При изменении формы потенциальной ямы уровни перемещаются по энергетической шкале (иногда с изменением порядка чередования) и объединяются в группы близко расположенных уровней между которыми возникают большие энергетические просветы. Наиболее естественным изменением прямоугольной потенциальная яма, приближающим ее форму к реальному потенциалу, является скругление ее углов. Эта операция не меняет порядка расположения уровней, как показывает расчет, но приводит к

объединению в группы таких состояний, что оболочки замыкаются на числах 2, 8, 20, 40, 70, 112. Сопоставление их с магическими числами (2, 8, 20, 50, 82, 126) показывает, что рассмотренная схема дает правильное значение только для первых 3 магических чисел. При более радикальном изменении форма потенциала удается получить все магические числа, однако соответствующая модель не объясняет других экспериментальных закономерностей. Наибольший успех был достигнут в модели со спин-орбитальной связью. В результате сильной спин-орбитальной связи уровень энергии нуклона для данного значения квантового числа (за исключением =0) расщепляется на два подуровня, характеризуемых значениями полного момента количества движения j, равными и , которые соответствуют

проекциям спинов +1/2 и -1/2, причем параллельной ориентации соответствует меньшее значение энергии (большее значение энергии взаимодействия). Таким образом, вместо одного состояния np появляется 2 состояния np3/2и np1/2, вместо одного состояния nd – nd5/2 и nd3/2 и т.д., причем состояние с большим j имеет меньшую энергию. На каждом из этих уровней может разместиться (2j+1) нейтронов и (2j+1) протонов. При постепенном заполнении уровней сначала заполняются уровни , а затем уровни . Расщепление между подуровнями невелико, пока мало значение , но растет с ростом и при оказывается настолько существенным, что раздвигает 2 подуровня ( и ) в разные оболочки. Схема расщепления и связанного с ним перераспределения уровней для простейшего (одночастичного) варианта оболочечной модели изображена на рисунке.

**Глава IV. Ядерные реакции**

Ядерной реакцией называется любой процесс, начинающийся столкновением двух, очень редко нескольких, микрочастиц (простых или сложных) и идущий, как правило, с участием сильных взаимодействий. Результатом ядерных реакции является перестройка ядра, сопровождаемая генерацией новых частиц.

В лабораторных условиях ядерные реакции осуществляется в основном при бомбардировке ядер пучками быстрых частиц. В результате столкновения появляются новые частицы, перераспределяется энергия и импульсы частиц.

Запись реакции производится либо в форме, аналогичной записи химических реакции:

либо, что более принято в ядерной физике, как

Если речь идет об общем типе реакций, без относительно к частному виду мишени, то запись производится и в такой форме: (p,p); (γ,n); (γ,pn).

При одних и тех же начальных условиях ядерная реакция может идти различными способами:

Разные возможные пути протекания ядерных реакции на втором этапе называют выходными каналами реакции. Начальный этап реакции называется входным каналом.

Два последних канала реакции относятся к случаям неупругого () и упругого () ядерных рассеяний. Это частные случаи ядерного взаимодействия, отличающиеся от других тем, что продукты реакции совпадают с частицами, вступающими в реакцию, причем при упругом рассеянии сохраняется не только тип ядра, но и его внутреннее состояние, а при неупругом рассеянии внутреннее состояние ядра изменяется (ядро проходит в возбужденное состояние). Для количественного описания свойств ядерных реакций необходимы какие-то численные величины, описывающие интенсивность и другие характеристики реакций: вероятность протекания её по различным каналам при различных энергиях падающих частиц – так называемый «выход» данной реакции, угловое и энергетическое распределение продуктов реакции.

Эффективное сечение реакции σ выражает вероятность возникновения g превращения за 1 с при бомбардировке ядра потоком с плотностью в 1 частицу в сек на 1 см2. Если в мишени N ядер и на нее падает поток I частиц на 1 см2 в 1с, то происходит σNI ядерных превращений в 1с. Полное эффективное сечение представляет собой сумму сечений процессов по всем каналам . Вводится понятие дифференциального эффективного сечения в область телесного угла , где θ,φ – азимутальный и полярный углы вылета одной из частиц.

Если частицы без спиновые или если в начальном состоянии спины налетающей частицы и мишени ориентированы хаотично, то весь процесс обладает цилиндрической симметрией относительно оси, проходящей через мишень в направлении движения падающих частиц. Поэтому дифференциальное сечение будет зависит только от угла θ и его можно записать в виде . Форма зависимости дифференциального сечения называется угловым распределением. Интегральное сечение (или просто сечение) получается из дифференциального интегрированием по углам :

Интегральное сечение характеризует интенсивность реакции. Дифференциальное в отличие от интегрального, зависит от выбора системы координат. Подавляющее большинство экспериментальных исследований приводится в лабораторной системе координат, в которой мишень покоится. Теоретические исследования удобнее приводить в системе центра инерции, в которой покоится центр инерции сталкивающихся частиц. В ядерных реакциях обычно масса налетающей частицы во много раз < массы ядра, так что при не очень высоких энергиях центр инерции почти совпадает с координатой ядра, то есть л.с.к. и с.ц.и. практически совпадают. Наиболее сильно эти системы различаются в реакциях при сверхвысоких энергиях, когда кинетическая энергия налетающей частицы во много раз превосходит сумму масс покоя обоих сталкивающихся частиц. В этом случае с.ц.и. движется относительно л.с.к. со скоростью, близкой к скорости света.

Важной характеристикой реакции является зависимость эффективного сечения от энергии падающей частицы: . Эти зависимости называют функциями возбуждения ядреных реакции.

В реальных физических экспериментах далеко не всегда удается непосредственно измерять само дифференциальное или интегральное сечение. Непосредственно измеряемой величиной является выход реакции. Выходоом называется число частиц, зарегистрированных установкой в заданных физических условиях. Понятие выхода имеет очень широкий смысл. Действительно, регистрироваться могут частицы, вылетающие с определенной энергией, так и со всеми энергиями, а также в каком-либо интервале энергий, и т.д. В частном случае, когда энергия падающего пучка фиксирована, регистрируются частицы одного сорта, вылетающие под заданным углом, а конечное ядро остается в одном и том же состоянии, выход пропорционален дифференциальному сечению.

Выход реакции при данной энергии падающих частиц – это отношение числа происшедших актов реакции к числу упавших на мишень частиц при условии, что на все ядра мишени падает одинаковый поток бомбардирующих частиц. Выход можно рассчитать, зная эффективное сечение σ: B=σn, где n– число атомов мишени в столбике с сечением 1 см2 и высотой, равной толщине мишени . Если ρ – плотность вещества мишени, то

Для толстой мишени, в которой происходит как изменение энергии, так и уменьшение потока частиц

Ослабление потока падающих частиц в тонкой мишени происходит по закону

Здесь – полное сечение. Его нередко называют сечением выбывания из пучка.

**§4.1 Механизмы ядерных реакций (модели)**

Ядерная реакция представляет собой сложный процесс перестройки атомного ядра. Как и при описании структуры ядра, здесь практически невозможно получить точное решение задачи. И подобно тому, как структуру ядра аппроксимируют различными ядерными моделями, течение ядерных реакции аппроксимируют различными механизмами реакций.

Существуют много различных механизмов реакций. Мы рассмотрим лишь основные из них.

1. Механизм составного (компаунд) ядра Бора. Согласно этой модели реакция протекает в 2 стадии с образованием промежуточного возбужденного ядра *С*:

Понятие составного ядра применимо только в тех случаях, когда время жизни составного ядра достаточно велико, то есть значительно больше характерного ядра времени (времени пролета частицы через ядро ~ 10-22-10-23 с). Заметим, что для элементарных частиц характерное время на два с лишним порядка меньше.

1. Механизм прямых ядерных реакций. Если время взаимодействия налетающей частицы с ядром не превышает характерного ядерного времени, то механизм реакции существенно меняется. Важнейшую роль здесь играют прямые процессы, в которых налетающая частица эффективно сталкивается с одним-двумя нуклонами ядра, не затрагивая других, или происходит обмен какой-либо частицей.

Примерами реакций такого типа являются реакции срыва (d,n), (d,p) , при которых один нуклон бомбардирующего ядра дейтона передается ядру мишени; а также реакции подхвата, когда один нуклон ядра-мишени передается пролетающей частице (p,d), (n,d). К прямым процессам относятся также реакции фрагментации или, что то же самое, скалывания, при которых нуклон высокой энергии, сталкиваясь с ядром откалывает от него фрагмент, состоящий из нескольких нуклонов.

1. Механизм кулоновского возбуждения. Если налетающая частица заряжена и имеет относительно большую массу (протоны, α-частицы и особенно многократно ионизированные тяжелые ионы таких элементов, как углерод, азот и др.), то становится возможным кулоновское возбуждение, при котором налетающая частица не очень близко подходит к ядру и воздействует на него только своим электрическим полем. Уже этого бывает достаточно, чтобы возбудить ядро и вызвать реакцию.

Многими специфическими свойствами обладают фотоядерные реакции, возникающие при столкновении с ядрами достаточно жестких γ-квантов. Несколько особняком в физике ядра стоит механизм деления тяжелых ядер, связанный с глубокой перестройкой ядра.

Наконец, любая частица с энергией в несколько сотен МэВ и выше может вызвать взрыв ядра, разбив его на большое количество мелких осколков. Такие процессы называются образованием звезд, так как фотографии в эмульсиях и следовых камерах имеют звездчатую форму. При сверхвысоких энергиях (>109 эВ) наблюдается множественное рождение мезонов, а иногда и барион-антибарионных пар. Такие явления играют существенную роль при взаимодействии космических лучей с веществом.

Роль разных механизмов реакций неодинаково для различных частиц и энергий. Кроме того, как правило, различные механизмы действуют параллельно, то есть конкурируют друг с другом. Поэтому выяснение механизма реакции часто оказывается сложной задачей.

**Глава V. Деление ядер**

**§5.1 Основные экспериментальные данные о делении. Элементарная теория деления. Параметр делимости. Спонтанное деление. Деление изотопов урана под действием нейтронов. Цепная реакция. Коэффициент размножения**

Открытие в 1939 г одной из самых замечательных реакций – деление тяжелых ядер – является выдающимся событием XX века. Именно с этого открытия возникла практическая возможность выделения энергии покоя, сосредоточенной в огромном количестве внутри вещества.

Раскрытие тайны деления ядра, так же как и открытие радиоактивности, имело элемент случайности, хотя поиск в этом направлении был более целенаправленным: «искали одно, а нашли совсем другое».

В 1934 г Э. Ферми выдвинул идею и способ получения не встречающихся в природе трансурановых элементов (Z>92). Он надеялся приоткрыть завесу над тайной ограниченного числа химических элементов в периодической таблице Менделеева, воздействуя на тяжелые ядра. В качестве воздействующей частицы Ферми выбрал нейтрон, считая, что из-за отсутствия электрического заряда он обладает более эффективным воздействием на ядро, чем α-частица, которыми пользовались супруги Жолио-Кюри при получении искусственных электронов. После облучения U тепловыми нейтронами (ранее им было установлено, что замедление нейтронов существенно повышало эффективность из взаимодействия с ядром) возникла сложная смесь радиоактивных веществ, которые Ферми ошибочно принял за новые трансурановые элементы.

Ирония судьбы состояла в том, что Ферми сумел впервые расщепить ядро урана, однако не смог понять своего выдающегося открытия. Радиоактивность осколков деления он принял за признак появления новых трансурановых изотопов. Только спустя несколько лет оказалось, что путь, предложенный Ферми был все-таки правильным. Действительно, при взаимодействии нейтрона с ядрами некоторых изотопов урана возникают трансурановые элементы.

Представленные Ферми мнимые доказательства существование новых элементов (β-излучения очень сложного состава) способствовали интенсивному проведению исследований в этом направлении и экспериментальной проверке высказанных предположений. Это вскоре привело к открытию деления ядра.

В 1938 г супруги Жолио-Кюри и югославский физик Савич установили, что одним из продуктов, получающихся при воздействий n-ов на U, является редкоземельный элемент лантан La57, который находится в середине периодической таблицы Менделеева. Немецкие химики Ган и Штрассман, повторив опыт французских исследователей, обнаружили в U, облученном n-ми, не только La57, но и Ba56. Эти экспериментальные результаты объясняли Лиза Мейтнер и Отто Фриш. Они высказали предположение, что La57 и Ba56 образуются в результате деления ядер урана. (февраль 1939г)

В марте 1939 г Ф. Жолио-Кюри опубликовал сообщение, в котором был сделан важный шаг к обоснованию цепной реакции деления. Летом 1939 г сотрудники Курчатова И.В. и независимо от них сотрудник Ф. Жолио-Кюри установили, что число вторичных нейтронов оказалось существенно больше 1 и находилось в диапазоне от 2 до 3 (по современным данным, =2,5). Таким образом, выяснилось, что природа представила возможность создания цепной реакции.

В начале 1940 г советские ученые Я.Б. Зельдович и Ю.Б. Харитон обосновали основные условия для осуществления цепной реакции деления. В том же году К.Ф. Петржак и Г.Н, Флеров под руководством Курчатова открыли явление спонтанного деления ядер урана. Тем самым они установили природную неустойчивость тяжелых ядер по отношению к делению и показали, что для возникновения цепной реакции деления не нужны посторонние источники нейтронов.

Ядерная реакция деления под действием нейтронов состоит в том, что тяжелое ядро, поглотив нейтрон, делится на два (иногда на 3 и совсем редко на 4) обычно неравных осколка. Замечательной чертой деления является то, что оно сопровождается испусканием 2-3 нейтронов. Возможность процесса деления подсказывается формой кривой удельной энергии связи как функция массового числа А. правый конец этой кривой лежит ниже середины примерно на 1 МэВ. А поскольку в акте деления участвуют примерно 200 нуклонов, то полная энергия, выделяющаяся при делении, должна иметь порядок 200 МэВ в соответствии с опытными данными. Происхождение этих 200 МэВ становиться ясным, если вспомнить, сто спад правой части кривой удельной энергии связи объясняется кулоновским взаимодействием. По этому и процесс деления вызывается кулоновскими силами, так что выделяемая энергия обусловлена не ядерным, а электростатическим взаимодействием внутри ядра.

Если бы выигрыш в удельной энергии связи был не только необходим, но и достаточен для осуществления деления, то деление шло бы на всех ядрах тяжелее железа-кобальта (). На самом деле, деление идет лишь на самых тяжелых ядрах. Причина здесь та же, которая препятствует α-распаду ядер – кулоновский потенциальный барьер. Таким образом, хотя процесс деления энергетически выгоден для всех ядер второй половины периодической системы элементов (энергия деления положительна) он возможен только для самых тяжелых ядер.

Теорию деления тяжелых ядер предложили одновременно и независимо друг от друга Н. Бор и Я. Френкель , которые рассмотрели неустойчивость тяжелых ядер к изменению их формы при помощи капельной модели ядра. В ядре действуют кулоновские и ядерные силы. Кулоновское отталкивание протонов стремится разорвать каплю-ядро на составные части. Наоборот, поверхностные силы, обусловленные ядерным взаимодействием нуклонов, подавляют кулоновские силы и сохраняют ядро как единое целое.

После захвата нейтрона тяжелым ядром образуется составное ядро с энергией возбуждения, примерно равной сумме энергии связи нейтрона в составном ядре и кинетической энергии нейтрона



Рис.5.1

Ядро в результате возбуждения, полученного им при захвате нейтрона, приходит в колебательное движение. При малых энергиях возбуждения ядро будет совершать колебания, в процессе которых форма ядра будет изменятся от сферической к эллипсоидальной и обратно. При этом роль упругих сил, возвращающих эллипсоид к первоначальной сферической форме, будут выполнять силы поверхностного натяжения ядра. При переходе от сферической к эллипсоидальной форме объем ядра не меняется (ядерная материя практически несжимаема ) , но поверхность увеличивается. Поэтому поверхностная энергия возрастает по абсолютной величине, так что поверхностные силы будут стремиться вернуть ядро в исходное недеформированное состояние. С другой стороны, кулоновская энергия, наоборот, уменьшится по абсолютной величине (за счет увеличения среднего расстояния между протонами). Для малой деформации можно подсчитать соответствующие изменения энергий и . Если , то ядро вернется в исходное состояние, и деление не произойдет. Если же (изменение кулоновской энергии перевешивает), то ядро, начав деформироваться, будет увеличивать свою деформацию и в конце концов разделиться.

Исходя из таких представлений, можно получить некоторые количественные характеристики, если использовать полуэмпирическую формулу Вайцзеккера.

При изменении формы ядра меняются только 2 члена: член, определяющий энергию поверхностного натяжения, и член, определяющий энергию кулоновского расталкивания.

Мерой способности ядер к делению может служить отношение энергии кулоновского отталкивания протонов, стремящегося разорвать каплю, и энергии поверхностного натяжения, противодействующего «растеканию» ядерной капли

Поскольку β и γ постоянны для всех ядре, то определяющей величиной является – параметр деления. Деление ядер энергетически возможно при условии . Это соотношение выполняется для ядер, у которых .

Расчет показывает, при делении на 2 равных осколка если в ядрах-осколках уменьшается по сравнению с исходным ядром в 1,6 раза, то энергия ядерных сил за счет увеличения числа поверхностных нуклонов в ядрах-осколках возрастает в этом случае в 1,25 раза.

При низких значениях Z уменьшение кулоновской энергии при делении незначительно и не компенсирует увеличения поверхностных ядерных сил. Поэтому легкие ядра могут уменьшать свою энергию только в результате ядерных реакции синтеза ( при этом происходит уменьшение энергии поверхностных ядерных сил), при Z=45 уменьшение кулоновской энергии при делении становится равным росту энергии поверхностных ядерных сил. Поэтому такие средние ядра являются самыми устойчивыми, они не имеют тенденции ни к делению, ни к синтезу.

При больших значениях Z уменьшение кулоновской энергии при делении начинает превышать рост поверхностных энергии ядерных сил (). Поэтому тяжелые ядра в результате деления переходят в более устойчивое состояние (с минимальной энергией). Однако такому процессу деления препятствуют силы ядерного поверхностного натяжения, сохраняющие исходную форму ядра и создающие определенный энергетический барьер (порог деления). Следовательно, отклонение от исходной геометрической формы ядра, которое может привести к делению, связанна с работой против ядерных поверхностных сил и возможно только при получении энергии извне, то есть при возбуждении ядра какой-либо частицей (путем приобретения её энергетической связи и кинетической энергии).

Энергия покоя делящегося ядра в процессе его взаимодействия с нейтроном, деформации и и последующего деления на осколки изменятся от своего первоначального значения Ея до конечного Еоск не монотонно, а проходит в соответствии с деформацией ядра через максимум.



Рис.5.2

Высота максимума над уровнем первоначальной энергии является энергетическим барьером деления, его называют энергией активации деления (или порогом деления) ЕА.

Порог деления быстро уменьшается с ростом параметра деления. Он равен 45-50 МэВ при (серебро), 5,5-5,9 МэВ при (Th, U, Pu) и нулю при .

При ядра не могут существовать (если ядро с образуется, то оно мгновенно делиться). Для нормального соотношения между p и n-ми в ядре этому значению соответствует .

По аналогии с α-распадом все тяжелые ядра (начиная с Th) в силу квантово-механических эффектов способны преодолеть порог деления (просчитать сквозь потенциальный барьер) без получения ядром дополнительной энергии активации, без затраты энергии извне и, следовательно, подвержены спонтанному делению. Скорость спонтанного деления мала, так как квантовая проницаемость барьера мала из-за большой массы осколков.

Чтобы деление ядра произошло быстро (практически мгновенно), оно должно получить энергию возбуждения , превышающую порог деления : . Основной вклад в энергию возбуждения вносит энергия связи нейтрона в ядра, а она сильно зависит от p-n-состава ядра. Могут быть 2 случая: 1) . Деление может идти под действием тепловых нейтронов. 2) . Для деления необходимо, чтобы нейтроны имели кинетическую энергию . Рассмотрим деление изотопов (0,7% в естественной смеси) и (99,3% с естественной смеси). Деление происходит соответственно через составные ядра и , возбуждение которых и следует рассматривать. Очевидно, что и, следовательно, энергия активации для , так что изотоп должен делиться легче. Из расчетов следует, что

С другой стороны, экспериментальные данные таковы: делится тепловыми нейтронами, а делится только быстрыми нейтронами, имеющими энергию не ниже 1,1 МэВ. Столь большое различие в требуемых энергиях падающих нейтронов прямо указывает на влияние энергии спаривания (пятое слагаемое в формуле для энергии связи ядер), поскольку энергии активации отличаются всего лишь на 0,5 МэВ. Найдем, чему равна энергия спаривания (5 слагаемое в формуле для энергии связи ядер) для рассматриваемых 4-х изотопов урана:

Z-четное A-нечетное δ=0

Z-четное A-четное δ=+1

Z-четное A-четное δ=+1

Z-четное A-нечетное δ=0

Отсюда видно, что в ядре >, чем в ядре . Поэтому при захвате нейтрона ядром возникает более возбужденное ядро, чем при захвате нейтрона той же энергии ядром . Таким образом, не только имеет более низкую энергию активации, но и сильнее возбуждается. Этот эффект действует и в других случаях. Например, , делятся тепловыми нейтронами, а нет. Следовательно, слагаемое, учитывающее эффекты спаривания, важно для решения вопроса о том, идет ли деление только на быстрых нейтронах или также на медленных.

Процесс деления тяжелых ядер носит вероятностный характер. С одной стороны, захват нейтрона ядром, например, (лет) в результате реакции (n,γ), сечение которого 97,4 б. с другой стороны, захват нейтрона может вызвать деление (.наблюдают более 30 различных вариантов реализации процесса деления:

Химическим анализом среди осколков деления обнаружены нуклиды с массовыми числами и значениями . При делении на тепловых нейтронах образуются преимущественно осколки с соотношением масс 2:3. Наиболее вероятными продуктами деления (с выходом 6,5%) являются осколки с массовыми числами 95 и 139. Деление на 2 равных осколка является маловероятным событием (=0,01%), что в какой-то степени противоречить капельной модели ядра. Бесструктурная капля с наибольшей вероятностью должна делиться на 2 равные части.

1-для тепловых нейтронов.

2-для быстрых нейтронов.

Аналогично результаты были получены и для других ядер, делящихся тепловыми нейтронами (). Кроме того, ассиметричное деление наблюдается при вынужденном делении всех элементов, начиная с Th,если оно вызвано частицами не очень высокой энергии, а также при спонтанном делении тяжелых ядер. Таким образом, во всех случаях деления ядер при невысоких энергиях возбуждения массовая кривая осколков оказывается двугорбой. С ростом энергии возбуждения деление становится все более симметричным, вероятность деления на 2 равные части возрастает (см. рис.).

Преимущественное деление на неравные части объясняется в рамках оболочечной модели ядра как результат образования ядер с заполненными нейтронными оболочками (N=50,82). Более симметричное распределение осколков при больших энергиях возбуждения находится в согласии с обеими моделями ядра. При сильно возбуждённом состоянии ядра влияние нуклонных оболочек снижается, и ядра более обоснованно можно рассматривать в виде Рис.5.3 однородной капли ядерной жидкости.

Основными свойствами осколков деления являются большая кинетическая энергия, β-радиоактивность и способность испускать мгновенные и запаздывающие нейтроны.

Кинетическая энергия осколков расходуется на ионизацию атомов среды. При делении атомов урана происходит срыв очень многих электронов оболочки, и осколки деления представляют собой приблизительно 20-кратно ионизованные положительные ионы, которые при прохождении через вещество сильно ионизируют атомы. Поэтому пробеги осколков в воздухе небольшие и близки к 2см.

Важнейшей особенностью продуктов деления является их радиоактивность. Это связано с тем, что в образующихся ядрах-осколках наблюдается избыток нейтронов по сравнению с p-n-соотношением, при котором ядра стабильны. Так, в устойчивых средних ядрах N/Z=1,3, а в тяжелых ядрах N/Z=1,5. Осколки испускают нейтроны, β-частицы и γ-кванты. Каждый осколок испытывает в среднем 3 стадии распада прежде чем переходит в стабильное состояние. Среди осколков деления встречаются и короткоживущие (T<1с) и долгоживущие (Т1/2>106 лет), причем Т1/2 каждого последующего продукта обычно больше, чем предыдущего. В результате деления ядер и последующего распада осколков в ядерном топливе образуются около 180-200 различных радиоактивных нуклидов.

Нейтроны деления. Большое значение в развитии ценной реакции имеют вторичные нейтроны, возникающие непосредственно после деления за время 10-14с. Такие нейтроны называются мгновенными. Эти нейтроны испускаются непосредственно осколками деления, а не составным ядром, образовавшимся в результате проникновения в него нейтрона. Число нейтронов при каждом акте деления может быть различным. Среднее число ν вторичных нейтронов зависит от вида делящихся нуклидов и энергии поглощенного нейтрона. С ростом энергии нейтронов ν несколько возрастает, та как возрастает энергия возбуждения ядер-осколков.

При делении возникают только быстрые нейтроны. Их энергетический спектр достаточно широк (0,1-10) МэВ и имеет ярко выраженный максимум при МэВ. Поэтому в расчетах принимают, что все мгновенные нейтроны рождаются со средней энергией, равной 2 МэВ. Мгновенные нейтроны составляют более 99% всех 4 нейтронов, возникающих при делении.

В то же время некоторые осколки деления () после β- -распада

Рис.5.4.

образуют дочерние ядра с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона. Как известно, β-переходы β-радиоактивных ядер могут происходить как в основные, так и в возбужденные состояния дочерних ядер, и возбуждение снимается испусканием γ-квантов или электронов внутренней конверсии. Обычно энергия возбуждения дочерних ядер бывает сравнительно небольшой (около 1 МэВ) и эти процессы являются единственно возможными. Однако для сильно возбужденных и перегруженных нейтронами осколков энергия возбуждения дочернего ядра может оказаться больше энергий отделении (связи) нейтрона: . Поэтому дочернее ядро испускает запаздывающий нейтрон. Так как при выполнении условия нейтрон испускается практически мгновенно, то время его испускания определяется временем образования возбужденного состояния, то есть Т1/2 соответствующего β-перехода. Обстоятельства, благоприятствующие вылету запаздывающих нейтронов, - запрет β-перехода в основное состояние и малая энергия отделения нейтрона.

По Т1/2 запаздывающие нейтроны для разбивают на 6 групп. Времена запаздывания отдельных групп нейтронов изменяются от 0,2 с до 56 с, а энергия нейтронов – от 0,25 до 0,62 МэВ. Усредненные по всем группам значения времен запаздывания и выход запаздывающих нейтронов приведены в таблице. Несмотря на то, что их очень мало, запаздывающие нейтрона играют определяющую роль в управляемой цепной реакции деления.

Мгновенные γ-лучи деления. Кроме γ-лучей, которые сопровождают β-распад осколков и испускаются в течение длительного времени, обнаружены мгновенные γ-лучи. Они испускаются возбужденными осколками в процессе их перехода в основное состояние после испускания мгновенных нейтронов деления энергетический спектр таких лучей непрерывный, максимальная энергия близка к 7 МэВ.

Рассмотрим примерное распределение энергии деления между различными способами её освобождения при делении тепловыми нейтронами. Из ядра непосредственно вылетают осколки, нейтроны и γ-кванты. Осколки уносят кинетическую энергию и дополнительную внутреннюю энергию, высвобождаемую в дальнейших процессах β- и γ- распадов. Основную часть энергии деления составляет кинетическая энергия осколков (~166 МэВ). Эта энергия распределяется между осколками обратно их массам. Другая часть энергии выделяется в виде γ-излучения (~8 МэВ) и кинетической энергии нейтронов деления (~6 МэВ). Энергия осколков, мгновенных γ-квантов и нейтронов (~180 МэВ) сразу превращается в теплоту. Кроме того, энерговыделение происходит с некоторым сдвигом во времени в процессе радиоактивного распада продуктов деления (испускание β-частиц, γ-квантов и запаздывающих нейтронов). Эту часть энергии (13 МэВ) называют остаточным энерговыделением - оно постепенно убывает по закону радиоактивного распада после прекращения реакции деления ядра. Некоторую часть энергии (МэВ) уносят антинейтрино, эта часть энергии не может быть превращена в тепло. Приведем баланс энергии деления.

**§5.2 Замедление и диффузия нейтронов**

Из-за своей электрической нейтральности нейтрон практически не взаимодействует с электронами атомных оболочек. Поэтому атомные характеристики среды не играют никакой роли в распространении нейтронов в веществе. Это чисто ядерный процесс. При столкновении с ядром нейтрон может а) поглотиться, б) рассеяться в) размножиться. Нейтрон может и распасться на p, e-и . Время жизни n, однако, немного > характерных времен протекания указанных выше процессов. Размножение нейтронов, конечно, может происходить только в веществах, содержащих делящиеся изотопы, такие как . Размножение нейтронов в макроскопических масштабах происходит только в ядерных реакторах.

При переходе к макроскопическим масштабам отдельные акты поглощения, суммируясь, приведут к некоторому поглощению нейтронного потока, а суммарное действие большого числа актов рассеяния приведет к 2-м макроскопическим процессам – к замедлению нейтронов и к их диффузии. Захват нейтрона происходит обычно редко, и его столкновение с ядром чаще всего приводит к его рассеянию.

Характер взаимодействия нейтронов с ядрами зависит от энергии нейтронов. Поэтому нейтроны разбивают на энергетические группы, отличающиеся своими особенностями взаимодействия: быстрые (0,1-10 МэВ), промежуточные (0,2-105 эВ) и тепловые (<0,2 эВ) нейтроны. Энергия теплового движения имеет ~kT. Если нейтрон замедлиться до этой энергии, то при столкновении с ядром он может с равной вероятностью как отдать, так и получить энергию. Другими словами, нейтроны с энергией kT находятся в тепловом равновесии со средой. При комнатной температуре n с энергией kT=0,025 эВ называются тепловыми.

Скорость движения нейтронов при тепловой равновесии составляет 2200м/с.

Разработка теории составного ядра позволила получить ряд результатов, имеющих практическое значение для расчета процессов, протекающих в ядерных реакторах. Во-первых, сечение поглощения нейтронов в тепловой области из меняется обратно пропорционально их скорости (1/V) и, во-вторых, в том случае, когда энергия промежуточного нейтрона совпадает с энергией возбуждения одного из уровней составного ядра, наблюдается резонансный захват нейтрона. Каждый резонанс характеризуется энергией, шириной и максимальным значением сечения захвата.

Поперечное сечение σ, которое относиться к одному ядру, называется микроскопическим или ядерным сечением. Макроскопическое сечение Σ, имеющее размерность обратной длины, определяют как число взаимодействий нейтронов с ядрами за единичное время и в единичном объеме среды: ,

где – число ядер в единичном объеме. Макроскопическое сечение ядерных реакции Σ показывает также значение средней длины свободного пробега нейтрона до своего взаимодействия

Как уже отмечалось, при столкновении нейтронов с ядрами наблюдается преимущественно процесс рассеяния. В каждом акте рассеяния ядро получает импульс отдачи, а энергия нейтрона при этом уменьшается. Процесс снижения средней кинетической энергии нейтронов при рассеянии называют замедлением. Замедление прекращается после достижения нейтронами области энергии теплового движения атомов среды.

Рассеяние на ядрах может быть упругим или неупругим. Упругое рассеяние происходит с сохранением суммарной кинетической энергий нейтрона и ядра. В результате столкновения часть начальной энергии нейтрона Е0 передается ядру (с массовым числом А). доля энергии, которая передается ядру, зависит от А и от угла отклонения n от первоначального направления. В случае рассеяние n на ядре водорода (протон) средняя потеря энергии n после столкновения . Если n сталкивается с более тяжелым ядром, то средняя потеря уменьшается (при рассеянии на бесконечно тяжелых ядрах замедления вообще не будет).

, где

Например, если замедлителем является углерод , то , . Таким образом, в углероде энергия nв среднем будет уменьшаться вдвое лишь после 4-х столкновений. Отсюда видно, что замедление идет тем эффективнее, чем легче ядро замедлителя. Кроме того, от хорошего замедлителя требуется, чтобы он слабо поглощал нейтроны. Идеальным замедлителем является гелий, который вообще не поглощает нейтроны, так как не существует. Но гелий – газ переходящий в жидкость при сверхнизких температурах, труднодостижимых в реакторах и других нейтронных установках. Очень малы сечения поглощения n на дейтерий и кислороде. Поэтому прекрасным замедлителем является тяжелая вода . Приемлемым, но несколько худшим замедлителем является обычная вода, так как водород поглощает нейтроны заметно интенсивнее, чем дейтерий. Неплохими замедлителями являются также C, Be, .

При неупругом рассеянии часть энергии нейтрона затрачивается на возбуждение ядра. Поскольку ядро может находиться только в одном из своих дискретных возбужденных состояниях, неупругое рассеяние оказывается возможным лишь при энергиях нейтронов, превышающих энергию 1-го уровня ядра. Для элементов с низким атомным номером 1-ый возбужденный уровень обычно на 1 МэВ (или более) выше основного состояния. Поэтому в случае легких элементов упругое рассеяние n с энергией < 1 МэВ более вероятно, чем неупругое рассеяние. С увеличением атомного номера минимальная энергия возбуждения ядра уменьшается до 0,1 МэВ, и n с большей энергией могут испытывать как упругое, так и неупругое рассеяние. При возвращении ядра из возбужденного состояния в основное испускаются γ-кванты, поэтому неупругое рассеяние всегда сопровождается γ-излучением. Таки образом, неупругое рассеяние характерно для взаимодействия нейтрона с тяжелыми ядрами, в то время как упругое рассеяние эффективно протекает на легких ядрах.

Если среда состоит из легких и тяжелых ядер, свой вклад в процесс замедления вносят как упругое так и неупругое рассеяние. Сначала преобладает неупругое рассеяние быстрых нейтронов на тяжелых ядрах до уровня энергии 0,1-0,4 МэВ. Последующее образование тепловых нейтронов происходит при рассеянии на легких ядрах. В процессе замедления до тепловой области нейтрон испытывает достаточно большое число столкновений. Распределение нейтронов по энергиям при энергиях нейтронов > 1эВ имеет вид (спектр Ферми)

Начиная с энергий 0,5-1 эВ распределение нейтронов начинает стремиться к равновесному, то есть к максвелловскому:

Этот процесс называется термализацией нейтронов. Практически тепловое равновесие полностью установиться не успевает, так как тепловые нейтроны сильно поглощаются и в среде все время существует заметное количество замедляющихся нейтронов, порождаемых источником. Приближенно можно считать, что при равновесии между рождением и поглощением нейтронов в среде их энергетический спектр описывается максвеллевским распределением только в области тепловых энергий, а выше имеют форму, соответствующую повышенной концентрации нейтронов высокой энергии.

Нейтроны после своего замедления до тепловой области относительно длительное время хаотическим образом перемещаются в среде, обмениваясь кинетической энергией при столкновении с окружающими ядрами. Такое движение нейтронов в среде, когда их энергия в среднем остается постоянной, называется диффузией. Диффузионное движение теплового нейтрона продолжается до тех пор, пока не произойдет его поглощение. В процессе диффузии тепловой нейтрон смещается от места своего рождения до места поглощения в среднем на расстояние . Величину называют длиной диффузии тепловых нейтронов. Длина диффузии имеет примерно тот же порядок, что и длина замедления . Среднее расстояние, на которое смещается n от места своего рождения (быстрым) до место своего поглощения (тепловым) характеризуют длиной миграции M: .

**Глава VI Ядерная энергетика**

**§6.1 Возможность использования энергии деления ядер. Цепная реакция деления. Ядерные реакторы**

Цепной процесс деления основан на экзоэнергетической реакции, которая возбуждается одним нейтроном, а в результате её осуществления возникают вторичные нейтроны. Если бы в каждом акте деления появлялся только один нейтрон, то цепной процесс остался бы неразветвленным ввиду поглощения и потери нейтронов. Появление в каждом акте деления > одного нейтрона создает предпосылки для развития разветвленной цепной реакции. Один из вторичных нейтронов продолжает начатую цепь, а остальные образуют новые цепи, которые снова ветвятся, и т.д. Полное количество нейтронов растет в геометрической прогрессии.



Рис.6.1. - Схема цепной реакции деления

Возникновению цепной реакции препятствуют процессы, приводящие к обрывам цепей (за счет потери и поглощения нейтронов). Если число обрывов цепей больше, чем их порождений, цепная реакция затухает. С другой стороны, если число образующихся новых цепей больше, чем обрывов, цепная реакция развивается. Равенство между числом новых цепей и числом обрывов характеризует критическое состояние.

Важнейшей физической величиной, характеризующей интенсивность размножения нейтронов, является коэффициент размножения нейтронов в среде. Коэффициент размножения равен отношению количества нейтронов в одном поколении к их количеству в предыдущем поколении.

Индекс указывает, что речь идет об идеальной среде бесконечных размеров. Аналогично величине определяется коэффициент k размножению нейтронов в физической системе. Коэффициент k является характеристикой конкретной установки. Если в первом поколении имеется N нейтронов, то в n-м поколении их будет N\*kn. Поэтому при k=1, цепная реакция идет стационарно, при k<1 реакция гаснет, а при k>1 интенсивность реакции нарастает. При k=1 режим реакции называется критическим, при k>1 – надкритическим и при k<1 – подкритическим.

Время жизни τ одного поколения время между 2 последовательными актами деления сильно зависти от свойств среды и имеет порядок от 10-4 с до 10-8 с . Из-за малости этого времени для осуществления управляемой цепной реакции надо с большой точностью поддерживать равенство k=1, так как, скажем, при k=1,01 система почти мгновенно взорвется.

Посмотрим, какими факторами определяются коэффициенты и k.

Прежде всего, для того чтобы размножение происходило, необходимо, чтобы при реакции деления в достаточном количестве выделялись нейтроны. Поэтому первой величиной, определяющей (или k), является среднее число нейтронов, испускаемых в одном акте деления. Число ν зависит от вида горючего и от энергии подающего нейтрона.

При столкновении нейтрона с тяжелым ядром всегда возможен радиационный захват (n,γ). Этот процесс будет конкурировать с делением и тем самым уменьшать коэффициент размножения. Отсюда вытекает, что второй физической величиной, влияющей на коэффициенты , k является вероятность деления при захвате нейтрона ядром делящегося изотопа. Эта вероятность для моноэнергетических нейтронов равна

Где – соответственно сечения деления и радиационного захвата. Для одновременного учета как числа нейтронов на акт деления, так и вероятности радиационного захвата вводится коэффициент η, равный среднему числу вторичных нейтронов на один захват нейтрона делящимся ядром.

Величина η, конечно, зависит от вида горючего и от энергии нейтронов. Она является важнейшей характеристикой ядер горючего. Цепная реакция может идти только при η>1. Качество горючего тем выше, чем больше значение η.

Таблица. Основные параметры делящихся нуклидов для тепловой энергий.

|  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| нуклид |  |  |  |  |  |  |
|  | 530 | 45.3 | 8.2 | 583.5 | 2.479 | 2.283 |
|  | 583 | 97.4 | 13.8 | 694.2 | 2.416 | 2.071 |
|  | 744 | 267 | 7.7 | 1018.7 | 2.862 | 2.106 |

В однородной среде, состоящие только из делящихся изотопов, коэффициент размножения был бы равен η. Однако в реальных ситуациях, кроме делящихся ядер, всегда присутствует другие, неделящиеся. Эти посторонние ядра будут захватывать нейтроны и тем самым влиять на коэффициент размножения. Отсюда следует, что третьей величиной, определяющей коэффициенты , является вероятность того, что нейтрон не будет захвачен одним из неделящихся ядер. В реальных установках «посторонний» захват идет на неспособных к цепной реакции ядрах , на ядрах замедлителя (если он есть), на ядрах различных конструкционных элементов, а также на ядрах продуктов деления.

В делящейся среде конечных размеров часть нейтронов будет уходить из активной зоны наружу. Поэтому коэффициент k зависит еще от вероятности P для нейтрона не уйти из активной зоны. По определению,

В виду того, что размеры активной зоны ядерных реакторов конечны (P<1), значение всегда должно быть больше единицы, так как условие критичность цепной реакции .

Утечка нейтронов из активной зоны происходит с ее внешней поверхности, она (радиус активной зоны), рождаются же нейтроны во всем объеме активной зоны, то есть число таких актов . Поэтому отношение числа нейтронов, вылетающих из активной зоны, к числу нейтронов, образовавшихся в активной зоне, обратно пропорционально R. С увеличением размера активной зоны это отношение уменьшается и, следовательно, возрастает значение P. (в пределе ).

С возможностью ухода нейтронов за пределы активной зоны связаны понятия критической массы и критических размеров. Критическим размером называется размер активной зоны, при которых k=1. Критической массой называется масса активной зоны критических размеров. Очевидно, что при массе ниже критической реакция не идет, даже если . Наоборот, заметное превышение критической массы ведет к неуправляемой реакции – взрыву.

Критический размер активной зоны можно уменьшить с помощью отражателя нейтронов, который препятствует утечке нейтронов из активной зоны. Отражателем толщиной ( М- длина миграции) активную зону окружают со всех сторон. В качестве отражателя используют те же материалы, что и для замедлителя (вода, графит и другие). Вследствие рассеяния на ядрах отражателя часть нейтронов возвращается снова в активную зону.

Захват нейтронов не участвующими в цепной реакции ядрами снижает интенсивность реакции, но может быть полезным в отношении образования новых ценных изотопов. Так, при поглощении нейтронов неспособными к цепной реакции изотопами образуются (через 2 последовательных β-распада) изотопы , оба являющиеся цепным ядерным горючим.

Эти две реакции открывают реальную возможность воспроизводства ядерного горючего. В идеальном случае, то есть отсутствии ненужных потерь нейтронов, на воспроизводство может идти в среднем η-1 нейтронов на каждый акт поглощения нейтрона ядром горючего.

Качество ядерного горючего определяется определяется его доступностью и коэффициентом η. В природе встречаются только три изотопа, которые могут служить ядерным топливом или сырьем для его получения. Это изотоп и изотопы . Из них первые два цепной реакции не дают, но могут быть переработаны в изотопы, на которых реакция идет. Изотоп сам дает цепную реакцию. В земной коре теория в несколько раз больше, чем урана. Природный торий практически состоит только из одного изотопа . Природный уран в основном состоит из изотопа и только на 0,7% из изотопа .

Естественную смесь изотопов урана можно обогащать изотопом . Это обогащение, называемое разделением изотопов, является сложным и дорогим процессом из-за того, что химические свойства обоих изотопов почти одинаковы. Приходится пользоваться небольшими различиями в скоростях химических реакции, диффузии и другими, возникающими вследствие различия масс изотопов.

Цепную реакцию на практически всегда осуществляют в среде с большим содержанием . Часто используется естественная смесь изотопов, для которой η=1,32 в области тепловых нейтронов, так как также полезен во многих отношениях. Во-первых, этот изотоп служит для воспроизводства ядерного горючего. Во-вторых, делится нейтронами с энергией выше 1 МэВ. Это деление проводит к небольшому дополнительному размножению нейтронов. Коэффициент η для всех топлив выше для быстрых нейтронов, чем для тепловых. Для быстрых нейтронов η-1 настолько превышает единицу, что делает реальным расширенное воспроизводство ядерного горючего. Тем не менее и реакторы на используются для производства Pu. Хотя Pu получается не больше, чем сгорает U, но Pu сравнительно просто выделить химически, так что работа реактора как бы заменяет процесс разделения изотопов.

Расчеты показывают, что цепная реакция на медленных нейтронах в принципе возможна на естественном уране, так как для нее η˃1 (ηест=1,32). В принципе, потому что для реального осуществления цепной реакций надо уметь замедлять нейтроны с малыми потерями. На быстрых нейронах цепная реакция в естественной смеси идти не может (η<1). Практически оказывается, что реакцию на быстрых нейтронах можно поддерживать лишь в обогащённой смеси, содержащей не меньше 15% .

Для осуществления цепной реакции на медленных нейтронах в активную зону вводят специальные вещества – замедлители, которые превращают нейтроны деления в тепловые. Присутствие большого количества в активной зоне усложняет процесс замедления и делает необходимым предъявление высоких требований к качеству замедлителя. Жизнь одного поколения нейтронов в активной зоне с замедлителем приближенно можно разбить на 2 стадии: замедление до тепловых энергий и диффузия с тепловыми скоростями до поглощения. Для того чтобы основная масса нейтронов успела замедлиться без поглощения, необходимо выполнение условия

где , – усредненные по энергиям сечения соответственно упругого рассеяния и захвата, а n – число столкновений нейтрона с ядрами замедлителя, необходимая для достижения тепловой энергии. Число n быстро растет с ростом массового числа замедлителя. Для n имеет порядок нескольких тысяч. А отношение для этого изотопа даже в сравнительно благоприятной области энергий быстрых нейтронов не превышает 50. Особенно же «опасна» в отношении захвата нейтронов резонансная область от 1 кэВ до 1 эВ. В этой области полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами имеет большое число интенсивных резонансов (при низких энергиях радиационные ширины превышают нейтронные). Поэтому в области резонансов становится даже <1. Это означает, что при попадании в область одного из резонансов нейтрон поглощается практически со 100% вероятностью.

А так как замедление на таком тяжёлом ядре, как уран, идет «мелкими шагами», то при прохождении через резонансную область замедляющийся нейтрон обязательно «наткнется» на один из резонансов и поглотиться. Отсюда следует, что на естественном уране без посторонних примесей цепную реакцию осуществить нельзя: на быстрых нейтронах реакция не идет из-за малости коэффициента η, а медленные нейтроны не могут образоваться. Для того, чтобы избежать резонансного захвата нейтрона, надо использовать для замедления очень легкие ядра, на которых замедление идет крупными шагами, что резко увеличит вероятность благополучного «проскакивания» нейтрона через резонансную область энергий. Наилучшими элементами – замедлителями являются H, D, Be, C. Поэтому используемые на практике замедлители в основном сводятся к тяжелой воде, бериллию, окиси бериллия, графиту, а также обычной воде, которая замедляет нейтроны не хуже тяжелой воды, но поглощает их в гораздо большем количестве. Замедлитель должен быть хорошо очищен. Заметим, что замедлителя должно быть в десятки, а то и в сотни раз больше, чем урана, чтобы предотвратить резонансные столкновения нейтронов с ядрами .

Замедляющие свойства активной среды приближенно могут быть описаны тремя величинами: вероятность нейтрону избежать поглощения замедлителем во время замедления, вероятность P избежать резонансного захвата ядрами , и вероятность f тепловому нейтрону поглотиться ядром горючего, а не замедлителя.

Величина f называется коэффициентом использования нейтронов.



Рис.6.2

Величины p и f зависят не только от относительного количества замедлителя, но и от геометрии его размещения в активной зоне. Если ядерное топливо и замедлитель составляют равномерную смесь и плотности нейтронного потока в них различаются несущественно, среду называют гомогенной. В гетерогенной среде ядерное топливо и замедлитель пространственно разделены между собой. Топливные блоки располагают по объему замедлителя в определенном порядке. Такая упорядоченная система топливных блоков образует решетку гетерогенной среды, которая может быть разреженной (а) или тесной (б). Основными параметрами решетки являются расстояние между осями топливных блоков (шаг решетки) и диаметр блоков. Если топливные блоки располагают в углах квадратов, такую решетку называют квадратной. В треугольной или гексагональной решетке топливные блоки находятся в углах правильных треугольников. Топливный блок и прилегающий к нему замедлитель составляют элементарную ячейку размножающей среды. Поэтому весь объем размножающей среды можно рассматривать состоящим из одинаковых элементарны ячеек

Рис.6.3 Рис.6.4

Схемы гетерогенного расположения топлива с твердым (а) и жидким (б) замедлителем



Рис.6.5

Распределение плотности потока тепловых нейтронов Ф по сечению элементарной ячейки.

В элементарной ячейке гетерогенной среды распределение плотности потока тепловых нейтронов имеет характерный вид. Источники тепловых нейтронов находятся в замедлителе, а в ядерном топливе тепловые нейтроны появляются только вследствие диффузии из замедлителя. Поэтому в топливном блоке, где происходит поглощение тепловых нейтронов, средняя плотность нейтронного потока <Фят> минимальная. Если плотность потока тепловых нейтронов усреднить по объему элементарной ячейки, в гетерогенной среде всегда выполняется условие <Фят><<Фзам>, где <Фзам> - средняя плотность нейтронного потока в замедлителе.

Качественно гетерогенная система отличается тем, что в ней образовавшийся в уране быстрый нейтрон успевает уйти в замедлитель, не достигнув резонансных энергий. Дальнейшее замедление идет уже в чистом замедлителе. Это повышает вероятность p избежать резонансного захвата, так что

С другой стороны, наоборот, став тепловым в замедлителе, нейтрон должен для участия в цепной реакции продиффундировать, не поглотившись в чистом замедлителе, до его границы. Поэтому коэффициент теплового использования f в гетерогенной среде ниже, чем в гомогенной:

Размеры блоков замедлителя и урана ограничены сверху тем, что расстояние от любой точки блока до его границы в уране должно быть меньше длины замедления , а в замедлителе – меньше длины диффузии L. Реально оказывается, что при оптимальном подборе блоков в гетерогенной среде реакцию осуществлять легче, чем в гомогенной, так как выигрыш за счет увеличения p с избытком компенсирует проигрыш за счет уменьшения f. Так на естественной смеси изотопов урана гомогенную цепную реакцию можно осуществить только с самым высококачественным замедлителем - тяжелой водой. Но гетерогенная реакция на естественной смеси возможна и при использовании менее качественного замедлителя – графита. Этот факт сыграл решающую роль в возникновении ядерной энергетики, так как впервые управляемая реакция деления была осуществлена именно в уран-графитовой гетерогенной системе.

Для оценки коэффициента размножения теплового реактора используется приближенная формула четырех сомножителей.

где η – коэффициент деления, равный среднему числу вторичных нейтронов на один захват нейтрона делящимся ядром

p – вероятность избежать резонансного захвата ядрами

f – коэффициент теплового использования, вероятность тепловому нейтрону поглотиться ядром горючего, а не замедлителя.

ε – коэффициент размножения на быстрых нейтронах.

Часть рождающихся при делении вторичных нейтронов имеет энергию больше энергий порога деления . Однако после нескольких столкновений с ядрами замедлителя энергия ядер нейтронов становится ниже этого порога и деления прекращается. Поэтому размножение нейтронов за счет деления наблюдается только при первых столкновениях родившихся быстрых нейтронов с ядрами . Число образующихся вторичных нейтронов на один поглощенный быстрый нейтрон характеризуется коэффициент размножения на быстрых нейтронах (ε). В гомогенных средах, где количество ядер урана мало по сравнению с количеством ядер замедлителя, первые столкновения нейтрона с ядром маловероятны после рождения ε близко к 1. В гетерогенной среде нейтроны после рождения прежде чем попасть в замедлитель, проходят некоторое расстояние в урановом топливе. Это увеличивает вероятность того, что первые столкновения нейтрона произойдут с ядрами , поэтому ε становится >1. Типичным для тепловых реакторов является значение ε=1,03.

Коэффициенты η и ε зависят от свойств используемого ядерного топлива и характеризуют рождение нейтронов в процессе цепной реакции деления. Коэффициенты p и f характеризуют полезное использование нейтронов, однако их значение зависят от концентраций ядер замедлителя и топлива противоположным способом. Поэтому произведение p f и, следовательно, имеют максимум значения при оптимальном отношении Nзам/Nят.

Формула четырех сомножителей неприменима для реакторов на быстрых нейтронах.

Таким образом, цепную реакцию деления можно осуществить с использованием разных видов ядерного топлива и замедлителя:

1. Естественного урана с тяжеловодным или графитовым замедлителем.
2. Слабообогащенного урана с любым замедлителем.
3. Сильнообогащенного урана или искусственного ядерного топлива (плутония) без замедлителя (цепная реакция деления на быстрых нейтронах).

В 1972 году было обнаружено, что природа уже успела «осуществить» самоподдерживающуюся цепную реакцию, природный ядерный реактор около 2 млрд. лет назад на территории нынешнего Габона (на западе Африки) в Окло. Его существование было установлено исследователями французских ученых-атомщиков. Он функционировал более 600 тысяч лет.

В мае 1972 года Бузиге получил любопытный результат при обычном анализе стандартных образцов урановой руды, добытой в Габоне. Он обнаружил, что образцы содержат примерно на 0,4%; меньше по массе , чем ожидалось. Это не было связано с погрешностью анализа или с естественной дисперсией содержания , на нашей планете в любой момент времени отношение содержания к фиксировано; нужно было отыскать другое объяснение этому результату. Было установлено, что обеднение содержания в руде можно объяснить только осуществлением реакции деления в естественных условиях данной местности. В то время, когда функционировал природный ядерный реактор, урановая руда находилась глубоко под землей и грунтовые воды служили ей замедлителем и, до определенной степени, теплоносителем. Однако при нынешних концентрациях в естественном уране создание ядерного реактора невозможно. Но следует помнить, что Tα () = 700 млн. лет, а Tα ()= 4500 млн. лет. Следовательно, в доисторические времена концентрация в уране была много больше, чем сейчас. Когда Земля создавалась 4,6 млрд. лет назад, концентрация в естественном уране были около 25%. Затем она снижалась и ко времени функционирования реактора в Окло составляла 3,6%.

В результате деятельности природного «ядерного реактора» в Окло в этом месторождении снизилась концентрация (за счет выгорания) и других нуклидов с большим сечением захвата нейтронов, например .

Возможно, что комбинация местных условий приводила к образованию других природных ядерных реакторов. Хотя поиски продолжаются, больше природных реакторов пока не обнаружено. Дело в том, что такие реакторы стали невозможными в последние 2 млрд. лет, поскольку концентрация в уране стала ниже требуемых 3%.

**§6.2 Нестационарные режимы и управление цепной реакцией**

Для практического осуществления стационарно текущей цепной реакции надо уметь этой реакцией управлять. В процессе работы реактор в основном находится в нестандартном состоянии. Это вызвано либо переходными процессами, связанными с изменением мощности реактора, либо очень малыми колебаниями критичности под влиянием различных внутренних или внешних факторов.

Изменение во времени плотности Ф нейтронного потока зависит от её исходного значения и количества вторичных нейтронов, образующихся за 1 с:

где – среднее время жизни нейтронов одного поколения.

В критическом состоянии (=1) плотность нейтронного потока сохраняет исходное значение (). Изменение Ф происходит при.

Время жизни одного поколения мгновенных нейтронов складывается из 3 величин: времени вылета быстрых нейтронов при делении (); времени замедления быстрых нейтронов до тепловых (); времени диффузии тепловых нейтронов до их захвата делящимся ядром (). Таким образом, в цепной реакции деления на тепловых нейтронах определяется процессом диффузии: . При делении на быстрых нейтронах это время снижается до с.

При значении , если даже принять , плотность потока нейтронов возрастает за 1с в 150 раз (). Поэтому цепная реакция деления на мгновенных нейтронах является неуправляемой.

Управление цепной реакцией становится возможным благодаря наличию запаздывающих нейтронов. Хотя количество таких нейтронов мало (десятые доли процента), время их выхода достаточно велико (от долей секунды до нескольких и даже десятков сек). Поэтому среднее время жизни всех нейтронов возрастает:

Для при β=0,0065 и . При возрастание плотности нейтронов за 1 с составляет всего 5% () и цепная реакция деления становится надежно управляемой.

**§6.3 Ядерные реакторы**

Ядерным реактором называется устройство, в котором поддерживается управляемая цепная реакция деления. Всоответствий с типом цепной реакции различают реакторы на медленных, промежуточных и быстрых нейтронах. В зависимости от структуры размножающей среды ( взаимного расположения ядерного топлива и замедлителя) ядерного реактора разделяют на гомогенные и гетерогенные.

Составными частями любого реактора являются а) активная зона, обычно окруженная отражателями; б) теплоноситель; в) система реагирования; г) радиационная защита; д) другие конструктивные моменты; е) пульт дистанционного управления.

Принципиальная схема гетерогенно ядерного реактора на тепловых нейтронах показана на рис. Основной частью реактора является активная зона, в которой протекает реакция и тем самым выделяется энергия. Активная зона состоит из ядерного топлива, которое размещено в тепловыделяющих элементах (твэлах), объединённых общим корпусом в тепловыделяющую сбору (ТВС), и замедлителя. В активной зоне реакторов на быстрых нейтронах замедлителя нет. Цепная реакция деления поддерживается потоком нейтронов, которые непрерывно возникают и поглощаются в активной зоне реактора. Однако некоторая часть нейтронов вылетает из пределов активной зоны в окружающее пространство. Поэтому для снижения вылета нейтронов активную зону окружают слоем отражателя, способного хорошо рассеивать нейтроны. За отражателем располагают биологическую защиту, которая предохраняет персонал и окружающее пространство от опасного ионизирующего излучения реактора. Управление реактора осуществляется с помощью поглощающих стержней, обладающих способностью большого захвата нейтронов. Во время работы реактора выделяется значительное количество теплоты, которое непрерывно отводится потоком теплоносителя через каналы охлаждения, расположенные внутри активной зоны. Активная зона с отражателем часто заключается в стальной кожух.

Из активной зоны реактора выходит мощный поток нейтронов, примерно в 1011 раз превышающий излучение, предельно допустимое санитарными нормами. Кроме того, в результате β-распада образуется поток γ-излучения примерно такой же мощности. Защита должна в достаточной степени ослаблять оба потока. Наилучшей защитой от γ-излучения являются материалы с большим Z. Для защиты от нейтронов наряду с хорошими поглотителями необходимы материалы, эффективно замедляющие нейтроны, потому что проникающая способность особенно велика для быстрых нейтронов. В качестве замедлителя в защите используются легкие элементы и элементы, на которых идет активное неупругое рассеяние нейтронов (Fe, Pb, и др.). При расчете защиты реактора необходимо учитывать, что при радиационном захвате (n, γ) на ядрах защиты могут вылетать довольно жесткие γ-кванты. В состав материалов радиационной защиты входят хорошие поглотители γ-квантов (Feи Pb), замедлители и поглотители нейтронов (вода, бор, бетон и другие). Хорошей и дешевой защитой от нейтронов и γ-квантов являются бетон с железным заполнителем.

По своему назначению реакторы можно разделить на энергетические, экспериментальные, исследовательские, а также производящие новые делящиеся элементы и радиоактивные изотопы.

Основными типами энергетических реакторов являются водо-водяные, газо-графитовые, водо-графитовые, а также тяжеловодные (тяжелая вода-вода, тяжелая вода-тяжелая вода).

В нашей стране на АЭС применяются в основном два типа энергетических реакторов: некипящий водо-водяной ВВЭР и кипящий графито-водный канальный реактор РБМК (реактор большой мощности канальный). Реакторы типа ВВЭР РБМК работают на тепловых нейтронах и требуют обогащения уранового топлива за счет . Современные АЭС имеют блочное строение. Каждый блок автономен по отношению к другим блокам АЭС. Он состоит из одного энергетического реактора и схемы преобразования тепловой энергии в электрическую.

Для исследования эффективности и экономичности реакторов разных типов строятся небольшие экспериментальные энергетические установки обычно небольшой мощности от нескольких до 20-30 МВт.

Исследовательские реакторы используются главным образом для исследования взаимодействия нейтронов с ядрами и влияния нейтронного облучения на различные физические и химические свойства кристаллов и органических соединений. Поэтому важной характеристикой таких реакторов является поток нейтронов, имеющей обычно . Как правило, в оболочке активной зоны исследовательского реактора имеется несколько отверстии для вывода нейтронных пучков наружу. Значительно более интенсивные потоки нейтронов можно получить на короткое время в импульсивном реактора до при длительности . Дубна ИБР – τ=(40-60)мкс.

Среди осколков деления имеется большое количество β- и γ-активных ядер. Многие из них извлекаются и используются в различных областях науки и техники. В реакторе можно за счет реакций (n, γ) производить и другие изотопы, помещая в активную зону соответствующие элементы. Мощные потоки нейтронов в реакторе позволяют производить в нем нужные изотопы в больших количествах.

Среди всех типов реакторов совершенно особое место занимают энергетические реакторы-размножители. В этих реакторах одновременно с выработкой электроэнергий идет процесс расширенного воспроизводства горючего. Воспроизводство идет и в большинстве обычных реакторов, причем КВ, как правило, 0,6-0,8. Это означает, что в реакторе на естественном уране или слабообогащенном уране используется не только , но и заметное количество . Но только при при КВ>1 появляется возможность использовать весь изотоп (или весь изотоп ). Основой ядерной энергетики с расширенным воспроизводством горючего являются реакторы на быстрых нейтронах.

Энергетические реакторы-размножители должны стать главным направлением в развитии ядерной энергетики. В США с 1962 года эксплуатируется энергетический реактор на быстрых нейтронах «Энрико Ферми» с электрической мощностью 60МВт. В СССР первый экспериментальный реактор БР-2 на быстрых нейтронах был создан в 1956 году в Обнинске. Первый промышленный энергетический реактор на быстрых нейтронах БН-350 был установлен на АЭС в городе Шевченко в 1973 году 16 июля. Одна часть тепловой мощности реактора расходуется на выработку электроэнергии (150МВт), другая – на опреснение морской воды. (1,2\*105 м3 воды в сутки). Реакторная установка БН-350, несмотря на сложность её технологической схемы, успешно работала с 1973 года по 1988 год на 5 лет дольше проектного времени.

Большая разветвлённость натриевых контуров в реакторе БН-350 вызвало беспокойство, поскольку в случае их аварийной разгерметизации мог возникнуть пожар. Поэтому не дожидаясь пуска реактора БН-350, в СССР началось проектирование более мощного быстрого реактора БН-600 интегральной конструкции, в котором натриевые трубопроводы большого диаметра отсутствовали и почти весь радиоактивный натрий первого контура был сосредоточен в корпусе реактора. Это позволило почти полностью исключить разгерметизации первого натриевого контура, снизить пожарную опасность установки, повысить уровень радиационной безопасности и надежности реактора.

Реакторная установка БН-600 надежно работает с 1980 года в составе третьего энергоблока Белоярской АЭС. Сегодня это самый мощный из действующих в мире реакторов на быстрых нейтронах, который служит источником уникального эксплуатационного опыта и базой для натурной обработки усовершенствованных конструкционных материалов и топлива.

Уже при проектировании первых энергетических реакторов на быстрых нейтронах большое внимание уделялась вопросам обеспечения безопасности как при их нормальной работе, так и при аварийных ситуациях. Направление поиска соответствующих проектных решений определились требованием исключить недопустимые воздействия на окружающую среду и население за счет внутренней самозащищенности реактора, применения эффективных систем локализации потенциально возможных аварий, ограничивающих их последствия.

В проекте реактора БН-800, в котором использованы основные инженерные решения БН-600, приняты дополнительные меры, обеспечивающие сохранение герметичности реактора и исключающие недопустимые воздействия их в окружающую среду.

Быстрые реакторы могут служить не только для получения энергии. Потоки нейтронов высокой энергии способны эффективно «сжигать» наиболее опасные долгоживущие радионуклиды, образующиеся в отработанном ядерном топливе. Это имеет принципиальное значение для проблемы обращения с радиоактивными отходами атомной энергетики. Дело в том, что Т1/2 некоторых радионуклидов (актиноидов) намного превышает научно обоснованные сроки стабильности геологических формации, которые рассматриваются в качестве мест окончательного захоронения радиоактивных отходов. Поэтому, применив замкнутый топливный цикл с выжиганием актиноидов и трансмутацией долгоживущих продуктов деления в короткоживущие, можно решить проблему обезвреживания радиоактивных отходов.

**Глава VII. Синтез легких ядер. Ядерные реакции в звездах. Проблемы управляемого термоядерного синтеза**

Ядерной энергетике при всех её несомненных достоинствах свойственны существенные недостатки даже при замкнутом топливном цикле. В ядерных реакторах образуется большое количество долгоживущих радиоактивных изотопов. Результатом этого могут быть тяжелые последствия потенциально возможной аварии с выбросом радиоактивности при нарушении ядерного реактора. Однако и при нормальной эксплуатации возникает необходимость длительного захоронения радиоактивных отходов.

Следует помнить и о проблемах ядерной энергетики для решения которых потребуется возможно не одно десятилетие. Это создание экономичных и безопасных предприятий замкнутого топливного цикла, а также реакторов-размножителей, без которых едва ли удается решить топливную проблему энергетики.

Поэтому одновременно с совершенствованием ядерной энергетики ведутся поиски новых технологий промышленного производства электроэнергии. Прежде всего обнадеживают результат, полученные в исследованиях по термоядерной энергетике, хотя они далеки от завершения.

Физические основы термоядерной энергетики достаточно просты и хорошо изучены. Известно, что доля превращения внутриядерной энергии в тепловую в широких масштабах, кроме реакций деления тяжелых ядер, принципиально возможно использование реакций синтеза легких ядер.

Зависимость средней энергии связи от массового числа ε(A) показывает, что энергетические связи нуклона в наиболее легких ядрах, так же как и в наиболее тяжелых, меньше, чем в ядрах с промежуточными массовыми числами. Другими словами, сумма масс легких ядер, рассматриваемых самостоятельно > массы среднего ядра, образованного при их слиянии. Следовательно, соединение легких ядер в одно более тяжелое ядро должно также приводить к освобождению энергии, причем, как показывает крутизна подъема кривой, в таких реакциях синтеза должно выделиться существенно > энергии на один нуклон, чем в реакции деления. Если при делении выделяется энергия на нуклон, то реакция синтеза, например, реакция между дейтоном и тритием

идет с выделением энергии 3,5 МэВ на один нуклон. Однако, для того, чтобы такую реакцию осуществить, необходимо сильно ускорить одно из ядер для преодоления сил кулоновского отталкивания ядер. Этот метод требует затраты большой энергий, часто превышающей ту энергию, которая освобождается при синтезе. На первый взгляд кажется, что для этой цели можно использовать сильноточный ускоритель низкой энергии. Однако этот метод бесперспективен из-за того, что подавляющая часть энергии частиц расходуются на ионизацию и возбуждение атомов. Эффективное сечение ядерной реакции примерно в 108 раз < эффективного сечения ионизации. Для того, чтобы можно было использовать выделяющуюся энергию, надо создать такие условия, при которых энергии должно выделиться >, чем ее расходуется на возбуждение реакции, то есть эти реакции должны быть самоподдерживающимися. Если газ, состоящий из легких ядер, нагреть до достаточно высокой температуры, то кинетическая энергия теплового движения этих ядер может оказаться сравнимой с высотой кулоновского барьера. Тогда ядра вступают в непосредственный контакт, происходит слияние. Поэтому такие процессы называются термоядерными реакциями. Оценим высоту кулоновского барьера при столкновении 2-х протонов.

Эту энергию невозможно получить путем обычного нагревания, так как даже при температуре 10 млн. K энергия частицы едва достигает 1 кэВ. (). При таких температурах вещество должно находиться в полностью ионизованном состоянии, превращаясь в четвертое состояние вещества – плазму.



Рис.7.1

Известно, что ионизация атомов начинается при температуре ~104K. Образующуюся смесь ионов и е- с нулевым общим электрическим зарядом называют плазмой. По мере увеличения температуры – степень ионизации плазмы увеличивается до тех пор, пока все электроны не покинут ядра, то есть пока не образуется полностью ионизированная плазма. В термоядерном топливе такое состояние достигается при относительно малых температурах (≤107K). Так, для атома водорода, в котором всего 1 электрон, энергия ионизации составляет 13,6 эВ. (1 эВ=11600 K).

Большинства ядер плазмы имеют энергии, близкие к средним энергиям теплового движения. При температуре 104 К . Можно считать, что распределение частиц плазмы по энергии следует закону Максвелла.



Рис.7.2

При температуре 20 млн. градусов Протоны такой энергии не могут преодолеть кулоновский потенциальный барьер. Однако здесь появляются 2 фактора, принципиально меняющие ситуацию в целом. С одной стороны, всегда имеется небольшая часть ядер с энергиями выше средней. С другой стороны, хотя частицы и имеют недостаточную среднюю энергию, согласно квантовой механике всегда существует небольшая вероятность просачивания их сквозь потенциальный барьер. Эта вероятность увеличивается с энергией.

Скорость протекания термоядерной реакции зависит от произведения числа ядер определенной энергии на вероятность того, что реакция возникает при этой энергии. На рисунке показано максвелловское распределение потока частиц в зависимости от энергии при определенной температуре (например, при 2\*107 К). Число частиц достигает максимума при и быстро убывает с дальнейшим ростом энергии. Зависимость σ от энергии частиц представлена кривой 3. В результате вклад ядер с разной энергией в общий выход термоядерной реакций, ~ произведению (кривая 2), оказывается оптимальным не при средней, а при более высокой энергии и быстро убывает по обе стороны от этого максимума.

Термоядерные реакции в широчайшем масштабе протекают внутри Солнца и других звезд. На каждом этапе развития звезды на первый план выдвигаются различные циклы реакций. На современной стадии эволюции Солнца там осуществляется p-p- цикл.

)

)

В этой цепочке 1-ая и 2-ая реакции должны пройти по 2 раз , чтобы получились 2 ядра , нужные для третьей реакции.

Эта цепочка реакций сводится к преобразованию протонов в ядра гелия с выделением большого количества энергии

Самой медленной реакцией в протонном цикле является первая, для которой . После того как образовался дейтон, он практически мгновенно вступает во взаимодействие с водородом. Среднее время жизни дейтона относительно этой реакции всего 6 с. После того как в звезде накопится достаточное количество легкого изотопа может осуществиться третья, последняя реакция водородного цикла. Время этой реакции имеет ~ миллиона лет. Можно считать, что водородный цикл является основным источником энергии на ранних стадиях развития звезды, поскольку он может протекать при относительно низких температурах ~ 10 млн. градусов. При более высоких температурах, когда в звезде накопиться заметное количество гелия, в результате присоединения новых нуклонов должно начаться образование элементов с большими атомными номерами. При наличии в звезде углерода и при T> 15\*106K становится возможным также углеродно-азотный цикл из 6 реакций, в которых ядро служит в качестве катализатора.

, из них 1,7 МэВ уносит ν.

Скорости удельного энерговыделения углеродного и водородного циклов по-разному зависят от температуры. При относительно низких температурах (<1,5\*106 К) преобладающее значение имеет p-p-цепь; по мере повышения температуры значение углеродного цикла быстро возрастает. На Солнце и звездах, внутренняя температура которых близка к 15 млн. градусов, эти 2 процесса происходят примерно в равной степени.

Благодаря огромным размерам и массам звезд удержание плазмы происходит за счет гравитационных сил. Термоизоляция осуществляется благодаря тому, что реакции синтеза протекают в горячем ядре звезды, а теплоотдача происходит с более холодной и весьма удаленной поверхности. Только поэтому звезды могут генерировать энергию в таких медленных процессах, как (p,p) и (CN) циклы. Для использования в земных условиях эти процессы совершенно непригодны, да и неосуществимы, например, реакция непосредственно еще никем не наблюдалась из-за чрезвычайно малых эффективных сечений.

**§7.1 Термоядерные реакции в лабораторных условиях**

Реакции углеродного и водородного цикла идут слишком медленно, чтобы их практически можно было использовать. Из реакций синтеза легких ядер наиболее перспективны следующие три:

так как для них наиболее низок кулоновский барьер. Две первые реакции при одинаковой температуре идут примерно с равными вероятностями, скорость 3-ей реакции при эквивалентных концентрациях примерно в 100 раз больше. Третья реакция самая выгодная. Максимальное значение эффективного сечения для этой реакции намного больше, а энергия, соответствующая этому значению, намного меньше. Важным достоинством является большое значение Q=17,6 МэВ. Недостатком данной реакции является использование трития в качестве исходного материала. Этот изотоп водорода с Т1/2=12,3 года практически отсутствует в природе. Но он может быть получен в реакциях:

Эти реакции предлагается использовать в самом термоядерном реакторе для воспроизводства трития. В реальных условиях в дейтерии будут идти также реакции и , поскольку и образуются в реакциях несомненное достоинство () реакций состоит в том, что для их реализации необходим только дейтерий – термоядерное топливо, запасы которого в природе практически неограничены. Другое достоинство – ни в одной реакций синтеза не образуются долгоживущие радиоактивные нуклиды. Правда в 2-х из них присутствует тритий, опасный для окружающей среды в связи со значительным эффектом биологического воздействия радиоактивного трития.

Расчеты показали, что минимальная температура, при которой реакция поддерживается без вмешательства извне, равна примерно 350 млн. градусам, для реакции она ниже, но тем не менее составляет примерно 60 млн. градусов.

Составные части плазмы обладают высокой кинетической энергией и, следовательно, стремятся разлететься и унести с собой энергию. Отсюда проблема удержания плазмы в течении большого времени. Плазма – горячая. Какие стенки могут удержать плазму с температурой в млн. градусов. Любое вещество при этих температурах не только испаряется, но и полностью ионизуется. Поэтому удерживать её обычным способом, заключив в какой-либо сосуд нельзя. Отсюда проблема изоляции плазмы от стенок реактора.

Плазма состоит из ядер и электронов, обмен энергией между которыми происходит малыми порциями из-за малой массы электронов. Вместе с тем быстрые е- теряют энергию в механизме тормозного и синхротронного излучения. Для компенсации этих потерь и получения избыточной полезной энергии необходима большая плотность плазмы (1014 – 1016 част/см3). В воздухе плотность 3\*1019 част/см3, следовательно, надо брать разреженный газ. Наконец, из общих соображений очевидно, что относительная величина потерь уменьшается с ростом размеров установки.

Итак, высокая температура, достаточно большое время удержания, надежная изоляция, высокая плотность, большие размеры.

Для поддержания требуемой температуры плазма должна подогреваться. Подогрев термоядерной плазмы возможен за счет энергий, выделяемой в самих реакциях синтеза ядер. Той ее части, которая превращается в кинетическую энергию. Ядер топлива, может оказаться достаточно для инициирования последующих реакций и, значит, поддержания цепной реакций синтеза. В плазме практически полностью остается энергия заряженных частиц, образующихся в реакциях. Торможение заряженных частиц дает около 20% мощности. Кинетическая энергия нейтронов превращается в тепловую вне объема, занимаемого плазмой (примерно 80% мощности).

Плазма в термоядерном реакторе нагревается до температуры зажигания Т0. За время существования плазмы τ, называемое временем удержания, в ней успевает прореагировать количество ядер, ~ nτ (n– плотность ядер). nτ – называют – параметром удержания. Время удержания плазмы τопределяется запасом энергии в плазме Q и потерей энергии W (на нагревание стенок, торомозное излучение е- испускание нейтронов). . Чем меньше потреи, тем больше время удержания.

**§7.2 Ядерные реакторы**

Тепло, возникшее при делении в активной зоне реактора, отводится оттуда через теплообменник; оно используется для приведения во вращения турбины и, таким образом, превращается в электричество. Рассмотрим реактор на природном уране и графите. Природный уран состоит из 99,3% и 0,7% . Только подвергается делению на тепловых нейтронах. В результате деления порождаются главным образом быстрые нейтроны, хотя само деление наиболее эффективно индуцируется медленными нейтронами. Чтобы создать условия для протекания цепной реакции нужно замедлить испускаемые быстрые нейтроны до тепловой энергий; это достигается в замедлителе. Можно описать последовательность процессов, начав с одного акта деления. При делении одного ядра в среднем появляется ν быстрых нейтронов. Некоторые из них до того как успеют замедлить вызывают деление ядер, и такие события увеличивают число быстрых нейтронов, что можно учесть, введя коэффициент ε. Из νε нейтронов, поступающих в замедлитель, лишь доля p (вероятность избежать резонансного захвата) остается в «живых» после

Рис.7.3 замедления до тепловой энергии; остальные

нейтроны будут захвачены замедлителем. Из оставшихся νεp нейтронов лишь часть f (коэффициент «использования» тепловых нейтронов) будет захвачена ураном. Из общего числа νεpf захваченных нейтронов часть вызывает деление. Таким образом, один акт деления вызывает

вторичных актов деления. Коэффициент k называется коэффициентом размножения. Цепная реакция будет иметь место только в том случае, если k>1. Типичные значения различных коэффициентов для реактора на природном уране и графите ν=2,47; ε=1,02; p=0,89; f=0,88; ; таким образом, k=1,07. Это значение относится к бесконечному реактору; в случае конечного реактора часть нейтронов будет уходить из него, и поэтому kэфф будет <k. Цепная реакция является основой всех ядерных реакторов. В настоящее время существует много различных типов реакторов, которые используются как для исследовательских целей, так и для получения радиоизотопов, а также для производства энергии.

Производство энергии является наиболее важной функцией реакторов. Уровень жизни человеческого общества тесно связан с наличием недорогих источников энергии; гидроэлектростанции, электростанции, работающие на угле, нефти и газе, постоянно истощают природные ресурсы, а эти ресурсы невосполнимы. Могут ли ядерные реакторы дать нам необходимое количество энергии, не причиняя вреда окружающей среде и не истощая невозместимые запасы? Ответ на этот вопрос все еще далеко не ясен, хотя некоторые аспекты д. проблемы хорошо понятны. Если все реакторы работать на уране, тогда существующие запасы будут израсходованы в течении несколько десятилетий. Эту проблему можно преодолеть, если настроить реакторы-размножители. Такие реакторы дают больше топлива, чем потребляют.

«размножение» имеет место тогда, когда способного к делению материала производится> чем потребляется. Принцип действия таких реакторов был понят давно: еще в 1944 году Ферми и Цинн начали проектировать первый реактор-размножитель. К реакции размножения предъявляются требования: должен быть получен в результате захвата нейтронов, и должны происходить распады воспроизводящего изотопа. В качестве примера рассмотрим активную зону реактора, содержащую изотоп в качестве топлива и воспроизводящий изотоп . При делении возникает в среднем 2,91 нейтронов. Один из этих быстрых нейтронов может вызвать деление другого ядра ; а один может захватиться ядром и привести к реакции

в результате захвата нейтрона воспроизводящим изотопом образуются ядра , способные к делению. В хорошо спроектированном реакторе-размножителе количество материала, способного к делению, может удваиваться за 7-10 лет.

**Глава VIII Элементарные частицы**

Это самостоятельный раздел курса ядерной физики. Часто эту отрасль ядерной физики называют физикой высоких энергий, потому что для проведения большинства экспериментов в данной области нужны частицы весьма высокой энергии. Это обусловлено 2-мя причинами : 1) для изучения пространственной структуры элементарных частиц необходимо использовать пучки частиц с очень малой длиной волны λ, сравнимой с изучаемыми расстояниями; 2) для генерации новых частиц необходимо превысить порог генерации, определяемый их массами. Так, если при изучении ядерных реакций были достаточны энергии бомбардированных частиц ~ энергии связи нуклонов в ядрах, то есть ≥ 10 МэВ, то для опытов по рождению пионов потребовались протоны с энергией 300 МэВ, а для экспериментов по рождению пар-частиц с энергией 6 ГэВ.

Естественным источником частиц высоких энергий являются космические лучи. На начальном этапе развития физики элементарных частиц, когда еще не было ускорителей, все сведения о свойствах элементарных частиц получали в процессе исследования космических лучей. В результате их исследования были впервые открыты е+, мюоны, π±-мезоны, К-мезоны, Λ-гиперон, а многие другие частицы (например, π0-мезон и антипротон) первоначально открытые на ускорителе, были впоследствии обнаружены и в составе космических лучей. В настоящее время первенствующая роль в изучении свойств элементарных частиц перешла к ускорителям, однако космические лучи до сих пор являются единственным источником частиц сверхвысоких (до 1020 эВ) энергий.

Главенствующая роль ускорителей связана с тем, что интенсивность потока космических лучей сравнительно мала, и поэтому интересующие исследователей события крайне редки. Кроме того, космические частицы неуправляемые, многие параметры их при высоких энергиях неизвестны, и поэтому опыты не вполне однозначны.

Совершенно новые возможности появились, когда частицы высоких энергий научились получать в лабораториях с помощью ускорителей заряженных частиц.

Что такое элементарная частица?

На различных ступенях человеческого знания существовали разные представления об элементарности.

Первые известные нам потоки сведения всех веществ, из которых построен мир, к нескольким простым, элементарным видам вещества были предприняты еще 2500 лет назад великими древнегреческими философами – материалистами Фалесом, Гераклитом и Эмпедоклам. Они считали, что все материальные тела состоят из 4 вечно существующих элементов: земли, воды, воздуха и огня, которые, смешиваясь в разных пропорциях, дают вещества с разными свойствами.

Дальше Демокрит (греческий философ) ввел понятие атом (неделимый), то есть элементарный.

До конца XIX века о строении атома ничего не было известно. Но в конце XIX века было открыто сложное строение атомов и был выделен электрон как составная часть атома. Затем, уже в XX веке, были открыты p и n – частицы, входящие в состав ядра. Поначалу на все эти частицы смотрели точь-в-точь, как Демокрит смотрел на атомы: их считали неделимыми и неизменными первоначальными сущностями, основными кирпичиками мироздания. Кроме нуклонов и электронов в эти годы были известны еще 3 частицы, имеющие самое непосредственное отношение к атому и ядру. Это фотоны (γ-кванты), испускаемые атомом (ядром) в процессе энергетических переходов, а также ν и е+, которые испускаются ядром в процессе β-распада. Правда, ни об одной из этих частиц нельзя сказать, что она входит в состав атома или ядра, так как они возникают в самый момент их испускания атомом или ядром. Однако эти частицы также были названы элементарными, так как ни одну из них нельзя представить себе «состоящей» из других «более элементарных» частиц. В соответствии с этим на другом этапе развития физики элементарными частицами стали называть такие частицы, внутреннюю структуру которых нельзя описать как простое объединение, сочетание других частиц.

Историю открытия элементарных частиц и исследования их свойств можно условно разбить на 4 этапа. На первом этапе, окончившимся в 1932 году, было открыто 6 элементарных частиц: фотон,e- , p, n, e+, ν (теоретически).

Второй этап исследования начался в 1935 году, когда стало ясно, что существующих частиц недостаточно для объяснения природы ядерных сил, и начались поиски ядерного кванта с массой (200-300) me. Этот период ознаменован открытием мюонов () и π-мезонов () и детальным исследованием их свойств. Доказано, что π-мезон пригоден на роль ядерного кванта.

На третьем этапе (1949-1964гг) были открыты и изучены странные частицы, доказано нарушение четности в слабых взаимодействиях, открыты антинуклоны, экспериментально подтверждено существование е- и μ-ных нейтрино ( , ), изучена структура нуклонов, открыты резонансы.

Наконец, четвертый этап ознаменован рядом успешных попыток систематизации накопленного материала.

К настоящему моменту элементарных частиц обнаружено несколько десятков, а с учетом нестабильных частиц – резонансов – даже несколько сотен, то есть значительно превышает, например, число элементов, известных k моменту открытия Менделеевым его периодической системы элементов. При этом оказалось, что свойства многих из них связаны между собой и что их можно описать, введя представление о новых субэлементарных объектах – кварках. Таким образом, термин «элементарные частицы» снова становится не вполне удовлетворительным (хотя и явялется общепринятым).

Все элементарные частицы превращаются друг в друга, и эти взаимные превращения – главный факт их существования. Представления о неизменности элементарных частиц оказались несостоятельными. Но идея об их неразложимости сохранилась.

Главное свойство элементарных частиц – их способность рождаться при столкновении других частиц. Что же происходит при столкновении частиц сверхвысоких энергий? Они отнюдь не дробятся на составные части. Нет, они рождают новые частицы из числа тех, которые уже фигурируют в списке элементарных частиц. Чем > энергия сталкивающихся частиц, тем большее количество и притом более тяжелых частиц рождается. Возможность рождения новых частиц – релятивистский эффект, обусловленный соотношением Эйнштейна . Согласно этому соотношению, в баланс энергии при столкновении входят как кинетическая энергия сталкивающихся частиц, так и энергия, соответствующая их массам покоя. При столкновениях эти энергии могут переходить друг в друга. Рождаемые при столкновениях новые частицы никак нельзя рассматривать как составные части частиц – «родителей». Ведь «дочерние» частицы, если их ускорить, могут, не изменив своей природы, а только увеличив энергию (массу), породить в свою очередь при столкновениях сразу несколько таких же в точности частиц, какими были их «родители», да еще и множества других частиц. Как образно выразился Д.И. Блохинцев, при столкновениях p-p может породиться хоть вся Вселенная, была бы достаточно велика энергия столкновения.

Античастицы. Существование античастиц было предсказано Дираком (1928г). В настоящее время известно, что, за немногими исключениями, всякой элементарной частице, в ом числе и электрически нейтральной, соответствует так называемая античастица. Частица и её античастица имеют в точности одинаковые массы, период полураспада и типы распада, если они не стабильны (единственным исключением являются нейтральные k-мезоны), а также одинаковые квантовые числа спина. Однако частица и античастица имеют противоположные электро-магнитные свойства. Если частица обладает электрическим зарядом, то её античастица имеет электрический заряд противоположного знака. Если векторы и собственного магнитного момента имеют в случае частицы одну взаимную ориентацию, то в случае античастицы они имеют противоположную взаимную ориентацию. Например, векторы и в случае направлены в противоположные стороны, а в случае они имеют одинаковые направления:

::

Электрон и позитрон легко отличить друг от друга, так как они имеют заряды противоположного знака. Но даже когда частица нейтральна (например ,n), ее можно отличить от античастицы, если она имеет и спин, и магнитный момент : у одной из частиц направления и параллельны, а у другой и антипараллельны.

Нейтрино электрически нейтральны, имеют спин, но не обладают магнитным моментом. Однако, так как ν существует лишь двигаясь со скоростью света, мы всегда (в любой системе отсчета) можем определить вектор импульса этих частиц, который направлен однозначно. Таким образом, ν отличается от ориентацией относительно . Векторы и всегда антипараллельны у ν и параллельны у .

Если частица имеет массу покоя, то она не может (подобно ν) двигаться со скоростью света и поэтому всегда можно найти такую систему отсчета, в которой частица будет покоиться. Следовательно, направление импульса такой частицы неоднозначно. Если, кроме того, частица лишена спина ( и, следовательно, не имеет магнитного момента), то в этом случае частицу нельзя отличить от античастицы: частица такого типа тождественна своей античастице. подобно фотону относятся к этой категории частиц (Дж. Б. Мэрион). Массы, спины, изотоп спины и четности частицы и античастицы в точности равны. Знаки электрического и нуклонного зарядов, странностей, а также магнитных моментов частицы и античастицы противоположны. В вакууме античастицы имеют то же время жизни, что и частицы, так например, и стабильны.

Отличительной особенностью пары – частица и античастица - являются их способность аннигилировать при встрече друг с другом, превращаясь в другие формы материи; при этом энергия, эквивалентная сумме масс покоя пары, переходит в энергию покоя и кинетическую энергию новых частиц или в энергию γ-квантов. Энергия покоя – самый грандиозный и концентрированный резервуар энергии во Вселенной. И только при аннигиляции она полностью высвобождается, превращаясь в другие виды энергии. Поэтому антивещество – самый совершенный источник энергий, самое калорийное «горючее». Наоборот, для рождения пары требуется затратить энергию, эквивалентную или превращающую ту, которая определяется их массами покоя.

Открытие Дирака послужило основанием для формулировки общего свойства материи, названного зарядовым сопряжением, согласно которому наряду с частицей должна существовать её античастица.

Известны 3 частицы, у которых античастиц не существует. Можно сказать, что такие частицы тождественны своим античастицам. Это - фотон, -мезон и -мезон, их называют абсолютно нейтральными.

Фотон имеет спин, равный 1, однако в противоположность ν фотон может иметь спин, направленный либо в направлении движения фотона, либо противоположно ему. Поэтому между фотоном и «антифотоном» не существует различия. Кроме того, из квантовой теории следует, что нейтральную частицу нельзя отличить от её античастицы не потому, что их спин =0, а скорее потому, что эти частицы явялются бозонами: фотоны, пионы и эта-мезоны представляют собой бозоны. (Дж. Б. Мэрион)

Фермионы (такие, как электроны и нуклоны) всегда возникают или аннигилируют парами; исключения из этого правила никогда не наблюдались. С другой стороны, бозоны (такие, как фотоны, пионы и k-мезоны) могут рождаться или поглощаться как по одному, так и группами по нескольку частиц. Конечно, энергия, импульс и заряд должны сохраняться в любом процессе – как при рождении частиц, так и при их аннигиляции.

Принцип зарядового сопряжения (закон сохранения зарядовой четности) гласит, что законы природы не меняется для системы, в которой все частицы заменены античастицами. Этот принцип справедлив для сильных и электромагнитных взаимодействий, как выяснилось впоследствии. Иными словами, если исключить из рассмотрения слабое взаимодействие, то мир, составленный из частиц и античастиц, тождественны по своим свойствам.

Первой античастицей, которую обнаружили экспериментально, был . В 1933 году впервые удалось наблюдать процесс образования пары и фотонами радиоактивных источников по фотографиям треков в камере Вильсона (1932 год - открытие в составе космических лучей).

Антипротоны были зарегистрированы группой американских физиков в 1955 году при бомбардировке Cu –мишени протонами с энергией 6,2 ГэВ.

Всего в первом опыте было зарегистрировано 60. Антинейтроны впервые были получены в 1956 году. Атомы, ядра которых состоят их антинуклонов, а оболочка из позитронов, образуют антивещество. В 1965 году Брукхейвене (США) при помощи масс-спектрометра, примыкающего к Be-мишени 30 ГэВ ускорителя, было зарегистрировано несколько случаев образования антиядер дейтерия – антидейтонов.

В 1970 году на Серпуховском ускорителе были получены ядра антигелия. Было выделено 5 антиядер среди других фоновых частиц. В 1973 году на Серпуховском ускорителе было открыто ещё одно антиядро – антитритий . Всего в эксперименте было зарегистрировано 4 ядра на частиц.

Нейтрино также была предсказана теоретически в 1931 году в связи с процессами β-распада (опыт Аллена, 1942 год ). Но только в 1956 году удалось обнаружить прямое взаимодействие ν с веществом (.

Согласно принципу зарядового сопряжения у ν должна быть античастица . Действительно, уже экспериментальные данные 1956-1957 гг. свидетельствовали в пользу существования , отлично по своим свойствам от ν.

В 1962 году был обнаружен совершенно новый факт: ν существует 2-х типов: при β-распаде образуется , а при распаде π-мезона образуется мюонное нейтрино . Эксперимент показал, что они отличаются по типу взаимодействий.

Мезоны – частицы с массой, промежуточной между массами и p, были предсказаны в 1935 году Юкавой при построении теории ядерных сил. Эти частицы являются квантами ядерного поля, испускаются и поглощаются протонами и нейтронами в процессе взаимодействия, а при подходящих условиях могут породить нулон-антинуклонные пары. При аннигиляции нуклона с антинуклоном их энергия и импульс переходят к мезонам. Согласно Юкаве мезоны существуют в малой области ядерного взаимодействия () в виртуальном (несвободном) состоянии. Любой нуклон окружен облаком виртуальных мезонов. Виртуальные мезоны недоступны наблюдению. Экспериментально мезоны Юкавы можно обнаружить только в том случае, если существуют условия для их образования в свободном состоянии. Так как для образования частицы с массой m необходима энергия , то одним из таких условий является избыток кинетической энергии у взаимодействующих нуклонов. В 30-х годах в распоряжении физиков еще не было ускорителей заряженных частиц на большие энергии. Единственным возможным источником процессов, происходящих при больших энергиях, могли быть только космические лучи. В 1938 году Андерсон и Неддермейер с помощью камеры Вильсона получили фотографию траектории заряженной частицы с массой ~200 me. Так как обнаруженная частица имеет массу, промежуточную между me и mp, то она была названа мезоном. В настоящее время их принято называть мюонами. Мюоны нестабильны и за время 2,2\*10-6с распадаются по схеме:

Мюон не взаимодействует с ядром, участвует только в слабых взаимодействиях и не может быть ответственным за поле ядерных сил. Подобно и , и является частицей и античастицей. Нейтрального мюона не существует. Свойства мюонов, тип взаимодействий, в которых они участвуют, аналогичны свойствам электронов. В этом смысле их часто и рассматривают как нестабильные тяжелые электроны. Возникает мюон в результате распада пиона.

Из ядерной пассивности и малого времени жизни мюонов следует, что единственным источником их появления вблизи поверхности Земли должен быть распад других, более тяжелых ядерно-активных частиц. Этими частицами оказались π-мезоны, которые были открыты в 1947 году английским физиком Пауэллом, при помощи метода толстослойных фотографических пластинок. Последующие опыты показали, что существуют π-мезоны с электрическим зарядом (+), (-), и (0). Положительные и отрицательные π-мезоны нужно рассматривать соответственно как частицу и античастицу. . . Спины пионов =0. Все пионы нестабильны.

Свойства пионов оказались именно такими, какие предсказывались теорией Юкавы. Было подтверждено сильное взаимодействие π-мезонов с ядрами.

Поиски частиц Юкавы привели к открытию и другого семейства мезонов К-мезонов (каонов). Это еще более тяжелые частицы (нестабильные). . - частица, - античастица. Они могут распадаться самыми различными способами, преимущественно образуя π- и μ-мезоны. Кроме заряженных существуют 2 нейтральных зарядосопряженных и мезонов. . K –мезоны сильно взаимодействуют с ядрами и также могут быть квантами ядерного поля.

Установлено существование еще одного мезона - (этон) с массой 1090.

Гипероны. После 1947 году было обнаружено существование целого класса нестабильных частиц, более тяжелых, чем протон, называемых гиперонами

(лямбда–ноль-гиперон) M=2182распадается преимущественно на p и π- -мезоны.

– сигма гипероны.

Для всех существуют свои античастицы.

Гипероны и k-мезоны назвали странными частицами, так как обнаружили их неожиданные свойства.

Резонансы – резонансные состояния элементарных частиц, представляющих короткоживущие образования (частицы), возникающие при взаимодействии элементарных частиц.

Характерная особенность резонансов – их малое время жизни (, то есть генерация и распад резонансов происходят практически в одной точке. В связи с этим их существование было обнаружено косвенными методами по наблюдению продуктов их можно рассматривать как кратковременную ассоциацию других элементарных частиц, например, пионов и гиперонов. В то же время резонансы имеют достаточно определенные значения энергии, заряда, спина, изотопического спина и по существу отличаются от других частиц только необычайно малым временем жизни. Поэтому внесение их в отдельный класс не означает признания принципиального отличия их от других частиц, это сделано больше для удобства систематизации.

Почти все элементарные частицы нестабильны. Частиц стабильных в свободном состоянии, существует всего 9 (11) и 4 сорта нейтрино (6). Многие частицы имеют времена жизни, колоссальные по сравнению с характерным ядерным временем 10-23 с . Так нейтрон живет 11,7 мин, мюон 10-6 с, заряженный пион 10-8 с, гиперон и каоны 10-10 с . Все эти частицы распадаются только за счет слабых взаимодействий, то есть были бы стабильными, если бы слабых взаимодействий не существовало. Еще меньшее время (~10-16 с) существуют π0 и η-мезоны. Распад этих частиц обусловлен электромагнитными взаимодействиями. Наконец, существует большее количество резонансов, времена жизни которых столь близка к времени пролета, что многие из них частицами можно считать с большой натяжкой. Эти частицы называются резонансами, так как они регистрируются непосредственно, а по резонансам на кривых зависимости различных сечений от энергии, примерно так же, как например, уровни ядер идентифицируются по резонансам в сечениях ядерной реакций. Многие резонансные состояние часто трактуются как возбужденные состояния нуклонов и некоторых других частиц.

В противовес многочисленности элементарных частиц взаимодействия между частицами свелись всего лишь к 4 функциональным типам взаимодействий:

Сильные взаимодействия создают ядерные силы, то есть обеспечивают высокую устойчивость атомных ядер. Они создают высокоинтенсивные силы не только между нуклонами, но и между многими другими частицами – пионами, каонами, гиперонами и т.д. Кроме того, сильные взаимодействия приводят к интенсивному рождению новых частиц при столкновениях частиц высоких энергий. Но у сильных взаимодействий есть и слабые стороны, позволяющие в ряде ситуаций выдвигаться на первый план другим взаимодействиям. 1) Сильные взаимодействия – самые короткодействующие. Их роль быстро становится ничтожной при переходе к расстояниям > 10-15 м. Поэтому обеспечивая стабильность ядер, эти силы не влияют на атомные явления. 2) «слабым местом» сильных взаимодействий является их не универсальность. Существуют частицы (фотон, ) которые не подвержены их действию и не могут рождаться за счет сильных взаимодействий при столкновениях. Частицы, подверженные сильным взаимодействиям, называются адронами. Наконец, 3) ограничительным свойством сильных взаимодействий является то, что для них существует ряд законов сохранения, не выполняющихся по отношению к другим взаимодействиям.

Для того, чтобы можно было сравнить силу различных взаимодействий частиц с соответствующим полем, по аналогии с кулоновскими электрическими зарядами вводится понятие ядерного заряда – g. Сила взаимодействия единичного заряда с полем определяется безразмерной константой связи, которая для случая ядерного поля равна.

Электромагнитные взаимодействия. Их интенсивность значительно ниже сильных, но на много порядков выше остальных. Безразмерной константой связи, характеризующей их силу, является постоянная тонкой структуры α:

В отдельных случаях электромагнитные взаимодействия оказываются конкурентоспособными по отношению к сильным даже в области действия последних. Например, именно кулоновскими силами объясняется процесс деления ядер. Но главной областью действия электромагнитных сил являются расстояния от 10-14 м до сантиметров. Тут и структура атомов, молекул, кристаллов, а также химические реакции, термические, механические свойства тел, силы трения, радиоволны и т.д. Часто электромагнитные взаимодействия играют роль и на космических расстояниях (излучения Солнца и звезд).

Подобно сильным, электромагнитные взаимодействия имеют ряд свойств, ограничивающих проявление их мощи. 1) они у разных частиц проявляются с различной интенсивностью наиболее велики эти взаимодействия у электрически заряженных частиц. Слабее проявляются у нейтральных частиц с ненулевыми массой и спином. Такие частицы обладают магнитным моментом , где M – масса частицы. Через этот момент они в основном взаимодействуют с электромагнитным полем. Еще слабее электромагнитного взаимодействия проявляются у нейтральных безспиновых частиц, например, у нейтрального пиона. Наконец, ν практически не подвержены электромагнитным взаимодействиям. 2) Для электромагнитных взаимодействий соблюдаются некоторые из законов сохранения, которые нарушаются в слабых (но не в сильных) взаимодействиях. 3)Наконец, исключительно важным свойством является наличие как отталкивания, так и притяжения в законе Кулона. Из-за этого взаимодействия между атомами и вообще между любыми 2-мя телами с нулевыми суммарными зарядами имеет короткий радиус действия, несмотря на длиннодействующий характер кулоновских сил.

Слабые взаимодействия на всех доступных исследованию расстояниях безнадежно малы по сравнению с сильными и электромагнитными взаимодействиями и не способны удерживать какие-либо частицы друг около друга, с тем чтобы образовались связанные состояния. Правда они быстро нарастают с уменьшением расстояний, и на расстояний м они могут стать сравнимыми с сильным. Но, исследования на такие расстояниях лежат вне технических возможностей. Слабые взаимодействия ответственны за β-распад ядер, распад элементарных частиц, за все процессы взаимодействия ν с веществом.

β-распад:

Распад заряженных мезонов:

Слабые взаимодействия представляют собой несколько особый случай в том отношении, что «квантами поля» являются не отдельные частицы, а пары частиц , или ,.

Фотон является квантом электромагнитного поля. Ядерные взаимодействия осуществляются с помощью обмена π-мезонами – квантами ядерного поля. Для того, чтобы свести поле слабых взаимодействий к обычному типу вводится квант этого поля – промежуточный векторный бозон: и - бозоны и нейтральный бозон . Время их жизни с, а масса (В 1983 году все 3 векторных бозона были обнаружены экспериментально).

Гравитационное взаимодействие – самое слабое взаимодействие. 1)дальнодействие 2) абсолютная универсальность 3) одинаковость знака сил между любой пар частиц.

В мире элементарных частиц роль гравитации ничтожна.

Сильные взаимодействия можно подразделить на сверхсильные и полусильные, различающиеся по интенсивности примерно на порядок.

Всякое фундаментальное взаимодействие можно характеризовать тремя числовыми параметрами: интенсивностью, радиусом и временем, в течение которого осуществляется его элементарный акт. Их значения приведены в таблице.

|  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| N | взаимодействие | механизм | интенсивность | Радиус R, м | Характерное врем τ, с |
| 1 | Сильное | Обмен глюонами |  |  |  |
| 2 | Электромагнитное | Обмен фотонами |  |  |  |
| 3 | Слабое | Обмен промежуточными бозонами |  |  |  |
| 4 | Гравитационное | Обмен гравитонами |  |  |  |

Интенсивность электромагнитного взаимодействия связывают с элементарным зарядом е=1,6\*10-19Кл. Однако это величина является размерной, а потому не совсем удобна. Гораздо удобнее и нагляднее задавать интенсивность электро-магнитного взаимодействия некой безразмерной комбинацией, составленной из элементарного заряда е и фундаментальных констант с и ħ. В нее должна входить также системная константа – электрическая постоянная ε0.

Свое название она получила потому, что входит в квантово-механическую формулу для тонкого расщепления энергетических уровней атомов.

Интенсивность других фундаментальных взаимодействий также связывают с соответствующими им «зарядами» (константами связи). Так, сильное взаимодействие нуклонов (pиn) описывалось в 50-е годы двумя полуфенологическими теориями, в которых роль «сильного заряда» , подобного е\*, играют две разные величины g и f. Соответствующие безразмерные комбинаций аналогичные постоянной тонкой структуры:

**§8.1 Классификация элементарных частиц**

В настоящее время известно большое количество элементарных частиц, обладающих самыми различными свойствами. Можно ожидать, что попытки классифицировать их некоторым общим признакам позволят найти общие закономерности, связанные со структурой и поведением частиц, и предсказать еще неоткрытые частицы, как это было сделано Менделеевым в отношении химических элементов. У элементарных частиц довольно много различных характеристик, причем среди них трудно выделить основную (подобную атомному номеру в периодической системе Менделеева). Это обстоятельство затрудняет классификацию элементарных частиц.

Основные характеристики элементарных частиц: 1) масса m; 2) спинJ; 3) электрический заряд Q; 4)барионный заряд B; 5)электронный лептонный заряд Le; 6)мюонный лептонный заряд Lμ; 7) странность S; 8) четность P; 9) изотопический спин; 10) Т1/2 ; 11) статистика. Существует и ряд других характеристик, таких, как магнитный момент μ, зарядовая четность, среднеквадратичный радиус распределения, CP-четность и т.д.

О том, какие из характеристик выбрать за главные при классификации элементарных частиц, нет единого мнения. Рассмотрим самую употребительную классификацию. Прежде всего, для того чтобы иметь право называться частицей, микросистема должна прожить заметное время, намного превышающее характерное время пролета. По этому признаку все частицы можно разделить на настоящие частицы и резонансы. Настоящие частицы живут на много порядков дольше характерного времени и распадаются только за счет электромагнитных или слабых взаимодействий. Время жизни резонансов близко характерному времени (. Они распадаются под влиянием сильных взаимодействий. Разделение частиц на «настоящие» и резонансы не носит принципиального характера, а скорее обусловлено различиями в методах наблюдения, обилием резонансов. Пожалуй, самыми главными характеристиками являются лептонный и барионный заряды, а также участие в различных фундаментальных взаимодействиях. Напротив, электрический заряд играет второстепенную роль. Все частицы делятся на фермионы и бозоны. Совокупность фермионов подчиняется статистическим законам Ферми-Дирака, совокупность бозонов описывается статистикой Бозе-Эйнштейна.

Элементарные частицы можно разделить на 4 группы:

а) фотон (γ-квант). У фотона равны нулю все заряды, а также масса, спин = 1ћ (бозон), участвует только в электромагнитном взаимодействии.

б) Лептоны - относительно легкие частицы со спином ћ/2 (фермионы), имеющие ненулевой лептонный заряд и нулевой барионный заряд. Лептоны слабо взаимодействуют друг с другом и со всеми частицами, кроме слабых взаимодействий они участвуют и в электромагнитных взаимодействиях. В эту группу входят 12 частиц (включая античастицы). Имеются 3 сорта ν: электронное ν рождается вместе с электронами, мюонное ν – вместе с мюонами и τ-лептонное ν рождается вместе с τ-лептонами. Далее следует , μ и τ-лептон, открытый в 1975 году. Хотя τ-лептон имеет очень большую массу (1732 МэВ), он включен в группу лептонов. Поскольку по всем другим свойствам он близок к ним. Главное свойство, которое его роднит с остальными лептонами, то, что он не участвует в сильных взаимодействиях.

в) Мезоны - нестабильные, безспиновые частицы (бозоны) с нулевым лептонным и барионным зарядами, сильновзаимодействующие с барионами и друг с другом. Раньше объединяющим признаком мезонов являлось также то, что их массы имели значения, промежуточные между массами электрона и нуклона. Сейчас уже известно несколько мезонных резонансов, массы которых происходят нуклонную. Эта группа состоит из 8 частиц. Самые легкие из них π-мезоны ( ). Они являются квантами ядерного поля. Еще имеются 4 K-мезона () и один -мезон.

г) Барионы – самая обширная группа. В нее входят 18 частиц из 39. Это сильновзаимодействующие частицы с полуцелым спином (фермионы), с массой ≥ mp, с ненулевым барионным зарядом, нулевым лептонным зарядом. Самыми легкими барионами являются нуклоны и антинуклоны(). За ними следуют гипероны и антигипероны (). Нуклоны обычно обозначаются буквой N, а гипероны – Y. Мезоны и барионы имеют общее название – адроны, частицы подвержены сильному взаимодействию.

Лептонный заряд L – квантовое число, характеризующее закон сохранения лептонов. Все нелептоны имеют лептонный заряд L=0, то есть лептонно нейтральны. Все частицы-лептоны имеют L=+1, все античастицы –лептоны имеют L=-1. В связи с существованием 3-х типов ν и лептонные заряды существуют разные – электронные лептонные заряды у , мезонные лептонные заряды у и τ-лептонные заряды. Закон сохранения лептонного заряда . Лептоны всегда возникают парами: лептон-антилептон.

Барионный заряд B – квантовое число, характеризующее закон сохранения барионов. Закон сохранения барионного заряда принимает более простую форму при переходе к низким энергиям столкновений. В нерелятивистской ядерной физике нет процессов рождения нуклон-антинуклонных пар и превращения нуклонов в гораздо более тяжелые частицы – гипероны. Поэтому закон сохранения барионного заряда становится законом сохранения числа нуклонов ( то есть массового числа A). Если же мы перейдем к еще более низким энергиям ( ~ несколько кэВ), то мы попадем в область атомной физики, физики агрегатных состояний и химические реакций. Во всех этих явлениях не только сохраняется число нуклонов, но и не происходит никаких ядерных превращений., то есть не меняются ядерные дефекты масс. Поэтому закон сохранения барионного заряда переходит в закон сохранения суммарной массы.

Все 5 законов сохранения зарядов Q, B, Le, Lμ, Lτ (квантовых чисел) относится к точным законам ( точным числам), они сохраняются во всех процессах с элементарными частицами.

Наряду с ними вводится не вполне точные квантовые числа, или законы сохранения, выполняющиеся не для всех, а лишь для некоторых видов фундаментальных взаимодействий: изотопический спин, четность, странность, зарядовая четность и т.д.

Закон сохранения изотопического спина справедлив для сильных взаимодействий всех частиц. Сохраняющимися величинами являются полный изотопический спин T и его проекция Tz. Полный изотопический спин сохраняется только в сильных взаимодействиях. Проекция Tz сохраняется еще в электро-магнитных взаимодействиях. T определяет число частиц в группе, называемой зарядовым мультиплетом.

Странность S – аддитивное квантовое число, сохраняющееся в сильных и электро-магнитных взаимодействиях, но не сохраняющееся в слабых взаимодействиях.

Существует связь между квантовыми числами:

– формула Гелл-Манна-Нисидзимы.

B+S=Y – гиперзаряд. Странность для античастиц имеет противоположный знак.

Частицы, не обладающие электрическим зарядом, называются нейтральными. Истинно нейтральные частицы – частицы, у которых = 0 все без исключения сохраняющиеся заряды: γ, π0 , η. Рождение и поглощение истинно нейтральных частиц не запрещено никакими законами сохранения зарядов.

Важнейшим свойством элементарных частиц является их многочисленность. Термин « элементарная частица» в момент его появления отражая всегда существующую в науке тенденцию стараться усмотреть во многих и разных физических явлениях действие небольшого числа неких элементарных сущностей. И действительно, в 20-х годах физикам казалось, что весь мир состоит из элементарных частиц трех сортов – e-, p и квантов электромагнитного излучения. В 30-е годы число элементарных частиц увеличилось, но ненамного. Появились n, e+, μ, ν. Тогда открытие каждой новой частицы воспринималось физиками как большое праздничное событие. В конце 40-х годов, к удовлетворению теоретиков, были открыты предсказанные ими пионы. Но уже в 50-е годы было открыто около десятка новых, так называемых «странных» частиц, существование которых оказалось для теоретиков полнейшей неожиданностью. В 60-е годы рост числа вновь открываемых частиц принял угрожающие размеры. В 70-е годы прибавилась большая группа «очарованных» частиц. Были открыты короткоживущие частицы с временем жизни с (резонансы).

Вот тогда-то в 1964 году Гелл-Манном и Цвейгом была предложена модель, согласно которой все частицы, участвующие в сильных (ядерных) взаимодействиях, построены из более фундаментальных (или первичных) частиц – кварков.

**Глава IX. Космические лучи**

Космические лучи – поток стабильных заряженных частиц высокой энергии, преимущественно протонов, заполняющих космическое пространство. Внутри солнечной системы КЛ попадают в основном из межзвездного пространства от источников, расположенных в пределах нашей галактики – галактические космические лучи (ГКЛ); самые энергичные частицы имеют, по-видимому, внегалактическое происхождение – метагалактические КЛ; некоторая доля КЛ приходит от Солнца после мощных солнечных вспышек – солнечные КЛ (СКЛ). Названные КЛ являются первичными. На пути к поверхности Земли КЛ должны пройти толстый () слой вещества – атмосферу, в которой сталкиваясь с ядрами атомов воздуха, они образуют большое количество вторичных частиц (протонов, электронов, мезонов, фотонов и др.). Вследствие этого на поверхность Земли падает излучение, не имеющее ничего общего с существующим в космическом пространстве. Это излучение называют вторичным космическим излучением. Если отвлечься от искажающего влияния магнитных полей Земли и межпланетного пространства, то в месте нахождения Солнечной системы первичное космическое излучение изотропно по направлению и постоянно во времени. Интенсивность его равна (2÷4) частица/см-2с-1. Пространственная и временная изотропия являются, по-видимому, результатом длительного «блуждания» частиц, в процессе которого стерлась всякая пространственная и временная выделенность источников космических частиц по отношению к Земле.

Общая характеристика КЛ. Существование КЛ было установлено в 1912г В. Гессом по производимой ими ионизации воздуха; возрастание ионизации с высотой доказывало их внеземное происхождение, отклонение КЛ в магнитном поле показало, что первичные КЛ представляют собой поток заряженных частиц.

КЛ напоминают сильно разряженный газ, частицы которого практически не сталкиваются друг с другом, но взаимодействуют с веществом и электро-магнитными полями межзвездного и межпланетного пространства. Ядра атомов различных элементов, входящих в состав КЛ, полностью лишены электронов и обладают огромными кинетическими энергиями (вплоть до ~1020 эВ). Хотя суммарный поток первичных КЛ на границе с атмосферой Земли невелик (~1 частица/см-2с-1), средняя плотность их энергии (~1 эВ/см3) сравнима со средней плотностью лучистой энергии звёзд в межзвездной сфере, энергии теплового движения межзвездного газа и кинетической энергии его турбулентных движений, а также со средней плотностью энергии магнитного поля галактики.

Важная особенность КЛ – нетепловое происхождение их энергии. Действительно, при температуре 109 К, характерной для звездных недр, энергия теплового движения частиц не превышает 105 эВ. Основная же масса частиц КЛ имеет энергии от 108 эВ и выше. Это означает, что КЛ приобретают энергию в специфических астрофизических процессах электромагнитной и плазменной природы. Изучение КЛ дает ценные сведения об электромагнитных условиях в различных областях космического пространства. Круг вопросов связанных с изучением происхождения КЛ, их состава, спектра, временных вариаций, их роли в астрофизических явлениях, составляет космофизический аспект КЛ.

С другой стороны, КЛ незаменимы в качестве естественного источника частиц высокой энергии при изучении элементарной структуры вещества и взаимодействий между элементарными частицами. Исследования такого рода относятся к ядерно-физическому аспекту КЛ. именно детальное изучение зарядов и масс вторичных КЛ привело к открытию позитронов (1932), мюонов(1937) π- и К-мезонов (1947), а также Λо - , Σ±- гиперонов. Исследования КЛ в ядерно-физическом аспекте продолжаются в основном с целью определения характеристик элементарного акта ядерного взаимодействия при энергиях > 1015 эВ. КЛ еще долго будут оставаться уникальным источником частиц сверхвысоких энергий, так как на самых мощных современных ускорителях максимально достигнутая энергия пока не превышает 1014 эВ,

Методы наблюдения КЛ. Из-за огромного энергетического диапазона КЛ (106-1020 эВ) методы их регистрации и наблюдения очень разнообразны. Это и наземные счетчиковые установки большой площади для регистрации т.н. широких атмосферных ливней, и мировая сеть нейтронных мониторов, и счетчиковые телескопы, ионизационные камеры, фотоядерные эмульсии, поднимаемые на аэростатах, геофизических ракетах, на ИСЗ и межпланетных автоматических станциях. С развитием космической техники и радиохимических методов стало возможным изучить характеристики КЛ по радиоизотопом и трекам, образуемым ими в метеоритах, лунном грунте и т.п.

Используются также косвенные методы изучения КЛ – по наблюдениям радиоизлучения космических электронов, по данным о γ-изучении от распада нейтральных пионов, образуемых КЛ в межзвездном пространстве, по электромагнитному излучению солнечных вспышек, по эффектам ионизации, вызываемых КЛ в нижней части ионосферы и др.

Состав космических лучей. Более 90% частиц КЛ составляют протоны, 7% - ядра He и лишь небольшая доля (~1%) приходится на ядра тяжелых элементов (эти цифры относятся к частицам с энергией ≥2,5 ГэВ/нуклон). В таблице приведен состав первичных КЛ, имеющих энергии в пределах от 2,5 ГэВ/нуклон до 1013 ГэВ/нуклон. Существующие методы не дают возможности определить атомный вес ядер в КЛ. Поэтому элементы делят на группы.

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Группа ядер |  |  |  |
| P | 1 | 1 | 1300 |
| Α | 2 | 4 | 94 |
| L | 3-5 | 10 | 2.0 |
| M | 6-9 | 14 | 6.7 |
| H | 10 | 31 | 2.0 |
| VH | 20 | 51 | 0.5 |

Такой состав космических лучей приблизительно соответствует средней распространенности элементов во Вселенной с двумя существенными отклонениями: в КЛ значительно больше легких ядер (Li, Be, B) и тяжелых ядер с Z≥20. Большое количество ядер Li, Be, B по сравнению со средней распространенностью ( в К в 105 раз больше элементов группы L, чем в среднем, в природе) связанно с тем, что ядра группы L образуются при столкновениях тяжелых космических частиц с межзвездным газом (реакции фрагментации). Обилие тяжелых ядер объясняется тем, что ими богаты источники космических лучей или тем, что в источниках тяжелые ядра ускоряются эффективнее, чем легкие. КЛ содержат также 1% релятивистских электронов с энергиями > 1 ГэВ, а также позитроны, причем наблюдаемое отношение их интенсивностей составляет ~0,1. Уже исходя из общих соображений, можно ожидать, что в первичных КЛ будет содержаться некоторое количество е- и е+. в самом деле, в результате столкновения космических частиц с ядрами межзвездного газа будут рождаться положительные и отрицательные пионы, при распаде которых

появляется е- и е+. Кроме того, в источниках КЛ наряду с атомными ядрами могут ускоряться также е- и е+. Поскольку отношение их интенсивностей 0,1, то отсюда следует, что основная доля космических электронов не связана с распадом π-мезонов, а испускается непосредственно источниками космического излучения.

В космических лучах обнаружены также γ-кванты (10 фотон/м2с с Еγ=50 МэВ) и ν. В 1979-1981 получены экспериментальное свидетельство того, что в КЛ значительное количество антипротонов (≥10-4 по отношению к протонам).

Энергетический спектр (интегральный спектр) первичных космических протонов изображен на рис. Спектр КЛ простирается до очень больших энергий. Однако число частиц со сверхвысокими энергиями (1019-1020 эВ) очень мало.

Геомагнитные явления. Магнитные поля Земли и межпланетного пространства оказывают заметное влияние на первичное излучение. Магнитное поле Земли в первом приближении представляет поле магнитного диполя,

Рис.9.1

наклоненного на угол 11,5о к земной оси и смещенного относительно нее и от центра Земли приблизительно на 300 км. Заряженная частица КЛ при своем движении из мирового пространства вблизи Земли испытывают отклоняющее действие её магнитного поля вследствие действия силы Лоренца и это сказывается на распределении интенсивности КЛ по земной поверхности. Если импульсы этих частиц меньше некоторой величины, отклонение будет настолько сильным, что они вообще не попадут на поверхность Земли. По мере продвижения к полюсам Земли угол между траекторией частицы, движущихся в вертикальной плоскости, и магнитными силовыми линиями Земли уменьшается и отклоняющее действие магнитного поля будет ослабевать. На полюсе частицы, идущие по вертикали вдоль силовых линий, вообще не будут испытывать никакого отклонения. Возникающая зависимость интенсивности космических лучей от геомагнитной широты места наблюдения носит название широтного эффекта. Теория Штермера дает следующую связь между геомагнитной широтой места наблюдения λ и минимальным импульсом, которым должна обладать частица, чтобы, двигаясь по вертикали, попасть в эту точку:

Таким образом, на экваторе , при котором протон может войти в атмосферу (λ=0), равняется 15 ГэВ/с. Напротив, на магнитном полюсе (λ=90о), частица может достигнуть атмосферы с любым импульсом (). Наличие порогового значения носит название геомагнитного обрезания. На экваторе этот порог для протонов 1,5\*1010 эВ.

Восточно-западная асимметрия. Поток заряженных частиц отклоняется магнитным полем в направлении, перпендикулярно к полю и к направлению движения частиц. Если частицы заряжены положительно, то магнитное поле Земли отклоняет их к Востоку, если отрицательно – Западу. Это приводит к зависимости интенсивности космического излучения от ориентации регистрирующего прибора относительно стран света – эффекту азимутальной или восточно-западной асимметрии. Обнаружение восточно-западной асимметрии явилось доказательством того, что первичное космическое излучение состоит из положительно заряженных частиц.

Интенсивность КЛ подвержена с течением времени слабым периодическим и непериодическим изменениям, связанных с влиянием межпланетных магнитных полей. Наиболее существенным из таких полей являются магнитные поля движущихся сгустков плазмы, которые выбрасываются с поверхности Солнца во время хромосферных солнечных вспышек (солнечный ветер), эти магнитные поля движутся в пространстве и периодически изменяют условие прохождения космического излучения. Они являются главной причиной различных временных вариаций первичного космического излучения – 11-летних, 27-дневных, эффект Форбуша и др. 11-летний цикл связан с периодичностью солнечной активности, 27-денвная вариация КЛ с амплитудой ~10% в межпланетном пространстве на орбите Земли соответствует периоду вращения Солнца и обусловлена асимметрией потока магнитных неоднородностей в солнечном ветре. Солнечно-суточная вариация с амплитудой 2% связана суточным вращением Земли и обусловлена различием свойств солнечного ветра в направлении на Солнце и антисолнечном направлении. Эффект Форбуша представляет собой кратковременное понижение интенсивности КЛ (на ~50% в межпланетном пространстве и до 25-30% на поверхности Земли), обычно связанное с геомагнитной бурей. Этот эффект вызывается рассеянием ГКЛ магнитными полями, переносимыми солнечными корпускулярными потоками после вспышек на Солнце, когда поля оказываются у Земли и как бы «закрывают» ее от КЛ.

Радиационные пояса около Земли были открыты во время первых полетов искусственных спутников Земли и ракет в 1958 г. Эти пояса представляют собой окружающие Землю зоны с резко повышенной концентрацией ионизующего излучения. Из теории геомагнитных эффектов следует, что существование поясов радиации можно объяснить захватом и удержанием заряженных космических частиц магнитным полем Земли. Для заряженной частицы с любой, но не превышающих несколько ГэВ энергией, в магнитном поле Земли существуют ловушки, то есть области пространства, характеризующиеся тем, что заряженные частицы не могут ни влетать извне в них, ни вылетать из них. Эти магнитные ловушки имеют форму тороидов, охватывающих Землю в широтном направлении. Их удаленность от Земли определяется энергией частиц: чем выше энергия, тем ближе к Земле должна быть расположена ловушка. Магнитные ловушки являются естественным резервуаром для накопления заряженных частиц. Такие зоны содержат главным образом протоны и электроны.

Как происходит инжекция заряженных частиц в ловушки?

а) частицы могут попадать в ловушки за счет неадибатических процессов (магнитогидродинамические ударные волны и т.д.) взаимодействия выбрасываемых Солнцем сгустков плазмы с магнитным полем Земли.

б) за счет распада нейтронов, происходящих либо от солнца, либо из атмосферы, где они генерируются космическими лучами.

в) наконец, за счет ядерных взрывов на больших высотах.

**§9.1 Взаимодействие КЛ с атмосферой Земли**

Попадая в атмосферу Земли, высокоэнергичные первичные КЛ (протоны и др. ядра) испытывают столкновения с ядрами атомов воздуха (в основном азота и кислорода). В результате взаимодействия происходит расщепление ядер и рождение нестабильных элементарных частиц (т.н. множественные процессы). Средний пробег до ядерного взаимодействия в атмосфере для протонов , что составляет 1/13 часть всей толщи атмосферы, следовательно, протон успевает несколько раз вступить во взаимодействие с ядрами атомов воздуха. Поэтому вероятность дойти до уровня моря у первичных КЛ крайне мала. На больших глубинах в атмосфере регистрируется вторичное излучение, разделяемое в соответствии с природой и свойствами на ядерно-активную (адронную), мюонную (жесткую) и электронно-фотонную (мягкую) компоненты.

В элементарном акте взаимодействия первичной частицы КЛ с ядрами атомов воздуха рождаются почти все элементарные частицы, среди которых главную роль играют π-мезоны, как заряженные, так и нейтральные. Нуклоны (p,n) и не успевшие распасться π±-мезоны образуют ядерно-активную компоненту вторичного излучения. Взаимодействуя с ядрами атомов воздуха, они, подобно первичной частице КЛ, рождают новые каскады частиц до тех пор, пока их энергия не снизится до ~109 эВ. На уровне моря остается < 1% ядерно-активных частиц.

Мюонная и нейтринная компоненты образуются при распаде заряженныхπ±-мезонов []. Получающиеся в результате распада высокоэнергичных пионов релятивистские мюоны имеют очень большую проникающую способность, поскольку у них малы как ионизационные (что справедливо для всякой релятивистской частицы), так и радиационные (из-за большой массы покоя). Высокоэнергичные мюоны доходят до уровня моря и проникают глубоко под землю.

Возникновения электронно-фотонной компоненты связано с распадом πо-мезонов: . В кулоновском поле ядер каждый γ-фотон рождает е- и е+- пару (). За счет тормозного излучения этой пары вновь возникают γ-фотоны, которые рождают в свою очередь, электронно-позитронные пары. Повторение этого процесса приводит к лавинообразному размножению числа частиц до тех пор, пока при некоторой критической энергии (~72 МэВ в воздухе) преобладающими не станут конкурирующие процессы потери энергии γ-фотонами и электронами (позитронами). После этого происходит затухание каскада. Каскады, образующиеся при КЛ с энергией >1014 эВ, содержат 106-109 частиц; они называются широкими атмосферными ливнями (ШАЛ). С помощью ШАЛ проводятся исследования КЛ в области сверхвысоких энергий.

Схема взаимодействия космических лучей с атмосферой Земли. 1- элекронно-фотонная, 2- мюонная, 3- нуклонная компоненты.

Прохождение космических лучей. Гипотезы о прохождении КЛ опираются на имеющиеся экспериментальные данные о первичном излучении и на результаты радиоастрономических исследований. Для ГКЛ, наблюдаемых у Земли, характерна высокая степень изотропии: с точностью до 0,1% интенсивностью частиц с по всем направлениям одинакова. При более высоких энергиях амплитуда анизотропии постепенно растет, и в интервале с достигает несколько десятков %. Изредка, в основном для мягкой части компоненты КЛ происходит нарушение изотропии и постоянства ее интенсивности. Эти аномалии частично связаны с колебаниями активности Солнца и обусловлены местным изменением галактического магнитного поля. Таким образом, некоторая доля сравнительно мягких космических лучей проходит к нам от Солнца. По современным представлениям, основная доля КЛ имеет галактическое происхождение, и лишь частицы очень высоких энергий (выше 1017 эВ), возможно зарождаются вне нашей галактики.

Из-за высокой изотропии ГКЛ наблюдения у Земли не позволяет однозначно установить, где они рождаются и как распределены во Вселенной. Ответить на эти вопросы смогла радиоастрономия в связи с открытием космического синхротронного излучения (магнитотормозное излучение релятивистских электронов) в диапазоне радиочастот f=107-109гц. В галактических магнитных полях релятивистские электроны движутся подобно другим заряженным частицам высокой энергии (протонам и более тяжелым ядрам), но отличие от них, благодаря малой массе, интенсивно излучают радиоволны и тем самым обнаруживают себя в удаленных частях галактики, являясь индикаторами КЛ вообще. Релятивистские электроны занимают протяженную область, охватывающую всю галактику.

Кроме общего галактического радиоизлучения были обнаружены дискретные его источники: оболочки сверхновых звезд, пульсары, ядро галактики, квазары. Естественно ожидать, что все эти объекты являются источниками КЛ.их магнитные поля отличаются большой напряженностью, поэтому электроны в таких полях могут генерировать также рентгеновское излучение синхротронной природы, которое дает дополнительную информацию об источниках КЛ.

Важным индикатором источников КЛ являются космические γ-излучения, возникающее за счет распада нейтральных пионов, образующихся при столкновениях КЛ с частицами межзвездного газа. Гамма-лучи не подвержены воздействию магнитных полей, поэтому направление их прихода непосредственно указывает на источник КЛ. в отличие от наблюдаемого внутри Солнечной системы почти изотропного распределения КЛ, распределение γ-излучения по небу оказалось весьма неравномерным и подобным распределению сверхновых звезд. Этот факт свидетельствует в пользу гипотезы о том, что сверхновые являются источником КЛ. Но не следует исключать некоторого вклада др. галактических источников КЛ, в частности пульсаров, где возможно ускорение до весьма высоких энергий, и галактические ядра, где идут взрывные процессы, аналогичные взрывам сверхновых. КЛ с, скорее всего, ускоряются во внегалактических источниках.



Рис.9.2

Механизмы ускорения. Вопрос об ускорении частиц до высоких энергий (превращении энергии магнитного поля и движений плазмы в энергию быстрых частиц) в деталях еще далек от окончательного решения. Однако в общих чертах принципиальная сторона процесса ускорения ясна. Чтобы свершился элементарный акт приращения энергии заряженных частиц, необходим источник энергии в виде электрического поля. В космической плазме не могут существовать сколько-нибудь значительные электростатические поля, которые бы ускоряли заряженные частицы за счет разности потенциалов между точками поля. Но в плазме могут возникать электрические поля импульсного или индукционного характера.

Несмотря на интенсивные теоретические и экспериментальные исследования, пока не найден универсальный механизм ускорения или комбинации механизмов, которые смогли бы объяснить все особенности спектра и зарядового состава КЛ. По-видимому, в космосе существует некоторая иерархия ускорительных механизмов, которые работают в различных комбинациях или в различной последовательности в области ускорения.

Наряду с огромной ролью КЛ в астрофизических процессах, необходимо отметить их значения для изучения далекого прошлого Земли (истории климата, эволюции биосферы и т.д.) и для решения некоторых практических задач современности (обеспечение радиационной безопасности космических полетов, оценка возможного вклада КЛ в метеоэффекты и т.д.). Основной вклад в общий радиационный фон у орбиты Земли вносят солнечные КЛ.