

**Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Амурский государственный университет»**

**Кафедра ФИЗИКИ**

**УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДИСЦИПЛИНЫ**

**ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЧАСТИЦ**

Основной образовательной программы по направлению подготовки

010701.65 –Физика

Специализация Физическое материаловедение, Информационные технологии  
в образовании и научной деятельности

Благовещенск 2012

УМКД разработан профессором кафедры ФИЗИКИ Ваниной Еленой Александровной

Рассмотрен и рекомендован на заседании кафедры ФИЗИКИ

Протокол заседания кафедры от «\_\_» \_\_\_\_\_ 2012 г. № \_\_\_\_\_

Зав.

кафедрой

\_\_\_\_\_/\_\_\_\_\_  
(подпись) (И.О. Фамилия)

## УТВЕРЖДЕН

Протокол заседания УМС направления подготовки 010701.65 –Физика,  
Специализация: Физическое материаловедение, Информационные технологии  
в образовании и научной деятельности

от «\_\_» \_\_\_\_\_ 201\_\_ г. № \_\_\_\_\_

Председатель УМС \_\_\_\_\_ / Е.А. Ванина/  
(подпись) (И.О. Фамилия)

# РАБОЧАЯ ПРОГРАММА

## ВВЕДЕНИЕ

Занятия по дисциплине «Физика атомного ядра и частиц» ведутся в соответствии с рабочей программой, составленной на основании государственного образовательного стандарта и авторских разработок. На освоение дисциплины «Физика атомного ядра и элементарных частиц» отводится 136 часов, из них: 54 часа лекций, 18 часов – практические (семинарские) занятия, 64 часов – самостоятельная работа студентов.

### 1. ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИСЦИПЛИНЫ

*Целью освоения дисциплины «Физика атомного ядра и частиц»* пробудить интерес и познакомить студентов с наиболее важными явлениями микромира и методами их исследования, ввести основные понятия и законы квантовой физики; помочь студентам сформировать фундаментальные квантовые представления о строении материи и физических процессах атомного и субатомного масштабов.

#### *Задачи дисциплины:*

1. изучение основных принципов и законов физики атомного ядра и частиц и их математическое выражение;
2. знакомство с основными физическими явлениями, методами их наблюдения и экспериментального исследования в ядерной физике;
3. освоение методов точного измерения физических величин, методов обработки и анализа результатов эксперимента, основных физических приборов, методов использования ЭВМ для обработки результатов эксперимента.

### 2. МЕСТО ДИСЦИПЛИНЫ В СТРУКТУРЕ ООП ВПО:

Дисциплина «Физика атомного ядра и частиц» в структуре ООП ВПО находится в цикле общих математических и естественнонаучных дисциплин.

Для освоения дисциплины необходимо знать:

- 1) статистическую физику;
- 2) общую физику;
- 3) математический анализ;
- 4) дифференциальные уравнения;
- 5) квантовую теорию;
- 6) тензорный и векторный анализ.

### 3. ЗНАНИЯ И УМЕНИЯ ОБУЧАЮЩЕГОСЯ, ФОРМИРУЕМЫЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ ОСВОЕНИЯ ДИСЦИПЛИНЫ

В результате освоения дисциплины «Физика атомного ядра и частиц» студент должен демонстрировать следующие результаты образования:

#### 1) **Знать:**

основные понятия, закономерности, физическую теорию атомного ядра и частиц; основные явления, происходящие при взаимодействии излучений с веществом, фундаментальные понятия, законы ядерной физики;

границы применимости физических моделей и гипотез в ядерной физике.

**2) Уметь:**

правильно соотносить содержание конкретных задач с общими законами физики, эффективно применять общие законы физики для решения конкретных задач в области физики и на междисциплинарных границах физики с другими областями знаний;

пользоваться основными физическими приборами, ставить и решать простейшие экспериментальные задачи, обрабатывать, анализировать и оценивать полученные результаты;

строить и использовать для изучения этих моделей доступный ему математический аппарат, включая методы вычислительной математики.

**3) Владеть:**

навыками экспериментальной работы, основными принципами автоматизации физического эксперимента;

методами анализа физических явлений, происходящих при взаимодействии излучений с веществом;

методами количественного формулирования и решения задач в физике атомного ядра и частиц, оценивания порядков физических величин.

**4. СТРУКТУРА И СОДЕРЖАНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ**

Общая трудоемкость дисциплины «Физика атомного ядра и частиц» составляет 136 часов.

№ п/п	Раздел дисциплины	Виды учебной работы				Формы текущего контроля
		Лекции (час.)	Практические занятия (час.)	Лабораторные работы (час.)	СР (час.)	
1	Раздел 1. «Общие свойства атомных ядер».	12	4	0	10	Посещение лекций. Посещение практических занятий. Расчетно-графическая работа.
2	Раздел 2. «Радиоактивность».	8	4	0	10	Посещение лекций. Посещение практических

						занятий. Контрольная работа.
3	Раздел 3. «Ядерные реакции».	10	4		12	Посещение лекций. Посещение практических занятий. Коллоквиум.
4	Раздел 4. «Взаимодействие ядерного излучения с веществом».	8	2		10	Посещение лекций. Посещение практических занятий. Составление конспектов по самостоятельной работе.
5	Раздел 5. «Физика высоких энергий».	6	2		12	Посещение лекций. Посещение практических занятий. Составление конспектов по самостоятельной работе.
6	Раздел 6. «Фундаментальные взаимодействия».	10	2		10	Посещение лекций. Посещение практических занятий. Контрольная работа.

## 5. СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛОВ И ТЕМ ДИСЦИПЛИНЫ

### 5.1 ЛЕКЦИИ

#### *Раздел 1. «Общие свойства атомных ядер».*

1.1. Основные этапы развития физики ядра и элементарных частиц. Масштабы явлений микромира. Общие свойства атомных ядер. Опыт Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц. Заряд ядра. Массовое число и масса ядра. Изотопы. Изобары.  
1.2. Энергия связи ядра. Полуэмпирическая формула для энергии связи ядра. Магические числа. Стабильные и радиоактивные ядра. Спин и магнитный момент ядра. Ядерный магнетон. Статические и мультипольные моменты ядер.

Электрический квадрупольный момент ядра. Квантовомеханическое описание ядерных состояний. Четность волновой функции. Свойства симметрии волновых функций для тождественных частиц. Бозоны и фермионы. Принцип Паули.

1.3. Модели атомных ядер. Потенциал усредненного ядерного поля. Физическое обоснование оболочечной структуры ядра. Сильное спин-орбитальное взаимодействие. Одночастичные состояния в усредненном ядерном потенциале. Объяснение спинов и четностей состояний ядер и модели оболочек. Остаточное взаимодействие. Понятие о многочастичной модели оболочек. Коллективные свойства ядер. Вращательные и колебательные свойства ядер. Деформированные ядра. Состояние движения нуклонов в деформированном ядре. Связь одночастичных и коллективных движений.

1.4. Нуклон-нуклонные взаимодействия. Дейтрон-связанное состояние в  $n$ - $p$ -системе. Основные характеристики дейтрона. Магнитный и квадрупольный моменты дейтрона. Волновая функция дейтрона. Тензорный характер ядерных сил. Рассеяние нейтронов на протонах. Спиновая зависимость ядерных сил. Особенности рассеяния тождественных частиц. Зарядовая независимость ядерных сил. Изотопический спин. Обобщенный принцип Паули. Обменный характер ядерных сил. Свойство насыщения ядерных сил.

## ***Раздел 2. «Радиоактивность».***

2.1. Естественная и искусственная радиоактивность. Статистический характер распада. Закон радиоактивного распада,  $\alpha$  - частица. Спектры  $\alpha$  - частиц. Взаимосвязь периода  $\alpha$  - распада и энергии  $\alpha$  - частиц. Элементы теории  $\alpha$  -распада. Туннельный эффект. Определение размеров ядер по данным  $\alpha$  - распада.

2.2.  $\beta$  - частица. Виды  $\beta$  - распада. Энергетические спектры электронов. Экспериментальное доказательство существования нейтрино. Элементы теории  $\beta$  -распада. Понятие о слабых взаимодействиях. Разрешенные и запрещенные  $\beta$  - переходы. Несохранение четности в  $\beta$  - распаде. Проблема массы нейтрино.

2.3.  $\gamma$  -излучение ядер. Электрические и магнитные переходы. Правила отбора по моменту и четности для  $\gamma$  - распадов. Вероятности переходов для различных мультиполей. Ядерная изомерия. Внутренняя конверсия. Эффект Мессбауэра и его применение в физике и технике.

## ***Раздел 3. «Ядерные реакции».***

3.1. Экспериментальные методы изучения ядерных реакций. Физический принцип работы ускорителей. Детекторы ядерных частиц. Сечения реакций. Каналы ядерных реакций. Законы сохранения в ядерных реакциях. Связь между сечениями прямых и обратных реакций.

3.2. Механизм ядерных реакций. Модель составного ядра. Резонансные ядерные реакции. Формула Брейта-Вигнера. Прямые ядерные реакции. Использование прямых ядерных реакций для определения квантовых характеристик ядерных состояний. Особенности реакций под действием  $\gamma$  - квантов, электронов, нейтронов, легких ионов, многозарядных ионов. Трансурановые элементы.

3.3. Деление и синтез атомных ядер. Основные экспериментальные данные о делении. Элементарная теория деления. Параметр делимости. Спонтанное деление. Деление изотопов урана под действием нейтронов. Цепная реакция. Коэффициент размножения. Ядерные реакторы. Ядерная энергетика.

3.4. Синтез легких ядер. Ядерные реакции в звездах. Основные циклы. Проблемы управляемого термоядерного синтеза. Критерий Лоусона.

## ***Раздел 4. «Взаимодействие ядерного излучения с веществом».***

4.1. Взаимодействие ядерного излучения с веществом. Взаимодействие легких и тяжелых заряженных частиц с веществом. Потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов. Излучение Вавилова-Черенкова. Пробег заряженных частиц.

4.2. Взаимодействие нейтронов с веществом. Тепловые и резонансные нейтроны. Диффузия тепловых нейтронов.

4.3. Прохождение  $\gamma$  -излучения через вещество. Зависимость эффективных сечений основных механизмов взаимодействия  $\gamma$  -квантов от их энергии и от свойств вещества.

### ***Раздел 5. «Физика высоких энергий».***

5.1. Экспериментальные методы в физике высоких энергий. Понятие о современных методах получения пучков высоких энергий. Накопители частиц. Встречные пучки. Элементы релятивистской кинематики. Наблюдение процессов рождения и распада частиц. Методы наблюдения короткоживущих частиц.

5.2. Общие свойства наблюдаемых элементарных частиц. Лептоны, адроны, калибровочные бозоны. Частицы и античастицы. Механизмы взаимодействия в ряде частиц. Диаграммы Фейнмана. Законы сохранения, регулирующие превращения частиц. Классификация взаимодействий.

### ***Раздел 6. «Фундаментальные взаимодействия».***

6.1. Сильные взаимодействия и структура адронов. Кварки и глюоны. Их основные характеристики. Проявление кварк-глюонной структуры адронов в процессах глубоко неупругого рассеяния лептонов. Кварковая структура мезонов и барионов. Новая квантовая характеристика кварков и глюонов - цвет. Асимптотическая свобода и конфайнмент. Основные процессы с участием адронов.

6.2. Слабые взаимодействия. Универсальность слабого взаимодействия. Носители слабого взаимодействия - промежуточные бозоны. Понятие о полевой теории слабых взаимодействий - модели Вайнберга-Салама. Основные типы превращений элементарных частиц, связанных слабым взаимодействием.

6.3. Некоторые принципиальные вопросы теории элементарных частиц. Дискретные симметрии С, Р, Т и теорема СРТ. Изотопическая и цветная симметрии. Калибровочная инвариантность как принцип построения полевых теорий элементарных частиц. Проблема построения единой теории слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий.

6.4. Космические лучи. Первичное космическое излучение. Прохождение космического излучения через атмосферу. Вариации космических лучей. Радиационные пояса Земли. Гипотезы происхождения космических лучей. Возможные механизмы ускорения частиц космического излучения.

## **5.2 ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАНЯТИЯ**

### ***Раздел 1. «Общие свойства атомных ядер».***

1.1. Задачи на расчет энергии связи, удельной энергии связи, заряд, массовое число ядра, дефект масс.

1.2. Задачи на расчет спина, магнитного и электрического момента ядра.

### ***Раздел 2. «Радиоактивность».***

2.1. Задачи на закон радиоактивного распада. Определение активности, периода полураспада, времени жизни ядер, постоянной распада.

2.2. Задачи на расчет и построение электрических и магнитных переходов.

### ***Раздел 3. «Ядерные реакции».***

3.1. Задачи на расчет характеристик ядерных реакций: сечения, порога.

3.2. Определение параметра делимости и кулоновского барьера деления ядер.

### ***Раздел 4. «Взаимодействие ядерного излучения с веществом».***

4.1. Расчет энергии ионизации и длины пробега при прохождении тяжелых заряженных частиц через вещество.

4.2. Задачи на расчет радиационных потерь при прохождении легких заряженных частиц через вещество.

4.3. Задачи на расчет интенсивности при прохождении гамма-квантов через вещество.

**Раздел 5. «Физика высоких энергий».**

5.1. Задачи на кинематику частиц, построение диаграмм Фейнмана.

5.2. Расчет энергии взаимодействия частиц.

**Раздел 6. «Фундаментальные взаимодействия».**

6.1. Проверка законов сохранения заряда, массы, лептонного и барионного чисел, странности в фундаментальных взаимодействиях.

**6. САМОСТОЯТЕЛЬНАЯ РАБОТА СТУДЕНТОВ**

	Раздел	Форма самостоятельной работы	Трудоемкость в часах
1	Раздел 1. «Общие свойства атомных ядер»	Изучение материалов лекций. Составление конспектов по темам самостоятельной работы. Выполнение расчетно-графической работы.	10
2	Раздел 2. «Радиоактивность»	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Составление конспектов по самостоятельной работе.	10
3	Раздел 3. «Ядерные реакции»	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Подготовка к коллоквиуму. Составление конспектов по самостоятельной работе.	12
	Раздел 4. «Взаимодействие ядерного излучения с веществом»	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям.	10
	Раздел 5. «Физика высоких энергий»	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Выполнение расчетно-графической работы. Составление конспектов по самостоятельной работе.	12

	Раздел 6. «Фундаментальные взаимодействия»	Изучение лекционных материалов. Подготовка к практическим занятиям. Составление конспектов по самостоятельной работе.	10
--	---	---	----

## 7. ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

При изучении дисциплины «Физика атомного ядра и частиц» применяются следующие информационные технологии: интерактивное обучение (моделирующие компьютерные программы, виртуальные учебные комплексы), мультимедийное обучение (презентации, моделирование и симуляция процессов и объектов).

Для усвоения дисциплины используются электронные базы учебно-методических ресурсов, электронные библиотеки.

## 8. ОЦЕНОЧНЫЕ СРЕДСТВА ДЛЯ ТЕКУЩЕГО КОНТРОЛЯ УСПЕВАЕМОСТИ, ПРОМЕЖУТОЧНОЙ АТТЕСТАЦИИ ПО ИТОГАМ ОСВОЕНИЯ ДИСЦИПЛИНЫ И УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ СТУДЕНТОВ

### 8.1 Расчетно-графические работы

В одном семестре предполагается выполнение двух расчетно-графических работ по соответствующим модулям. РГР зачитывается при условии правильного выполнения всех задач.

### 8.2 Коллоквиум

Коллоквиум проводится в устной форме по окончании лекционного материала по трем первым разделам. Вопросами коллоквиума является часть зачетных вопросов.

### 8.3 Контрольная работа

Контрольная работа выполняется дважды в семестре по всем пройденным темам. В контрольной работе содержится три задачи. Контрольная работа направлена на проверку умений студентов применять полученные теоретические знания в отношении определенной конкретной задачи.

### 8.4 Подготовка конспектов по темам на самостоятельное изучение

Задания для самостоятельной работы выдаются студентам в конце лекции и должны выполняться к последующей лекции в письменном виде. Задание засчитывается при условии своевременного полного выполнения.

#### *Раздел 1. «Общие свойства атомных ядер».*

- 1.1. Глубоконеупругое рассеяние электрона на протоне.
- 1.2. Изоспин. Изоспиновые мультиплеты.
- 1.3. Центробежный и кулоновский барьеры.

#### *Раздел 2. «Радиоактивность».*

- 2.1. Естественная радиоактивность.
- 2.2. Ядерная изомерия.
- 2.3. Экзотические виды радиоактивного распада.

#### *Раздел 3. «Ядерные реакции».*

- 3.1. Ядерные реакции в звездах.
- 3.2. Образование легчайших ядер. Дозвездная стадия образования элементов.
- 3.3. Резонансы. Возбужденные состояния нуклонов.

#### *Раздел 5. «Физика высоких энергий».*

- 5.1. Распад лямбда-гиперона.
- 5.2. Омега-минус-гиперон.

- 5.3. Адронные струи.
- 5.4. Чармоний. Боттоний.
- 5.5. Каскадные гипероны.

#### **Раздел 6. «Фундаментальные взаимодействия».**

- 6.1. Несохранение пространственной четности в слабых взаимодействиях. Эксперимент Ву.
- 6.2. Звездная эволюция.
- 6.3. Поиск солнечных нейтрино.

### **8.3 Экзамен**

#### **8.3.1. Критерии экзаменационной оценки**

При определении оценки знаний студентов во время экзамена преподаватели руководствуются следующими критериями:

К сдаче экзамена допускаются студенты, посетившие лекционные занятия данного курса и выполнившие все расчетно-графические задания, успешно написавшие две контрольные работы, сдавшие коллоквиум. При наличии пропусков темы пропущенных занятий должны быть отработаны. Программные вопросы к экзамену доводятся до сведения студентов в начале семестра.

При определении итоговой оценки знаний студента учитывается активность и текущая успеваемость студента в течение семестра по данному предмету.

Безупречным считается ответ, в котором правильно, ясно и подробно изложен теоретический материал по теоретическим вопросам.

Ответ оценивается на «отлично»

при безупречном выполнении заданий билета;

при правильных ответах на теоретические вопросы билета и дополнительные вопросы.

Ответ оценивается на «хорошо»

при полном выполнении заданий билета;

при правильных ответах на теоретические вопросы с незначительными неточностями, исправленными в устной беседе.

Ответ оценивается на «удовлетворительно»

при выполнении заданий билета, при кратких пояснениях каждого пункта билета;

при правильных ответах на теоретические вопросы,

возможны неоднократные неточности в ответах, которые исправляются при дополнительной беседе с уточняющими вопросами.

Ответ оценивается на «неудовлетворительно»

при невыполнении заданий билета

или при кратких пояснениях каждого пункта билета со значительными ошибками.

#### **8.3.2. Экзаменационные вопросы**

Состав атомного ядра. Опыт Резерфорда.

Размеры и структура ядер. N-Z диаграмма атомных ядер.

Масса и энергия связи ядер. Удельная энергия связи.

Капельная модель ядра. Формула Вайцеккера.

Магнитные и электрические свойства ядер.

Свойства волновых функций.

Спин ядра. Изоспин ядра. Изоспиновые мультиплеты.

Оболочечная модель ядра. Магические ядра.

Радиоактивность. Радиоактивные ряды.

Основные законы и характеристики радиоактивного распада.

$\alpha$  -распад. Условия осуществления. Свойства.

Теория  $\alpha$  - распада Гамова.

$\beta$  - превращения. Типы, энергетические условия осуществления.

$\gamma$  - излучение ядер. Внутренняя конверсия.  
Эффект Мессбауэра. основные закономерности и области применения.  
Ядерные реакции, символика, классификация. Механизмы протекания ядерных реакций.  
Сечение ядерных реакций. Законы сохранения в ядерных реакциях.  
Механизм и энергетика ядерной реакции деления.  
Деление ядер под действием нейтронов.  
Цепная реакция деления. Основные критерии.  
Условия осуществления цепной реакции. Коэффициент размножения нейтронов.  
Ядерный реактор на тепловых нейтронах. Классификация ядерных реакторов.  
Дейтрон. Характеристики. Спиновые состояния.  
Свойства ядерных сил. Теория Юкавы.  
Дозиметрические единицы.  
Прохождение тяжелых заряженных частиц через вещество.  
Прохождение легких заряженных частиц через вещество.  
Прохождение гамма-квантов через вещество.  
Реакции синтеза. Основные циклы.  
Источники частиц. Типы ускорителей.  
Детекторы частиц.  
Пространственная инверсия. P-четность.  
Зарядовое сопряжение. Зарядовая четность. CP-инверсия.  
Обращение времени. CPT-теорема.  
Объединение взаимодействий.  
Нуклеосинтез во Вселенной. Ядерные реакции в звездах.  
Фундаментальные частицы Стандартной модели.  
Законы сохранения.  
Частицы и античастицы.  
Резонансные частицы.  
Изоспин. Изоспиновые мультиплеты.  
Странность. Рождение и распад странных частиц.  
Сильные взаимодействия. Кварки. Глюоны. Цвет.  
Кварковая структура адронов. Барионы. Мезоны.  
Слабые взаимодействия. Промежуточные бозоны.  
Слабые распады лептонов и кварков.  
Электромагнитные взаимодействия. Структура нуклона.  
История развития ядерной физики.

## **9. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ И ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ «Физика атомного ядра и частиц»**

### **а) основная литература:**

- Сивухин, Дмитрий Васильевич. Общий курс физики [Текст] : в 5 т. : учеб. пособие : рек. Мин. обр. РФ. Т. 5 : Атомная и ядерная физика. - 2006. - 783 с.
- Савельев И.В. Курс общей физики: [В 5 кн]: Учебное пособие. Кн 5: Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. 2004.
- Иродов И.Е. Атомная и ядерная физика: Сб. задач: Учеб. пособие. СПб.: Лань, 2002 Астапова, Е.С. Основы кристаллографии [Текст] : учеб. пособие / Е. С. Астапова ; АмГУ, ИФФ. - Благовещенск : Изд-во Амур. гос. ун-та, 2009. - 88 с.

### **б) дополнительная литература:**

1. Шпольский Э.В. Атомная физика: Учеб. пособие; В 2 т. М.: Наука, Т. 1-2.

2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учеб. Пособие, М.: Энергоиздат, 1983. Т. 1-2.
  3. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика: Учеб. пособие, М.:Наука, 1980.
  4. Готтфрид К., Вайскопф В. Концепции физики элементарных частиц. М.: Мир, 1988.
  5. Фрауэнфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. М.: Мир, 1979.
  6. Сборник задач по общему курсу физики: Атомная физика. Физика ядра и элементарных частиц. В.Л. Гинзбург, Л.Н. Левин, М.С. Рабинович, Д.В. Сивухин; Под ред. Д.В. Сивухина. М.: Наука, 1981.
- Астапова, Е.С. Основы рентгеноструктурного анализа. Спец. практикум по рентгеноструктурному анализу [Текст] : учеб.-метод. комплекс дисц. для спец. 010701-Физика / Е. С. Астапова ; АмГУ, ИФФ. - Благовещенск : Изд-во Амур. гос. ун-та, 2006. - 172 с.
2. Горелик, С.С. Рентгенографический и электронно-оптический анализ [Текст] : учеб. пособие: Рек. УМО по обр. в обл. металлургии / С. С. Горелик, Ю. А. Скаков, Л. Н. Расторгуев. - 4-е изд., перераб. и доп. - М. : МИСИС, 2002. - 359 с
  3. Рентгеноструктурный анализ [Текст] : лаб. практикум : рек. ДВ РУМЦ / АмГУ, ИФФ ; сост. Е. С. Астапова [и др.]. - Благовещенск : Изд-во Амур. гос. ун-та, 2006. - 116 с.
  4. Миркин, Л. И. Рентгеноструктурный анализ. Индексирование рентгенограмм [Текст] : справ. рук. / Л. И. Миркин. - М. : Наука, 1981. - 496 с.

**в) программное обеспечение и Интернет-ресурсы:**

№	Наименование ресурса	Краткая характеристика
1	<a href="http://193.49.43.4/dif/icsd/">http://193.49.43.4/dif/icsd/</a>	База структурных данных для неорганических соединений.. ICSD (Inorganic Crystal Structure) Database
2	<a href="http://www.freemail.amursu.ru">www.freemail.amursu.ru</a>	Рентгеноструктурный анализ. Лабораторный практикум. Электронная версия.
3	<a href="http://www.icdd.com/">http://www.icdd.com/</a>	Программа для обучения работе с базой данных PDF-2 ICDD
4	<a href="http://database.iem.ac.ru/mincryst">http://database.iem.ac.ru/mincryst</a>	WWW-MINCRYST Crystallographic and Crystallochemical Database for Mineral and their Structural Analogues
5	<a href="http://www.iqlib.ru">http://www.iqlib.ru</a>	Интернет-библиотека образовательных изданий, в который собраны электронные учебники, справочные и учебные пособия. Удобный поиск по ключевым словам, отдельным темам и отраслям знания.
6	<a href="http://window.edu.ru/">http://window.edu.ru/</a>	Единое окно доступа к образовательным ресурсам/ каталог/ профессиональное образование
7	<a href="http://www.ph4s.ru/book_ph_tvteelo.html">http://www.ph4s.ru/book_ph_tvteelo.html</a>	Физика твердого тела. Василевский А. С. М. Дрофа. 2010. 206 с.
8	<a href="http://193.49.43.4/dif/icsd/">http://193.49.43.4/dif/icsd/</a>	База структурных данных для неорганических соединений ICSD (Inorganic Crystal Structure Database)
9	<a href="http://www.ph4s.ru/book_ph_tvteelo.html">http://www.ph4s.ru/book_ph_tvteelo.html</a>	Современная физика. Конденсированное состояние. Воронов

		В. К., Подоплелов А. В. М. Изд. ЛКИ. 2008. 336 с.
10	<a href="http://users.omskreg.ru/~kolosov/">http://users.omskreg.ru/~kolosov/</a>	П.Е.Колосов. Web-сайт-дистанционный курс "Рентгеноструктурный анализ" Омский государственный университет
11	<a href="http://nature.web.ru/db/msg.html?mid=1165325&amp;s=">http://nature.web.ru/db/msg.html?mid=1165325&amp;s=.</a>	Д.Ю.Пушаровский. Основные элементы кинематической теории рассеяния рентгеновских лучей. Электронная версия учебного пособия и курса лекций.
12	<a href="http://www.ccp14.ac.uk/ccp/web-mirrors/armel/tutorials.html">http://www.ccp14.ac.uk/ccp/web-mirrors/armel/tutorials.html</a>	Armel Le Bail. Курс лекций по рентгеноструктурному анализу, руководство по пользованию SDPD-D (база данных по определению структуры из данных по порошковой дифракции).
13	<a href="http://users.omskreg.ru/~kolosov/kolosov/kolosov/public_html/cours/cryselect.html">http://users.omskreg.ru/~kolosov/kolosov/kolosov/public_html/cours/cryselect.html</a>	Краткий конспект лекций и демонстрационные материалы по курсу "Рентгеноструктурный анализ" (для специальности "физика")
14	<a href="http://users.omskreg.ru/~kolosov/kolosov/kolosov/public_html/fizfak/programs/index.html">http://users.omskreg.ru/~kolosov/kolosov/kolosov/public_html/fizfak/programs/index.html</a>	Учебно-методические указания по курсу "Рентгеноструктурный анализ"

**г) периодические издания**

1. \_\_\_\_\_ Доклады Академии наук.
2. \_\_\_\_\_ Известия вузов. Физика.
3. Вестник Амурского государственного университета.

**10. МАТЕРИАЛЬНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ**

п/п	Наименование лабораторий, ауд.	Основное оборудование
1	Корпус № 1, ауд. 113 (лаборатория рентгеноструктурного анализа)	Банк рентгенометрических данных.
2	Корпус № 1, ауд. 113 (лаборатория рентгеноструктурного анализа)	Рентгеновский дифрактометр общего назначения ДРОН-3М
3.	Корпус № 1, ауд. 112 (лекционная)	<b>Комплект ТСО</b> Видеопроектор Epson Мультимедийный проектор-03г Ноутбук Пентиум 100-03г.
4	Учебный корпус № 8, музей минералогии и	Коллекции кристаллов природных неорганических соединений.

	петрографии	
--	-------------	--

## КРАТКИЙ КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

### Хроника открытий в физике ядра и частиц

Мир, в котором мы живем, сложен и многообразен. Издавна человек стремился познать окружающий его мир. Исследования шли в трех направлениях:

1. Поиск элементарных составляющих, из которых образована вся окружающая материя.
2. Изучение сил, связывающих элементарные составляющие материи.
3. Описание движение частиц под действием известных сил.

У философов древней Греции существовало два противоположных взгляда на природу материи. Сторонники одной школы (Демокрит, Эпикур) утверждали, что нет ничего, кроме атомов и пустоты, в которой движутся атомы. Они рассматривали атомы как мельчайшие неделимые частицы, вечные и неизменные, пребывающие в постоянном движении и различающиеся формой и величиной. Сторонники другого направления (Аристотель и его последователи) придерживались прямо противоположной точки зрения. Они считали, что вещество можно делить бесконечно. Вещество считалось непрерывным континуумом. Атомизм Демокрита оказал сильнейшее влияние на физику и химию XIX столетия. Атом Демокрита был неким аналогом точечной массы ньютоновской механики. Он же был в основе классической термодинамики.

Сегодня мы знаем, что мельчайшие частицы вещества, сохраняющие его химические свойства - это молекулы и атомы. Однако мы также знаем, что атомы в свою очередь имеют сложную структуру и состоят из атомного ядра и электронов. Атомные ядра состоят из нуклонов - нейтронов и протонов. Нуклоны в свою очередь состоят из кварков. Оказывается довольно трудно отказаться от употребления терминов, освященных традицией. Из чего состоит протон или нейтрон? Можно ли разделить электрон на составные части? Что такое фотон? Какова его структура? Из каких частей он состоит? Но разделить нуклоны на составляющие их кварки уже нельзя. Что вовсе не означает, что кварки "элементарны". Понятие элементарности объекта в значительной мере определяется уровнем наших знаний. Поэтому привычное для нас утверждение "состоит из ..." на субкварковом уровне может оказаться лишенным смысла. Слово "делимость" утратило свой смысл. Если сравнивать результаты полученные в физике частиц с идеями древних философов, то наиболее адекватной оказывается философия Платона. По его мнению деление приводит к различным математическим формам - правильным пространственным структурам, определяемым их симметрией и треугольниками из которых они состоят. Сами по себе эти формы еще не вещество, но вещество состоит из этих форм. Например для Земли характерной формой является куб, для огня тетраэдр. Частицы современной физики являются представлениями

групп симметрии и в этом смысле они напоминают симметричные структуры платоновской философии. Понимание этого сформировалось в процессе изучения физики субатомных явлений.

Ниже приведен неполный список основных событий и гипотез, которые сформулировали современный взгляд на физику частиц и ядра.

-440

Демокрит выдвинул гипотезу о неделимых частицах - "атомах".

1871

Дмитрий Менделеев открыл периодическую систему элементов

1887

Генрих Герц (Heinrich Hertz) открыл фотоэлектрический эффект.

1895

Вильгельм Рентген (Wilhelm Roentgen) открыл рентгеновские лучи.

1896

Антуан Беккерель (Antoine Becquerel) открыл радиоактивность.

1897

Джозеф Томсон (Joseph Thomson) открыл электрон.

1898

Мария и Пьер Кюри (Marie and Pierre Curie) выделили и изучили радий и полоний.

1899

Эрнст Резерфорд (Ernest Rutherford) открыл, что уран излучает положительно заряженные альфа-частицы и отрицательно заряженные бета-частицы.

1900

Поль Виллард (Paul Villard) открыл гамма-лучи при изучении распада урана.

Макс Планк (Max Planck) выдвинул гипотезу квантов и сформулировал закон излучения черного тела.

1905

Альберт Эйнштейн (Albert Einstein) объяснил фотоэлектрический эффект и выдвинул специальную теорию относительности.

1908

Ганс Гейгер и Эрнст Резерфорд сконструировали прибор для регистрации отдельных заряженных частиц. В 1928 г. Г. Гейгер и Вальтером Мюллер (Walther Mueller) усовершенствовали его (счетчик Гейгера - Мюллера).

1909.

Ганс Гейгер и Эрнст Марсден (Hans Geiger and Ernest Marsden) обнаружили отклонение альфа-частиц на большие углы при их прохождении через тонкие фольги. Эрнст Резерфорд и Томас Ройдс (Ernest Rutherford and Thomas Royds) доказали, что альфа-частицы это дважды ионизированные атомы гелия.

1911

Эрнст Резерфорд объяснил эксперимент Гейгера-Марсдена, предложив свою модель атома и вывел формулу для рассеяния заряженных частиц в кулоновском поле. Ганс Гейгер и Дж. Нэттол (J. Nuttall) установили зависимость между временем жизни и энергией альфа-распада радиоактивных ядер (закон Гейгера – Нэттола).

1912.

Чарльз Вильсон (Charles Wilson) изобрел камеру, названную его именем. Виктор Гесс (Victor Hess) открыл космические лучи.

1913

Нильс Бор (Niels Bohr) предложил квантовую модель атома. Роберт Милликен (Robert Millikan) измерил элементарный электрический заряд.

1914

Эрнст Резерфорд предположил, что атомное ядро содержит протоны.

1919

Артур Эддингтон (Arthur Eddington) выдвинул предположение, объясняющее энергию Солнца и звезд реакциями превращения водорода в гелий. Фрэнсис Астон (Francis Aston) построил масс-спектрограф с высокой разрешающей способностью и предложил электромагнитный метод разделения изотопов. (Принцип действия масс-спектрографа предложил в 1907 г. Джозеф Джон Томсон.) Эрнст Резерфорд осуществил первую искусственную ядерную реакцию  $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$  и доказал наличие в атомных ядрах протонов.

1922.

Артур Комптон (Arthur Compton) исследовал рассеяние рентгеновских лучей на электронах и доказал существование фотона.

1923

Луи де Бройль (Louis de Broglie) предположил что электрон может иметь волновые свойства.

1924

Вольфганг Паули (Wolfgang Pauli) предложил принцип Паули. Сатиендра Бозе (Satyendra Bose) и Альберт Эйнштейн (Albert Einstein) ввели статистику Бозе-Эйнштейна.

Вальтер Боте (Walther Bothe) разработал метод совпадений.

1925

Джордж Уленбек и Самуэль Гюудсмит (George Uhlenbeck and Samuel Goudsmit) постулировали спин электрона.

Вернер Гейзенберг, Макс Борн и Паскуаль Иордан (Werner Heisenberg, Max Born, and Pascual Jordan) сформулировали матричную квантовую механику.

1926

Эрвин Шредингер (Erwin Schrodinger) получил свое нерелятивистское волновое уравнение, сформулировал волновую квантовую механику и доказал, что матричная и волновая формулировки квантовой механики эквивалентны.

Оскар Клейн и Вальтер Гордон (Oskar Klein and Walter Gordon) получили нерелятивистское квантовое волновое уравнение.

Энрико Ферми (Enrico Fermi) установил соответствие спина и статистики.

Пол Дирак (Paul Dirac) ввел статистику Ферми-Дирака.

1927

Клинтон Дэвиссон, Лестер Гермер и Джордж Томсон (Clinton Davisson, Lester Germer, and George Thomson) подтвердили волновую природу электрона.

Вернер Гейзенберг (Werner Heisenberg) установил принцип неопределенности.

Макс Борн (Max Born) дал вероятностную интерпретацию волновой функции.

Эуген Вигнер (Eugene Wigner) сформулировал закон сохранения пространственной четности.

1928

Пол Дирак (Paul Dirac) получил релятивистское квантовое уравнение для электрона, названное его именем.

Чарльз Г. Дарвин (Charles G. Darwin) и Вальтер Гордон (Walter Gordon) решили уравнение Дирака для кулоновского потенциала.

Дуглас Хартри (Douglas Hartree) разработал метод самосогласованного поля, развитый в 1930 г. Владимиром Фоком (метод Хартри – Фока).

1929

Оскар Клейн (Oskar Klein) и Иошио Нишина (Yoshio Nishina) вывели формулу для рассеяния высокоэнергетических фотонов на электронах.

Невилл Мотт (Nevill Mott) вывел формулу Мотта для кулоновского рассеяния нерелятивистских электронов

1930

Эрнест Лоуренс (Ernest Lawrence) построил циклотрон.

1931

Вольфганг Паули выдвинул гипотезу нейтрино для объяснения спектра электронов бета-распада.

Роберт Ван де Грааф (Robert Van de Graaff) создал электростатический ускоритель (генератор Ван де Граафа).

1932

Джон Кокрофт и Томас Уолтон (John Cockcroft and Thomas Walton) пучком протонов расщепили ядра бора и лития.

Джеймс Чедвик (James Chadwick) открыл нейтрон.

Вернер Гейзенберг (Werner Heisenberg) и Дмитрий Иваненко предложили протон-нейтронную модель атомного ядра.

Карл Андерсон (Carl Anderson) открыл позитрон.

1933

Отто Штерн (Otto Stern) впервые измерил магнитный момент протона.

1934

Ирен и Фредерик Жолио-Кюри (Irene and Frederic Joliot-Curie) в результате бомбардировки альфа-частицами алюминия получили искусственный радиоактивный изотоп  $^{30}\text{P}$ .

Лео Сцилард (Leo Szilard) понял, что возможны цепные ядерные реакции.

Энрико Ферми (Enrico Fermi) сформулировал теорию бета-распада и ввел новое взаимодействие - слабое.

Энрико Ферми предложил облучать уран нейтронами, чтобы получить трансурановый элемент.

Павел Черенков сообщил о световом излучении возникающем при прохождении релятивистских частиц через несцинтиллирующие жидкости (черенковское излучение).

1935

Хидеки Юкава (Hideki Yukawa) разработал теорию ядерного взаимодействия и предсказал мезоны - кванты ядерного поля.

И. Курчатов, Б. Курчатов, Л. Мысовский, Л. Люсинов открыли ядерную изомерию.

1936

Эуген Вигнер (Eugene Wigner) разработал теорию поглощения нейтронов атомными ядрами.

Грегори Брейт (Gregory Breit) и Эуген Вигнер предложили дисперсионную формулу ядерных реакций (формула Брейта-Вигнера).

Грегори Брейт, Эдвард Кондон (Edward Condon) и Ричард Презент (Richard Present) выдвинули гипотезу о зарядовой независимости ядерных сил.

Нильс Бор (Nils Bohr) и Яков Френкель создали капельную модель ядра.

Нильс Бор создал теорию составного (компаунд) ядра.

1937

Сет Недермейер, Карл Андерсон, Джейбс Стрит, Эдвард Стивенсон (Seth Neddermeyer, Carl Anderson, Jabez Street, and Edward Stevenson) открыли мюон в космических лучах, используя камеру Вильсона.

Исаак Раби (Isaac Rabi) разработал магнитный резонансный метод определения ядерных моментов.

Игорь Тамм и Илья Франк создали теорию излучения Вавилова - Черенкова. Эмилио Сегре (Emilio Segre) и Карло Перье (Carlo Perrier) синтезировали первый искусственный элемент - технеций.

1938

Ганс Бете (Hans Bethe) и Чарльз Критчфильд (Charles Critchfield) открыли протон-протонный цикл термоядерных реакций как источник энергии звезд.

Ганс Бете (Hans Bethe) и Карл фон Вайцзеккер (Carl von Weizsacker) открыли углеродно-азотный цикл термоядерных реакций.

1939

Отто Ган и Фриц Штрассман (Otto Hahn and Fritz Strassman) облучая соли урана тепловыми нейтронами обнаружили среди продуктов реакций барий.

Лиза Мейтнер и Отто Фриш (Lise Meitner and Otto Frisch) определили, что в эксперименте Гана-Штрассмана происходило деление урана.

Нильс Бор (Nils Bohr) и Джон Уилер (John Wheeler) дали количественную интерпретацию деления ядра, введя параметр деления. Яков Френкель развил капельную теорию деления ядер медленными нейтронами.

Лео Сцилард (Leo Szilard), Эуген Вигнер (Eugene Wigner), Энрико Ферми (Enrico Fermi), Джон Уилер (John Wheeler), Фредерик Жолио-Кюри (Frederic Joliot-Curie), Яков Зельдович, Юлий Харитон обосновали возможность протекания в уране цепной ядерной реакции деления. Идею цепной ядерной реакции выдвинул в 1934 г. Сцилард.

1940

Георгий Флеров и Константин Петржак открыли явление спонтанного деления ядер  $^{235}\text{U}$ . Дональд Керст (Donald Kerst) построил бетатрон.

1940-1953

Глен Сиборг (Glen Seaborg), и др. синтезировали трансурановые элементы - плутоний, нептуний, америций, кюрий, берклий, калифорний, эйнштейний, фермий.

1942

Энрико Ферми (Enrico Fermi) осуществил управляемую цепную реакцию деления в первом атомном реакторе.

1943

Син-Итиро Томонага (Sin-Itiro Tomonaga) опубликовал статью с основными принципами квантовой электродинамики

1944

Владимир Векслер открыл принцип автофизировки, который лег в основу создания новых ускорителей.

Дмитрий Иваненко и Исаак Померанчук предсказали синхротронное излучение

1946

Георгий Гамов предложил модель "Большого взрыва" и разработал теорию синтеза химических элементов.

Бруно Понтекорво предложил "хлорный метод" детектирования нейтрино.

Уиллард Либби (Willard Libby) разработал радиоуглеродный метод геохронологии.

1947

Сесил Пауэлл, Сезарь Латес, Джузеппе Оккиалини (Cecil Powell, Cesar Lattes, and Giuseppe Occhialini) открыли пионы, исследуя треки космических лучей.

Ричард Фейнман (Richard Feynman) предложил диаграммный метод в квантовой электродинамике.

Джордж Рочестер (George Rochester) и Клиффорд Батлер (Clifford Butler) открыли странные частицы.

1948

Мария Гепперт-Майер (Maria Goeppert-Meyer) и Ханс Йенсен (Hans Jensen) создали оболочечную модель ядра.

1949

Рольф Видерое (Rolf Wideroe) выдвинул идею встречных пучков, в дальнейшем развитую Дональдом Керстом (Donald Kerst) и Гершем Будкером.

1950

Аге Бор (Aage Bohr) и Бен Моттelson (Ben Mottelson) разработали коллективную модель ядра.

1951

Борис Джелепов предсказал протонную радиоактивность.

1953

Мюррей Гелл-Манн (Murray Gell-Mann) и Казухико Нишиджима (Kazuhiko Nishijima) ввели понятие странности и открыли закон сохранения странности, предложили формулу Гелл-Манна - Нишиджимы.

Вал Фитч (Val Fitch) и Джеймс Рейнуотер (James Rainwater) измерили радиусы ядер в области значений  $Z$  от 13 до 83.

Виктор Вайскопф (Victor Weisskopf), Герман Фешбах (Herman Feshbach) и К. Портер (C. Porter) развили оптическую модель ядерных реакций.

1954

Янг Чжэньнин и Роберт Милс (Chen Yang and Robert Mills) исследовали теорию адронного изоспина с требованием локальной калибровочной инвариантности в пространстве вращения изоспина - первая не абелева калибровочная теория.

1955

Овен Чемберлен, Эмилио Сегре, Клайд Виганд и Томас Ипсилантис (Owen Chamberlain, Emilio Segre, Clyde Wiegand, and Thomas Ypsilantis) открыли антипротон. Джеффри Бербидж, Вильям Фаулер и Фред Хойл (Geoffrey Burbidge, William Fowler and Fred Hoyle) выдвинули теорию образования химических элементов в звездах. Свен Нильссон (Sven Nilsson) разработал модель деформированных атомных ядер.

1956

Фредерик Райнес и Клайд Коэн (Frederick Reines and Clyde Cowan) зарегистрировали антинейтрино.

Янг Чжэньнин и Ли Цзундао (Chen Yang and Tsung Lee) предположили нарушение пространственной четности в слабых взаимодействиях.

Ву Дзиньсюн (Chien Shiung Wu) открыла несохранение пространственной четности в бета-распаде.

Роберт Хофштадтер (Robert Hofstadter) впервые измерил электромагнитный радиус протона.

1957

Лев Ландау предложил понятие комбинированной четности Герхард Людерс (Gerhart Luders) доказал CPT-теорему.

Ричард Фейнман, Мюррей Гелл-Манн (Murray Gell-Mann), Роберт Маршак (Robert Marshak) и Эннакел Сударшан (Ennackel Sudarshan) создали универсальную теорию слабых взаимодействий.

Бруно Понтекорво выдвинул идею нейтринных осцилляций.

1958

Джеймс Ван Аллен (James Van Allen), Сергей Вернов и Александр Чудаков открыли радиационные пояса Земли.

Рудольф Мессбауэр (Rudolf Moessbauer) открыл явление ядерного гамма-резонанса без отдачи (эффект Мессбауэра).

1959

Спартак Беляев, Вадим Соловьев создали сверхтекучую модель ядра.

1960

Луис Альварес (Luis Alvarez) открыл нуклонные резонансы.

Виталий Гольданский предсказал двухпротонную радиоактивность.

1961

Мюррей Гелл-Манн и Ювал Неэман (Yuval Ne'eman) открыли "восьмеричный путь" - группу SU(3)

Джеффри Голдстоун (Jeffery Goldstone) сформулировал теорему для определения типа нарушения симметрии.

1962

Леон Ледерман (Leon Lederman) показал, что электронное нейтрино отличается от мюонного нейтрино.

1963-1966

Синтезированы изотопы 102-го (No) и 104-го (Rf) элементов (Георгий Флеров и др.).

1963

Мюррей Гелл-Манн и Георг Цвейг (George Zweig) предложили кварковую модель адронов.

1964

Питер Хиггс (Peter Higgs) предложил механизм возникновения массы частиц.

Вал Фитч и Джеймс Кронин (Val Fitch and James Cronin) обнаружили нарушение CP-четности в распадах K-мезонов.

1965

Арно Пензиас (Arno Penzias) и Роберт Вудро Вильсон (Robert Woodrow Wilson) открыли реликтовое излучение.

1966

Леон Ледерман (Leon Lederman) синтезировал ядра антидейтерия.

1967

Стивен Вайнберг (Steven Weinberg), Абдус Салам (Abdus Salam) и Шелдон Глэшоу (Sheldon Glashow) развивают модель электрослабого взаимодействия.

1968

Федор Шапиро наблюдал ультрахолодные нейтроны

1970

Шелдон Глэшоу, Джон Илиопулос и Лучиано Майани (Sheldon Glashow, John Iliopoulos, and Luciano Maiani) выдвинули гипотезу о существовании квантового числа - чарм.

Джозеф Черны (Joseph Cerny) обнаружил протонную радиоактивность.

Юрий Прокошкин синтезировал ядра ангелия.

1971

Виталий Гольданский предсказал двунейтронный распад.

1973

Дэвид Политцер (David Politzer) выдвинул концепцию асимптотической свободы кварков.

Экспериментально открыты нейтральные токи.

Открыт глюон.

1974

Бартон Рихтер и Сэмюэль Тинг (Burton Richter and Samuel Ting) открыли  $c$ -мезон – связанное состояние ( $c$ )-кварков.

1975

Мартин Перл (Martin Perl) открыл тау-лептон.

1977

Стив Херб (Steve Herb) обнаружил  $b$ -мезон - связанное состояние ( $b$ )-кварков.

1983

Карло Руббиа и Симон ван дер Meer (Carlo Rubbia, Simon van der Meer) с коллаборацией CERN UA-1 открыли векторные бозоны  $W$ ,  $Z$ .

1984

Роуз (H.J. Rose) и Джонс (G.A. Jones) обнаружили кластерную радиоактивность.

1989

Измерения ширины резонанса  $Z$ -бозона показали, что существует три поколения лептонов и кварков

1995

Открытие  $t$ -кварка (Лаборатория им. Э. Ферми).

2000

Первое наблюдение тау-нейтрино (Лаборатория им. Э. Ферми).

2000

Получена кварк-глюонная плазма при столкновении ультррелятивистских тяжелых ядер (ЦЕРН).

## Опыт Резерфорда

Резерфорд открывает атомное ядро

Параллельно с развитием идей квантовой теории развивались представления о строении материи. Одна из первых моделей атома была предложена в 1904 году Дж. Томсоном. Согласно модели Дж. Томсона атом представлял собой нейтральную

систему, состоящую из заряженного шара с зарядом  $+Ze$ , внутри которого в определенных равновесных положениях находятся  $Z$  отрицательно заряженных электронов. Размер атома  $\sim 10^{-8}$  см. Прямые экспериментальные исследования строения атома были выполнены в 1911 году Э. Резерфордом, который изучал рассеяние  $\alpha$ -частиц при прохождении через тонкую золотую фольгу. Дифференциальное сечение упругого рассеяния нерелятивистской заряженной частицы в кулоновском поле ядра-мишени описывается формулой Резерфорда

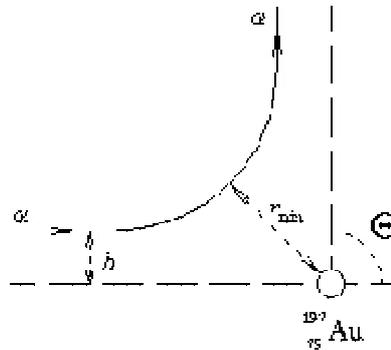


Рис. 1. Рассеяние  $\alpha$ -частицы в кулоновском поле ядра.

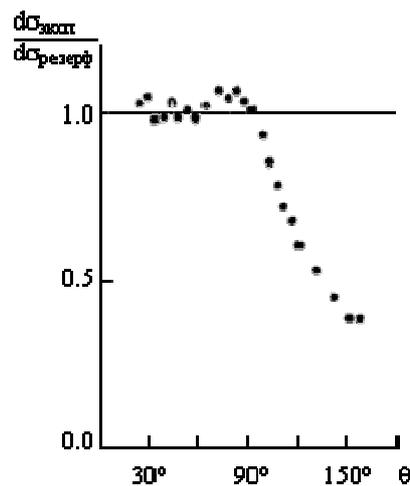


Рис. 2 Зависимость отношения экспериментального сечения к сечению кулоновского (резерфордовского) рассеяния от угла рассеяния для упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергией 22 МэВ на ядрах свинца

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2}, \quad (1)$$

где  $Z_1$  и  $Z_2$  - заряды налетающей частицы и ядра-мишени,  $e$  - элементарный заряд,  $T$  - кинетическая энергия налетающей частицы,  $\theta$  - угол рассеяния.

Формула Резерфорда получена при следующих предположениях.

1. Ядро и  $\alpha$ -частица точечные ( $R_{\text{ядра}} = 0, R_{\alpha} = 0$ ).
2. Масса ядра  $m_{\text{ядра}}$  много больше массы налетающей  $\alpha$ -частицы  $m_{\alpha}$  ( $m_{\text{ядра}} \gg m_{\alpha}$ ).

3. Спин ядра и спин  $\alpha$ -частицы равны 0 ( $s_a = s_{\text{ядра}} = 0$ ).
4. Магнитные моменты ядра и  $\alpha$ -частицы равны 0 ( $\mu_a = \mu_{\text{ядра}} = 0$ ).
5. Механизм реакции - упругое рассеяние на ядре.
6. Потенциал рассеяния имеет вид  $Z_1 Z_2 e^2 / R$ .

Угловое распределение  $\alpha$ -частиц, рассеянных на золоте, свидетельствовало о том, что положительный заряд атома сосредоточен в пространственной области размером меньше  $10^{12}$  см. Это явилось основанием для планетарной модели атома Резерфорда, согласно которой атом состоит из тяжелого положительно заряженного атомного ядра с радиусом меньше  $10^{12}$  см и расположенным вокруг него отрицательно заряженных электронов. Размер атома определяется размерами его электронной оболочки и составляет  $\sim 10^8$  см, что в десятки тысяч раз превышает размер атомного ядра. Несмотря на то, что атомное ядро занимает лишь небольшую часть объема атома в нем сосредоточено 99,98% его массы.

Расстояние наибольшего  $r_{\min}$  сближения  $\alpha$ -частицы с положительно заряженным ядром зависит от ее кинетической энергии  $T$ , заряда ядра  $Z$  и величины прицельного параметра  $b$ .

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{r_{\min}}{2b} = \frac{Zze^2}{2bT}, \quad (2)$$

Из соотношения (2) следует, что с уменьшением прицельного параметра  $b$ , увеличивается угол рассеяния  $\theta$ . Это происходит потому, что частица ближе подходит к рассеивающему центру и испытывает большее действие рассеивающего кулоновского потенциала  $V \sim 1/r$ .

Из того факта, что упругое рассеяние  $\alpha$ -частиц с энергией 5.5 МэВ хорошо описывалось формулой (1), следовало, что размер атомного ядра меньше  $5 \cdot 10^{-12}$  см.

Уточнить размеры атомных ядер удалось увеличивая энергию  $\alpha$ -частиц, что позволило уменьшить величину расстояния наибольшего сближения  $\alpha$ -частицы с ядром. На рис.2 показана зависимость отношения экспериментального сечения к сечению кулоновского рассеяния от угла рассеяния для упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с энергией 22 МэВ на ядрах свинца. Отклонение экспериментального сечения при углах  $> 90^\circ$  от формулы Резерфорда (1) означает, что прицельный параметр  $b$  сравним с размерами ядра. С помощью формулы (2), подставив в нее  $\theta = 90^\circ$ , можно получить оценку радиуса ядра свинца -  $(5-6) \cdot 10^{-13}$  см = 5-6 Фм. Формула (1) применима в случае, если расстояние наибольшего сближения между налетающей частицей и рассеивающим ядром превышает радиус ядра и, если можно пренебречь экранировкой ядра электронами.

Наблюдаемое при  $\Theta > 90^\circ$  падение дифференциального сечения по сравнению с предсказаниями формулы Резерфорда обусловлено тем, что при сближении налетающей  $\alpha$ -частицы и ядра свинца до расстояния  $< 6$  Фм в действие вступают силы отличные от кулоновских - ядерные силы.

В 1913 году Н. Бор предложил новую квантовую теорию орбит. Согласно этой теории электрон может вращаться вокруг ядра неопределенно долго, не излучая энергию, если на его орбите укладывается целое число длин волн де Бройля. Таким образом устойчивые орбиты в атоме это орбиты, радиусы которых  $r_n$  определяются соотношением

$$r_n = n^2 h^2 / Z m_e e,$$

что соответствует определенным энергетическим уровням атома

$$E_n = - Z^2 e^4 m_e / 2 n^2 h^2.$$

Атом может перейти из одного состояния в другое, испустив квант энергии - фотон

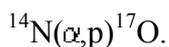
$$h\nu = E_i - E_k,$$

где  $E_i$  и  $E_k$  - энергии уровней, между которыми происходит переход.

### Атомное ядро

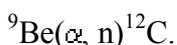
В 1911 году Э. Резерфорд в экспериментах по рассеянию  $\alpha$ -частиц на тонкой золотой фольге установил, что атом имеет сложную структуру - он состоит из положительно заряженного ядра размером в несколько Ферми ( $1 \text{ Фм} = 10^{-13} \text{ см}$ ) и электронной оболочки. Размер атома  $\sim 10^{-8} \text{ см}$ . В атомном ядре сосредоточено 99.9% массы атома.

В 1919 г. Э. Резерфордом в реакции



был открыт протон.

Нейтрон был открыт Д. Чедвиком в 1932 г. в реакции



В 1933 году В. Гейзенберг и Д. Иваненко выдвинули гипотезу о том, что атомное ядро состоит из протонов и нейтронов.

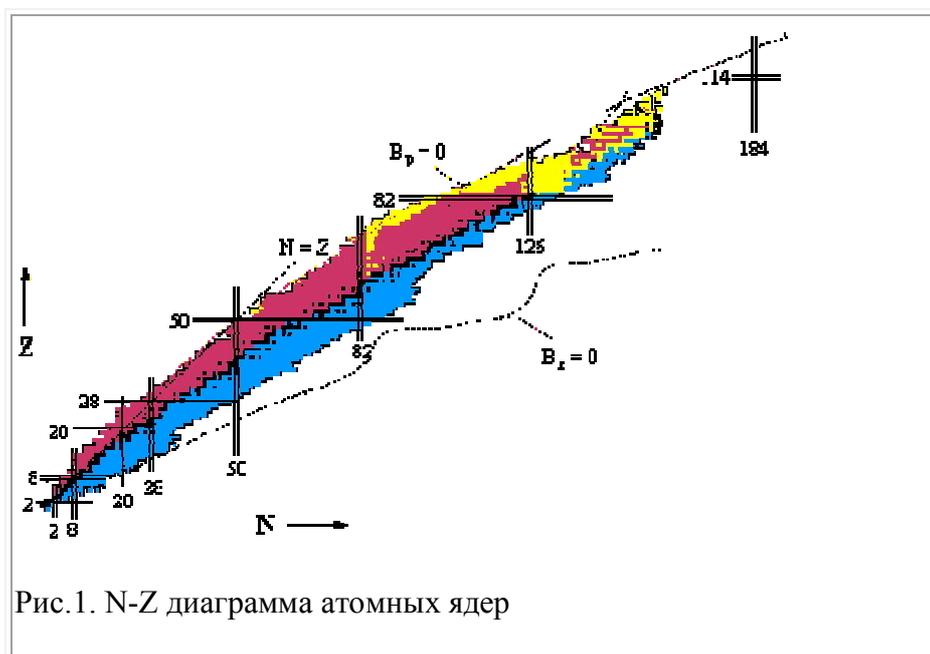
Число протонов  $Z$  в ядре определяет его заряд и место соответствующего элемента в периодической системе. Протоны и нейтроны связаны в ядре ядерными силами, которые являются проявлением сильного взаимодействия кварков и глюонов.

Атомное ядро может находиться в основном и возбужденном состояниях. Важными характеристиками атомных ядер являются электрический и магнитный моменты, спины, четности, изоспины ядерных состояний. В основном состоянии атомные ядра могут быть как стабильными, так и радиоактивными.

Для описания свойств атомных ядер были созданы различные модели, в которых ядро проявляет себя то как газ, то как жидкость, то как твердое тело.

### N-Z диаграмма атомных ядер

Атомные ядра представляют собой связанные квантовые системы фермионов. Свойства атомных ядер определяются совместным действием сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий. В настоящее время обнаружено ~ 3000 атомных ядер, представляющих собой различные сочетания чисел протонов Z и нейтронов N. По существующим оценкам число атомных ядер может составлять ~ 6500.



На рис. 1 показана N-Z диаграмма атомных ядер. Черными точками показаны стабильные ядра.

Область расположения стабильных ядер обычно называют долиной стабильности. Для ядер долины стабильности характерно следующее отношение числа нейтронов к числу протонов:

$$N/Z = 0.98 + 0.015 \cdot A^{2/3},$$

где  $A = N + Z$  – массовое число. Легкие стабильные ядра ( $A < 40$ ) имеют приблизительно равные числа нейтронов и протонов. В области более тяжелых ядер отношение числа нейтронов к числу протонов начинает возрастать и достигает величины 1.6 в районе  $A=250$ . Это изменение легко понять, если учесть короткодействующий характер ядерных сил и возрастающую роль кулоновского взаимодействия протонов с ростом  $A$ . Тяжелые ядра

оказываются энергетически более устойчивыми, если содержат большее число нейтронов  $N$  по сравнению с числом протонов  $Z$ . Наиболее тяжелыми стабильными ядрами являются изотопы свинца ( $Z = 82$ ) и висмут ( $Z = 83$ ). С левой стороны от стабильных ядер находятся ядра, перегруженные протонами (протоноизбыточные ядра), справа - ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные ядра). Ядра, сильно перегруженные нейтронами или протонами, обычно называют экзотическими ядрами. Более темным цветом на рис.1.1 выделены атомные ядра, обнаруженные в настоящее время.

Пунктирная линия очерчивает область возможного существования атомных ядер. Связанное состояние ядра определяется как состояние, стабильное относительно испускания нейтронов или протонов, т.е. считается, что атомное ядро существует, если оно не испускает нуклоны из основного состояния. Линия  $B_p = 0$  ( $B_p$  - энергия отделения протона) ограничивает область существования атомных ядер слева (proton drip-line). Линия  $B_n = 0$  ( $B_n$  - энергия отделения нейтрона) - справа (neutron drip-line). Вне этих границ атомные ядра существовать не могут, так как они распадаются за характерное ядерное время ( $\sim 10^{-23}$  с) с испусканием одного или нескольких нуклонов. Если среднее время жизни ядра  $\tau < 10^{-22}$  с, обычно считается, что ядра не существуют. Характерные времена жизни для радиоактивных ядер  $\tau > 10^{-14}$  с. Времена жизни ядер, обусловленные испусканием нуклонов  $10^{-23}$  с  $< \tau < 10^{-20}$  с. Ядра, имеющие такие времена жизни, обычно наблюдаются в виде резонансов в сечениях ядерных реакций. Среднее время жизни ядра  $\tau$  и ширина резонанса  $\Gamma$  связаны соотношением

$$\tau = \hbar / \Gamma, \quad \tau [\text{с}] = 6.6 \cdot 10^{-22} / \Gamma [\text{МэВ}].$$

Рассчитать границы нуклонной стабильности довольно сложно, т.к. точность, с которой оцениваются энергии связи ядер (несколько сотен кэВ), недостаточна для того, чтобы определить будет ли ядро  $\beta$ -радиоактивным или оно будет распадаться с испусканием нуклона. Поэтому точность предсказания границы существования атомных ядер для отдельных элементов может составлять 4-5 единиц по  $A$ . В первую очередь это относится к границе нейтронной стабильности. В правом верхнем углу  $N - Z$  диаграммы расположена интенсивно исследуемая в настоящее время область сверхтяжелых атомных ядер. Открытие и исследование сверхтяжелых атомных ядер с  $Z = 109-116$  показывает, что в этой области ядер существенную роль в повышении их стабильности играют ядерные оболочки. Достаточно хорошее согласие теоретических расчетов с полученными в последнее время экспериментальными данными позволяет прогнозировать существование острова стабильности в районе  $Z = 110-114$  и  $N = 178-184$ . Ядра на острове стабильности должны иметь повышенную устойчивость по отношению к альфа и бета-распаду и спонтанному делению. Теоретические оценки показывают, что времена жизни ядер, расположенных в

центре острова стабильности могут составлять  $\sim 10^5$  лет. Трудность проникновения на остров стабильности связана с тем, что нет комбинации соответствующих ядер, использование которых в качестве мишени и налетающей частицы позволили бы попасть в центр острова стабильности.

### Размеры и структура ядер

Для детального исследования внутренней структуры ядер используют электроны с энергией  $>100$  МэВ. Пионерские исследования рассеяния электронов атомными ядрами были выполнены Р. Хофштадтером. По современным представлениям электрон считается бесструктурным (точечным) объектом  $R < 10^{-3}$  Фм. Взаимодействие электрона с ядром описывается квантовой электродинамикой. Для того, чтобы исследовать электромагнитную структуру ядра необходимо, чтобы длина волны электрона была меньше его размеров. При описании рассеяния электронов на атомных ядрах необходимо учесть некоторые дополнительные факторы.

1. Электрон обладает спином ( $s_e = 1/2$ ).
2. Энергия налетающего электрона может быть сравнима или даже превосходить энергию покоя ядра.

Дифференциальное сечение рассеяния точечных частиц со спином  $1/2$  и зарядом  $Q = -e$  на точечной бесспиновой частице-мишени описывается формулой Мотта

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Мотт}} = \left( \frac{Ze^2}{2E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \frac{\cos^2 \theta/2}{\left( 1 + \frac{2E}{mc^2 \sin^2 \theta/2} \right)}, \quad (1)$$

где  $Z$  - атомный номер ядра,  $E$  - энергия падающего электрона,  $v = \beta \cdot c$ ,  $\theta$  - угол рассеяния электрона,  $q$  - переданный ядру четырех-импульс,  $m$  - масса ядра.

$$q^2 = (E_i - E_f)^2/c^2 - (\vec{p}_i - \vec{p}_f)^2, \quad (2)$$

где  $E_i, E_f, \vec{p}_i, \vec{p}_f$  - энергии и импульсы рассеиваемого электрона в начальном и конечном состояниях.

Формула Мотта получена при следующих предположениях.

1. Ядро и электрон точечные ( $R_{\text{ядра}} = 0, R_e = 0$ ).
2. Спин ядра и магнитный момент ядра равны 0 ( $S_{\text{ядра}} = 0, \mu_{\text{ядра}} = 0$ ).
3. Спин электрона  $s_e = 1/2$ . Величина магнитного момента электрона равен магнетону Бора ( $\mu_e = \mu_B = e\hbar/2m_e c$ ).

4. Механизм реакции - упругое рассеяние электронов на ядре.

В нерелятивистском пределе формула Мотта переходит в формулу Резерфорда

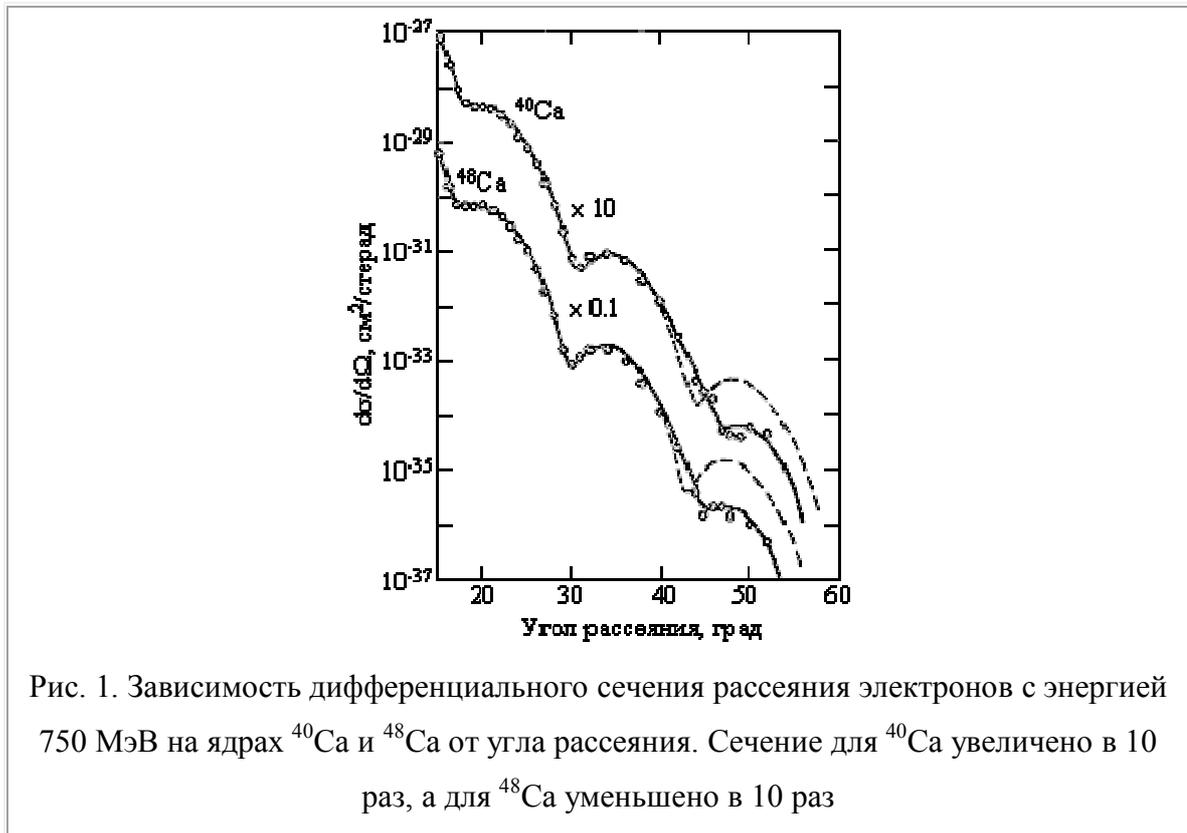
Если исследуемый объект (ядро) не точечный, то расчеты по формуле Мотта дают завышенные по сравнению с экспериментом значения дифференциального сечения. Структура ядра описывается с помощью форм-фактора  $F(q^2)$ . Формфактор описывает отклонение размеров ядра от точечного.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{эксп}} = |F(q^2)|^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Мотт}} \quad (3)$$

Для упругого рассеяния в первом приближении форм-фактор зависит только от квадрата переданного импульса и связан с плотностью распределения ядерной материи  $\rho(r)$  соотношением

$$F(q^2) = \int \rho(r) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}/\hbar} d^3r \quad (4)$$

Сравнивая экспериментально измеренное сечение упругого рассеяния электронов с сечением, рассчитанным по формуле Мотта, вычисляется форм-фактор ядра. Свободные параметры плотности распределения электрического заряда подбираются так, чтобы подогнать вычисленные по формуле (4) значения форм-фактора к полученным в эксперименте.



Н  
а рис.  
1  
показ  
аны  
резул  
ьтаты  
измер  
ения  
дифф  
еренц  
иальн  
ого  
сечен

ия рассеяния электронов с энергией 750 МэВ на ядрах  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{48}\text{Ca}$ , обработка которых позволяет рассчитать значения форм-фактора и получить информацию о распределении плотности электрического заряда в ядре.

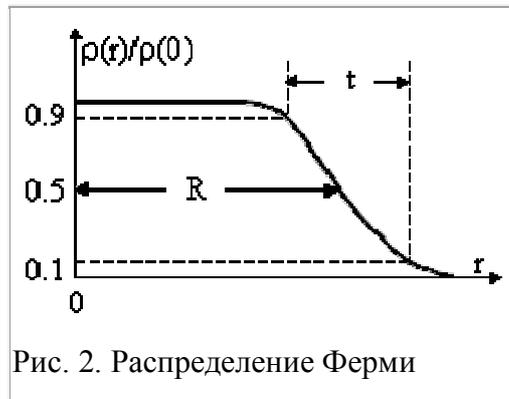
Простейшим приемлемым приближением распределения ядерной материи является распределение Ферми (рис.2).

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r-R)/a]}, \quad (5)$$

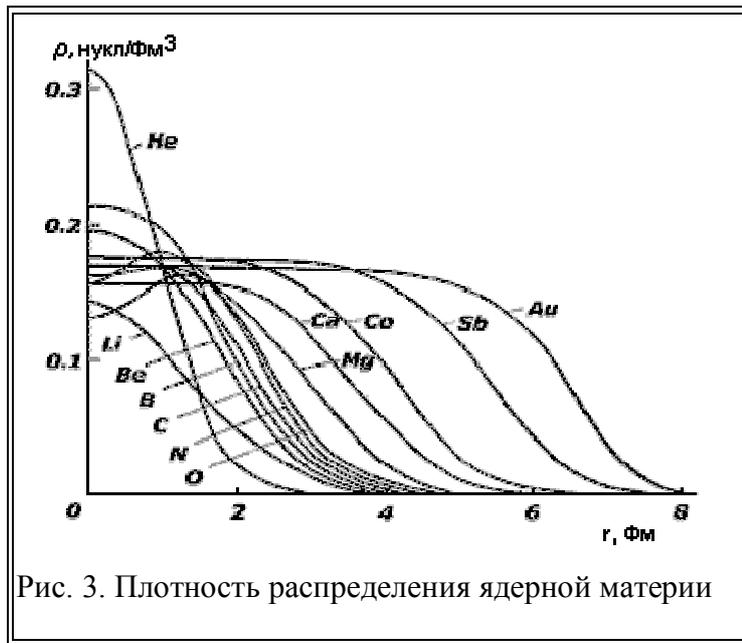
где  $\rho_0$  - плотность ядерной материи в центре ядра,  $R$  - радиус ядра - расстояние, на котором плотность ядерной материи спадает в два раза,  $a$  - параметр диффузности.

Для ядер, расположенных вблизи долины стабильности, были установлены следующие закономерности.

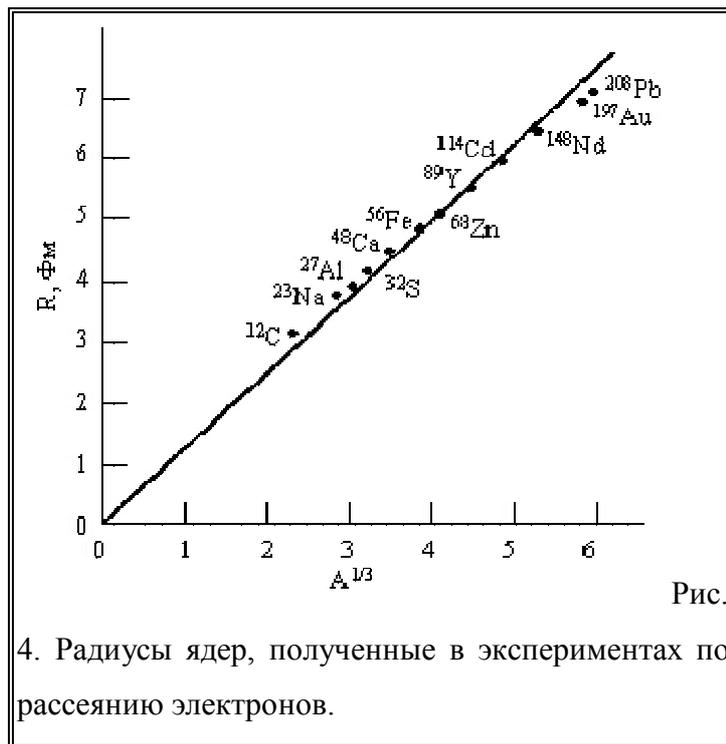
- Пространственное распределение протонов и нейтронов для ядер вблизи долины стабильности практически совпадают.
- Плотность ядерной материи в центре ядра  $\rho_0$  приблизительно одинакова у всех ядер и составляет  $\sim 0.17$  нукл./Фм<sup>3</sup> (см. рис.2).



- Толщина поверхностного слоя  $t$  (спад плотности от  $0.9\rho_0$  до  $0.1\rho_0$ ) у всех ядер примерно одинакова  $t = 4.4a = 2.4$  Фм.
- Величина радиуса ядра определяется числом нуклонов в ядре,  $R = 1.3A^{1/3}$  Фм (см. рис.4).



Атомные ядра вблизи долины стабильности представляют собой довольно компактные объекты. Их радиусы меняются от 2-3 Фм для самых легких ядер до 7-8 Фм для самых тяжелых.



Однако для ядер, удаленных от долины стабильности, ситуация иная. Для некоторых ядер, перегруженных нейтронами (протонами), наблюдается так называемый нейтронный (протонный) слой - область вблизи поверхности ядра, в которой с учетом фактора нормировки  $N/Z$   $P_n > P_p$  ( $P_p > P_n$ ) (см. рис.5).

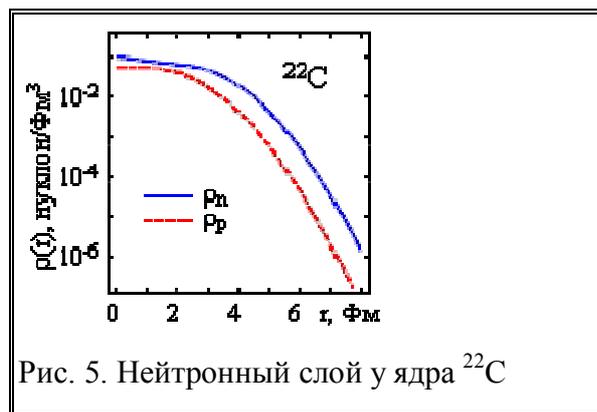


Рис. 5. Нейтронный слой у ядра  $^{22}\text{C}$

В легких ядрах с большим отношением  $N/Z$  было открыто нейтронное гало. Нейтронное гало наблюдается в ядрах, у которых энергия связи нейтрона  $B_n < 1-1.5$  МэВ. Оказалось, что в гало-ядрах наряду с кором, для которого плотность распределения протонов и нейтронов с точностью до фактора  $Z/A$  совпадают, существует довольно большая область на периферии ядра, в которой плотность распределения нейтронов  $\rho_n$  существенно больше плотности распределения протонов  $\rho_p$  ( $\rho_n \gg \rho_p$ ). Обнаружены также ядра, имеющие протонное гало.

Нейтронное облако, окружающее кор ядра, простирается на гораздо большие расстояния, чем радиус ядра, определяемый соотношением  $R = 1.3A^{1/3}$ . Так для гало-ядра  $^{11}\text{Li}$  пространственное распределение двух нейтронов, образующих ядерное гало вокруг кора  $^9\text{Li}$ , простирается столь далеко, что радиус ядра  $^{11}\text{Li}$  оказывается сравним с радиусом ядра  $^{208}\text{Pb}$  (см. рис. 6).

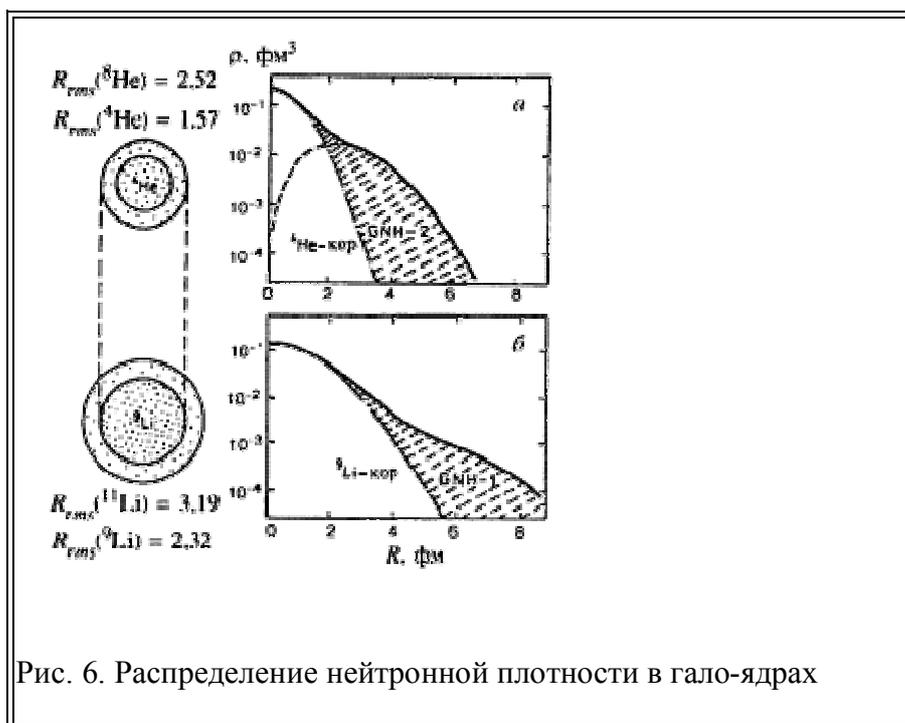


Рис. 6. Распределение нейтронной плотности в гало-ядрах

## Структура нуклона

Исторически первым указанием на сложную внутреннюю структуру протона и нейтрона явились результаты измерения их магнитных моментов. Измеренные значения магнитных моментов

$$\mu_p = 2.79275 \mu_N, \mu_n = -1.91348 \mu_N, \text{ где } \mu_N = e\hbar/(2m_p c) - \text{ ядерный магнетон,}$$

отличались от соответствующих предсказаний, ожидавшихся для точечных дираковских частиц -  $\mu_p = \mu_N, \mu_n = 0$ .

Для исследования структуры нуклона использовались электронные пучки с энергией вплоть до 20 ГэВ. Для изучения распределения заряда и магнитного момента в протоне обычно используют мишени из жидкого водорода и измеряют сечение упругого рассеяния электронов. Т.к. не существует нейтронных мишеней, для исследования нейтронов используют мишени из дейтерия. При этом необходимо отделить эффекты обусловленные протонами. Поэтому нейтронные данные получать труднее и они имеют большие по сравнению с протонами погрешности.

Пространственные распределения зарядов и токов в протоне исследуют измеряя упругое распределение электронов на протоне. Диаграмма Фейнмана для упругого рассеяния электронов на протоне показана на рис.1.

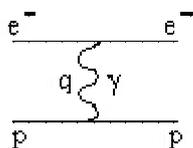


Рис. 1.

Основной механизм реакции - однофотонный обмен, т.к. константа электромагнитного взаимодействия мала ( $\alpha = 1/137$ ), однофотонный механизм описывает процесс упругого рассеяния с точностью  $\sim 1\%$ . При однофотонном механизме виртуальный фотон переносит 4-х импульс  $q$

$$q = p - p' = P - P',$$

где  $p \equiv p^i = (\epsilon, \vec{P})$  и  $p' \equiv p'^i = (\epsilon', \vec{P}')$  - 4-х импульсы падающего и рассеянного электронов,  $P \equiv P^i = (E, \vec{P})$  и  $P' \equiv P'^i = (E', \vec{P}')$  - 4-х импульсы протона в начальном и конечном состоянии.

Упругое рассеяние означает, что протон остается в основном состоянии. Поэтому переданная энергия  $\nu$  и переданный импульс  $\vec{q}$  определяются соотношениями

$$\nu = \epsilon - \epsilon' = E' - E, \vec{q} = p - p' = \vec{P}' - P$$

и передаются нуклону как целому объекту. Квадрат переданного 4-х импульса  $q^2$  определяется соотношением

$$q^2 = v^2 - \vec{q}^2 \equiv -Q^2 < 0.$$

В случае упругого рассеяния релятивистского электрона на точечной бесспиновой частицы массы  $m$  на угол  $\Theta$  энергия  $\varepsilon'$  и квадрат 4-х импульса рассеянного электрона  $Q^2$  определяются соотношениями

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{1 + \frac{2\varepsilon}{m} \sin^2 \frac{\theta}{2}},$$

$$Q^2 = 4\varepsilon\varepsilon' \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

Сечение рассеяния определяется формулой Мотта

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{Мотт}} = \left( \frac{e}{2\varepsilon} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \cos^2 \frac{\theta}{2} = \left( \frac{e}{2\varepsilon} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{\cos^2 \frac{\theta}{2}}{1 + \frac{2\varepsilon}{m} \sin^2 \frac{\theta}{2}}. \quad (1)$$

Упругое рассеяние электрона на точечной частице со спином  $1/2$  и дираковским магнитным моментом описывается соотношением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{Мотт}} \left[ 1 + \frac{Q^2}{4m^2} 2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (2)$$

т.е. магнитное взаимодействие приводит к дополнительному возрастанию сечения под большими углами. Нуклон обладает магнитным моментом, отличным от дираковских значений, поэтому формулы (1,2) следует обобщить. Пространственное распределение электрического заряда и магнитного момента в протоне описывается с помощью двух форм-факторов  $G_E$  и  $G_M$ . Упругое рассеяние электронов на нуклоне в этом случае описывается формулой Розенблата.

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{экс}} = \left[ \frac{G_E^2(q^2) + bG_M^2(q^2)}{1+b} + 2bG_M^2 \operatorname{tg}^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Мотт}}, \quad (3)$$

где

$$b = \frac{-q^2}{4m^2 c^2},$$

$q$  - четырехимпульс, который электрон передает нуклону,  $m$  - масса нуклона,  $\Theta$  - угол рассеяния электрона,  $G_E(q^2)$  и  $G_M(q^2)$  - электрический и магнитный форм-факторы соответственно. Для электрических и магнитных форм-факторов получены следующие экспериментальные зависимости от квадрата переданного импульса гамма-кванта.

$$G_E^p(q^2) \approx \frac{G_M^p(q^2)}{2.79} = \frac{G_M^n(q^2)}{1.91} = \frac{1}{(1+q^2/q_0^2)^2},$$

где  $q_0^2 = 0.71 \text{ ГэВ}^2/c^2$ . Если бы протон был точечной частицей, то его электрический форм-фактор имел постоянное значение. Из экспериментов следует, что форм-фактор зависит от переданного импульса как  $\sim 1/q^4$ , что указывает на конечные размеры протона. При нулевом переданном 4-х импульсе

$G_E(0) = Q/e$  ( $Q$  - электрический заряд нуклона),  $G_M(0) = \mu/\mu_N$  ( $\mu$  - магнитный момент нуклона,  $\mu_N$  - ядерный магнетон).

Для протона и нейтрона  $G_E(0)$  и  $G_M(0)$  имеют следующие значения  $G_E^p(0) = 1$ ,  $G_E^n(0) = 0$ ,  $G_M^p = 2.79$ ,  $G_M^n = -1.91$ .

В результате подгонки форм-факторов к экспериментальным данным были получены данные о размерах протона и нейтрона, распределении в них электрического заряда и магнитных моментах. Для радиусов распределения электрического заряда и магнитного момента протона получены следующие значения

$$\langle r_E^2 \rangle_p^{1/2} = (0.86 \pm 0.01) \text{ Фм}, \langle r_M^2 \rangle_p^{1/2} = (0.86 \pm 0.06) \text{ Фм}.$$

Радиус распределения магнитного момента нейтрона

$$\langle r_M^2 \rangle_n^{1/2} = (0.89 \pm 0.07) \text{ Фм}.$$

Т.е. все три величины в пределах ошибок измерений практически совпадают. Радиус распределения электрического заряда нейтрона

$$\langle r_E^2 \rangle_n^{1/2} = (0.10 \pm 0.01) \text{ Фм}.$$

Отличие величины  $\langle r_E^2 \rangle_n^{1/2}$  от нуля означает, что заряд нейтрона только после усреднения по всему объему нейтрона равен нулю.

Протон лишен четкой границы. Плотность заряда в протоне плавно убывает по закону

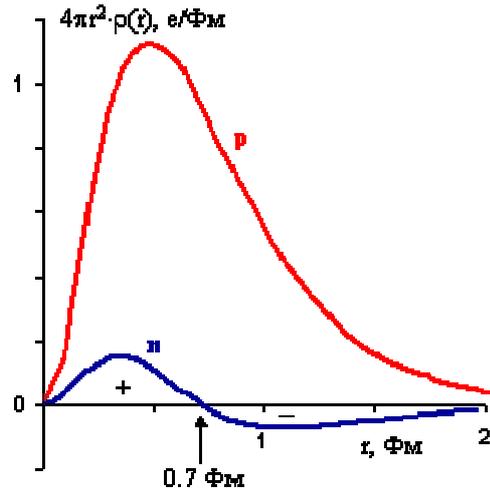
$$\rho(r) = \rho(0)\exp(-r/a), \tag{4}$$

где  $\rho(0) = 3 \text{ е}/\text{Фм}^3$ ,  $a = 0.23 \text{ Фм}$ .

Среднее от квадрата радиуса протона

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_0^{\infty} 4\pi r^2 \rho(r) r^2 dr}{\int_0^{\infty} 4\pi r^2 \rho(r) dr} = 0.62 \text{ Фм.} \quad (5)$$

Размер протона соответственно ~0.8 Фм. Размер нейтрона приблизительно такой же.



В нейтроне центральная часть ( $r < 0.7 \text{ Фм}$ ) заряжена положительно, периферийная часть - отрицательно.

Рис.2. Распределение электрического заряда в нейтроне и протоне

Т.е. нейтрон "намагничен" - имеет магнитный момент. Усредненный по объему электрический заряд нейтрона равен нулю. Полученные экспериментальные данные по структуре нуклона свидетельствуют о том, что нуклон имеет сложную внутреннюю структуру. По современным представлениям он состоит из кварков, взаимодействующих посредством обмена квантами сильного взаимодействия - глюонами. Форм-факторы других адронов  $\pi$ ,  $K$ ,  $\Delta$  нельзя измерить непосредственно. Их извлекают из более сложного анализа сечений упругого рассеяния электронов, нуклонов и  $\pi$ -мезонов на нуклоне. Из этих данных следует, что адроны не являются точечными частицами, их размеры сравнимы с размерами нуклона.

В частности данные по распределению электрического заряда  $\pi$  и  $K$ -мезонов получены из анализа углового распределения электронов, образующихся при рассеянии  $\pi$  и  $K$ -мезонов на атомах водорода. В случае  $\pi$  и  $K$ -мезонов магнитный формфактор равен нулю, т.к. у этих частиц нулевые спины.  $Q^2$  зависимость электрического формфактора имеет вид  $G_E(Q^2) = (1 + Q^2/a^2 \hbar^2)^{-1}$ ,  $a^2 = 6/\langle r^2 \rangle$ .

Отсюда

$$\langle r^2 \rangle_{\pi} = 0.44 \pm 0.02 \text{ Фм}^2, \quad (\langle r^2 \rangle_{\pi})^{1/2} = 0.67 \pm 0.02 \text{ Фм};$$

$$\langle r^2 \rangle_K = 0.34 \pm 0.05 \text{ Фм}^2, \quad (\langle r^2 \rangle_K)^{1/2} = 0.58 \pm 0.04 \text{ Фм}$$

Различие в  $Q^2$  зависимости электрических формфакторов нуклонов и  $\pi$  и  $K$ -мезонов определяется их внутренней структурой. Известно, что протон и нейтрон состоят из трех кварков  $p(uud)$  и  $n(udd)$ , в то время как  $\pi$  и  $K$ -мезоны из кварка и антикварка. Различие в

радиусах  $\pi$  и К-мезонов определяется массами составляющих их кварков. С увеличением массы кварка радиус взаимодействия уменьшается.

## Масса и энергия связи ядра

**Масса ядра** измеряется в атомных единицах массы (а.е.м). За одну атомную единицу массы принимается 1/12 часть массы нейтрального атома углерода  $^{12}\text{C}$ :

$$1 \text{ а.е.м} = 1.6606 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

А.е.м. выражается через энергетические единицы:

$$1 \text{ а.е.м} = 1.510^{-3} \text{ эрг} = 1.510^{-10} \text{ Дж} = 931.49 \text{ МэВ}$$

Масса ядра всегда меньше суммы масс составляющих его нуклонов.

**Энергия связи ядра**  $E_{\text{св}}(A, Z)$  это минимальная энергия, необходимая, чтобы развалить ядро на отдельные, составляющие его нуклоны.

$$E_{\text{св}}(A, Z) = [Z m_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)]c^2,$$

где  $Z$  - число протонов,  $(A - Z)$  - число нейтронов,  $m_p$  - масса протона,  $m_n$  - масса нейтрона,

$M(A, Z)$  - масса ядра с массовым числом  $A$  и зарядом  $Z$ .

Энергия связи ядра, выраженная через массу атома  $M_{\text{ат}}$ , имеет вид:

$$E_{\text{св}}(A, Z) = [Zm_H + (A - Z)m_n - M_{\text{ат}}(A, Z) - Zm_e]c^2,$$

где  $m_H$  - масса атома водорода,  $m_e$  - масса электрона

**Удельная энергия связи ядра**  $\epsilon(A, Z)$  это энергия связи, приходящаяся на один нуклон

$$\epsilon(A, Z) = E_{\text{св}}(A, Z) / A.$$

На рис. 1 показана зависимость удельной энергии связи ядра

$\epsilon$  от числа нуклонов  $A$ . Видно, что наиболее сильно связаны ядра в районе железа и никеля ( $A \simeq 55-60$ ). Такой ход

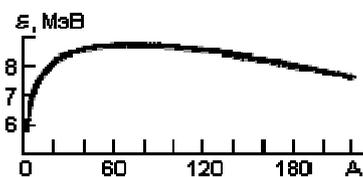
зависимости  $\epsilon(A)$  показывает, что для легких ядер энергетически выгодны реакции синтеза

более тяжелых ядер, а тяжелых - деление на более легкие осколки.

**Избыток масс (дефект масс)**  $\Delta$  связан с массой атома  $M_{\text{ат}}(A, Z)$  и массовым числом  $A$  соотношением:

$$\Delta = M_{\text{ат}}(A, Z) - A.$$

Наиболее устойчивы ядра, у которых магическое число протонов или нейтронов.



**Магические числа**

n	2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184
p	2, 8, 20, 28, 50, 82, 114

### Капельная модель. Формула Вайцеккера для энергии связи ядер

В капельной модели ядро рассматривается как сферическая капля несжимаемой заряженной ядерной жидкости радиуса  $R = r_0 A^{1/3}$ . То есть в энергии связи ядра учитываются объемная, поверхностная и кулоновская энергии. Дополнительно учитываются выходящие за рамки чисто капельных представлений энергия симметрии и энергия спаривания. В рамках этой модели можно получить полуэмпирическую формулу Вайцеккера для энергии связи ядра.

$$E_{\text{св}}(A, Z) = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 / A^{1/3} - a_4 (A/2 - Z)^2 / A + a_5 A^{-3/4}.$$

Первое слагаемое в энергии связи ядра, подобного жидкой капле, пропорционально массовому числу  $A$  и описывает примерное постоянство удельной энергии связи ядер.

Второе слагаемое - поверхностная энергия ядра уменьшает полную энергию связи, так как нуклоны, находящиеся на поверхности имеют меньше связей, чем частицы внутри ядра. Это аналог поверхностного натяжения.

Третье слагаемое в энергии связи обусловлено кулоновским взаимодействием протонов. В капельной модели предполагается, что электрический заряд протонов равномерно распределен внутри сферы радиуса  $R = r_0 A^{1/3}$ .

Четвертое слагаемое - энергия симметрии ядра отражает тенденцию к стабильности ядер с  $N = Z$ .

Пятое слагаемое - энергия спаривания учитывает повышенную стабильность основных состояний ядер с четным числом протонов и/или нейтронов.

Входящие в формулу коэффициенты  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$ ,  $a_4$  и  $a_5$  оцениваются из экспериментальных данных по энергиям связи ядер, что дает

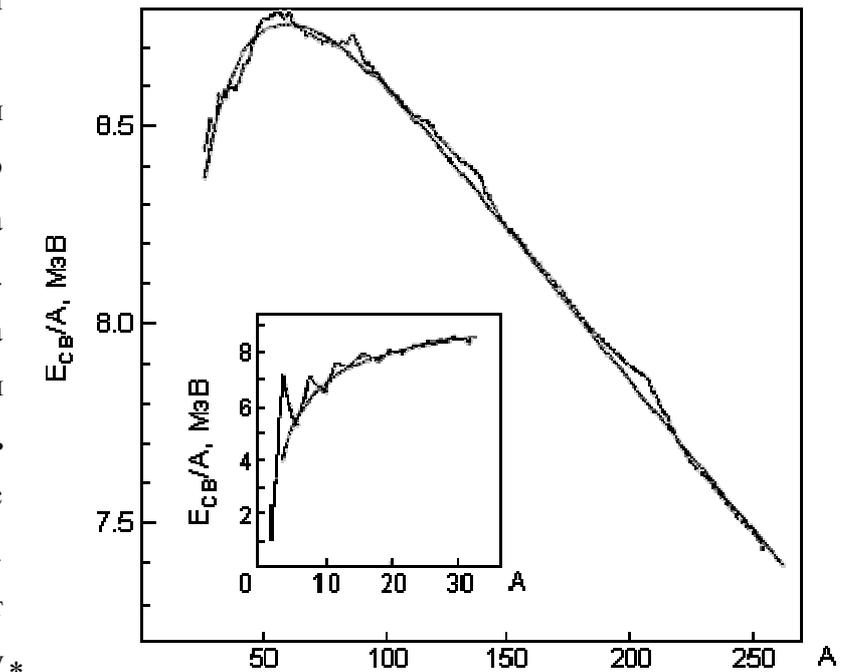
$$a_1 = 15.75 \text{ МэВ}; a_2 = 17.8 \text{ МэВ}; a_3 = 0.71 \text{ МэВ}; a_4 = 94.8 \text{ МэВ};$$

$$a_5 = \begin{cases} + 34 \text{ МэВ} & \text{для четно - четных ядер} \\ 0 \text{ МэВ} & \text{для нечетных ядер} \\ - 34 \text{ МэВ} & \text{для нечетно - нечетных ядер} \end{cases}$$

На рисунке показаны экспериментальные значения удельной энергии связи  $\varepsilon = E_{св}/A$  и расчет по формуле Вайцеккера (плавная кривая).

Формула Вайцеккера позволяет по заданным значениям  $A$  и  $Z$  вычислять энергию связи ядра с погрешностью  $\sim 10$  МэВ. При  $A \approx 100$  это дает относительную ошибку  $\sim 10^{-2}$ .

Наибольшее расхождение между экспериментально



Экспериментальные значения удельной энергии связи и расчет по формуле Вейцеккера

измеренными величинами энергии связи ядра и расчетами по формуле Вайцеккера наблюдается в области магических чисел. Это объясняется тем, что в капельной модели не учитываются неоднородности распределения ядерной материи, обусловленные оболочечной структурой атомных ядер.

## Спин ядра

Собственный момент количества движения - спин нуклона  $1/2$ . Его величина дается соотношением.

$$s = \hbar [1/2(1/2 + 1)]^{1/2}.$$

Полный момент количества движения ядра  $\vec{J}$ , который также называют спином ядра, получается в результате сложения спинов и орбитальных моментов составляющих это ядро нуклонов

$$\vec{J} = \vec{s}_1 + \dots + \vec{s}_i + \vec{l}_1 + \dots + \vec{l}_i, \quad i = A.$$

Величина спина ядра дается соотношением

$$J = \hbar [1/2(1/2 + 1)]^{1/2}.$$

Проекция спина  $J_3$  в единицах  $\hbar$  принимает значения

$$J_3 = +J, +(J - 1), \dots, 1/2 \quad \text{для полуцелых } J,$$

$$J_3 = +J, +(J - 1), \dots, 0 \quad \text{для целых } J.$$

### Спин ядра и моменты нуклонов

Основное и возбужденные состояния ядра и других квантовых систем характеризуется значениями моментов количества движения. Если ядро близко к сферическому, соответствующий ему гамильтониан коммутирует с оператором квадрата момента, что означает, что собственные значения этого оператора являются “хорошими квантовыми числами”, т.е. сохраняются. Как правило, ядерный гамильтониан коммутирует также с оператором проекции момента на одну из осей ( в качестве этой оси обычно выбирают ось z):

$$[\hat{H}, \hat{J}^2] = 0; [\hat{H}, \hat{J}_z^2] = 0 \quad (2.8)$$

Все перечисленные операторы действуют в пространстве волновых функций ядра  $\Psi$ :

$$\begin{aligned} \hat{J}^2 \Psi &= J(J + 1) \Psi; \\ \hat{J}_z \Psi &= m \Psi, \\ m &= -J, -J + 1, \dots, J - 1, J \end{aligned} \quad (2.9)$$

Спином ядра называется максимальное собственное значение проекции момента на ось, т.е. величина  $J$ . Спины и моменты частиц и ядер измеряются в единицах  $\hbar$ . Спин нуклона, т.е.его момент в системе координат, связанной с ним, равен 1/2. Частицы с полуцелыми значениями спинов называются фермионами.

Полный момент количества движения нуклона в ядре складывается из его спина и орбитального момента относительно центра ядра:

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s} = \vec{l} + \frac{\vec{1}}{2} \quad (2.10)$$

Спин ядра - результат сложения моментов нуклонов ядра :

$$\vec{J} = \sum_1^A \vec{j}_i = \sum_1^A (\vec{l}_i + \vec{s}_i) = \vec{L} + \vec{S} \quad (2.11)$$

Сложение квантовых векторов происходит по следующим правилам. Если вектор  $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$  то его величина (т.е. максимальная проекция на выделенную ось в единицах  $\hbar$ ), может принимать следующий ряд значений:

$$F = |\vec{J} - \vec{I}|, |\vec{J} - \vec{I} + 1|, \dots, \vec{J} + \vec{I} - 1, \vec{J} + \vec{I} \quad (2.12)$$

Подчеркнем еще раз, что результаты сложения квантовых векторов отличаются от результатов сложения векторов в классической физике. Квантовый вектор может пробегать лишь дискретный ряд значений (через единицу). Число разных возможных значений вектора  $F$  зависит от того, какой из входящих в него векторов больше. Число значений в наборе (2.12) равно  $2R_{\min} + 1$ , где  $R_{\min}$  - наименьший из векторов  $\vec{J}, \vec{I}$

**Задача** Найти возможные значения полного момента  $j$  нейтрона с орбитальным моментом 3. Определить для каждого значения полного момента все возможные значения проекции на выделенную ось.

$$\vec{j} = \vec{I} + \frac{\vec{I}}{2} = \vec{3} + \frac{\vec{I}}{2} = \frac{5}{2}, \frac{7}{2}$$

Для  $j = 5/2$   $m_j = -5/2, -3/2, -1/2, +1/2, +3/2, +5/2$ . (6 значений,  $6 = (5/2) + 1$ )

Для  $j = 7/2$   $m_j = -7/2, -5/2, -3/2, -1/2, +1/2, +3/2, +5/2, +7/2$  (8 значений,  $8 = 2(7/2) + 1$ ).

**Задача** Определить возможные значения спина ядра, состоящего из двух протонов и двух нейтронов в состояниях с орбитальными моментами, равными нулю. Считать все нуклоны находящимися в одном (низшем из возможных) энергетическом состоянии.

Поскольку полные моменты всех нуклонов в данном случае равны по  $1/2$ , возможные значения суммы четырех векторов

$$\vec{J} = \sum_1^4 \frac{\vec{I}}{2} = 0, \vec{1}, \vec{2}.$$

Однако в физике реализуется только первое из этих значений, т.е. 0. Здесь (как и в физике атома) проявляется действие принципа Паули. Согласно принципу Паули, фермионы любой системы должны находиться в разных квантовых состояниях. (Иными словами, фермионы не могут иметь совпадающие наборы квантовых чисел).

В данном случае два нейтрона с одинаковой энергией и одинаковыми (нулевыми) значениями орбитального момента должны иметь разные значения проекции спина на выделенную ось, т.е.  $+1/2$  и  $-1/2$ . Сумма спинов нейтронов в этом случае равна 0. Эта же ситуация реализуется для двух протонов. Поэтому суммарный момент такой четверки нуклонов - т.е. ядра  ${}^4\text{He}$  - равен 0.

### Четность ядерных состояний.

Волновая функция ядра является функцией координат составляющих его нуклонов. Переход от выбранной системы координат к системе, соответствующей зеркальному отражению всех координатных осей, приводит к преобразованию волновой функции системы. Оператор пространственного отражения

$$\begin{aligned}\hat{P}\Psi(\vec{r}) &= \Psi(-\vec{r}) = p\Psi(\vec{r}) \\ \hat{P}\Psi(\vec{r}) &= p^2\Psi(\vec{r}) = \Psi(\vec{r}); \quad p = \pm 1\end{aligned}\tag{2.13}$$

Если гамильтониан системы коммутирует с оператором пространственного отражения, четность системы является “хорошим квантовым числом”, т.е. сохраняется. Для сильных и электромагнитных взаимодействий это выполняется, поэтому (с точностью до малых добавок, связанных со слабыми взаимодействиями) ядерные состояния имеют определенную четность. Принято указывать одновременно спин и четность ядерного состояния в форме  $J^P$ .

Например, в основном состоянии дейтрона (системы нейтрон-протон)  $J^P = 1^+$ . Четность системы частиц является произведением собственных четностей частиц и четности, соответствующей их орбитальному движению. Собственная четность нуклонов  $+1$ . Четность орбитального движения частицы с орбитальным моментом  $l$  равна  $P = (-1)^l$ . Для системы нуклонов

$$P = P_i = (-1)^{\sum l_i}\tag{2.14}$$

**Задача** Доказать, что орбитальный момент дейтрона может принимать только два значения: 0 либо 2.

Четность дейтрона положительна,  $(-1)^L = 1$ , следовательно  $L$  - четное число. Спин дейтрона равен 1. Суммарный спин двух нуклонов может принимать значения либо 0, либо 1.

$$\vec{J} = \sum_1^A \vec{j}_i = \sum_1^A (\vec{l}_i + \vec{s}_i) = \vec{L} + \vec{S} = 1$$

Четному значению орбитального момента может соответствовать только суммарный спин 1. Поэтому значение орбитального момента есть результат вычитания (или сложения, что в случае векторов идентично) вектора полного момента и вектора спина:

### Электрический квадрупольный момент и форма ядра

Внутренний электрический квадрупольный момент ядра  $Q_0$  измеряется в системе координат ядра. Величина внешнего электрического квадрупольного момента ядер  $Q$  измеряется в лабораторной системе координат. Для аксиально-симметричного относительно оси  $z$  ядра электрическим квадрупольным моментом ядра называется величина, определяемая соотношением

$$Q_0 = \frac{1}{e} \int (3z^2 - r^2) \rho(\vec{r}) dv$$

где  $\rho(r)$  - плотность заряда в точке  $r$  внутри ядра.

$Q_0$  характеризует отличие распределения заряда ядра от сферически симметричного. Для сферически симметричного ядра  $Q_0 = 0$ . При  $Q_0 < 0$ , ядро является сплюснутым вдоль оси  $z$  эллипсоидом, при  $Q_0 > 0$  ядро - вытянутый вдоль оси  $z$  эллипсоид.

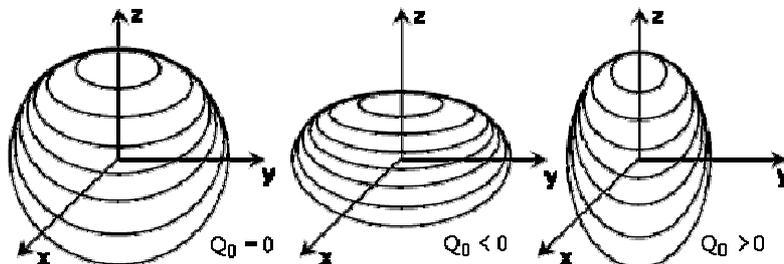


Рис.1. Формы ядер и их электрические квадрупольные моменты

Внешний электрический квадрупольный момент  $Q$  связан с внутренним электрическим квадрупольным моментом  $Q_0$  соотношением

$$Q = \frac{J(2J - 1)}{(J + 1)(2J + 3)} Q_0,$$

где  $J$  - спин ядра.

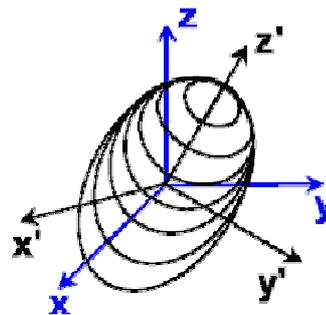


Рис.2. Оси  $x', y', z'$  совпадают с главными осями ядра,  $x, y, z$  совпадают с главными осями градиента поля

Величина квадрупольного момента измеряется в барнах ( $1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$ ). Ниже представлена зависимость квадрупольных моментов ядер от числа протонов в ядре. Для магических чисел квадрупольные моменты близки к нулю.

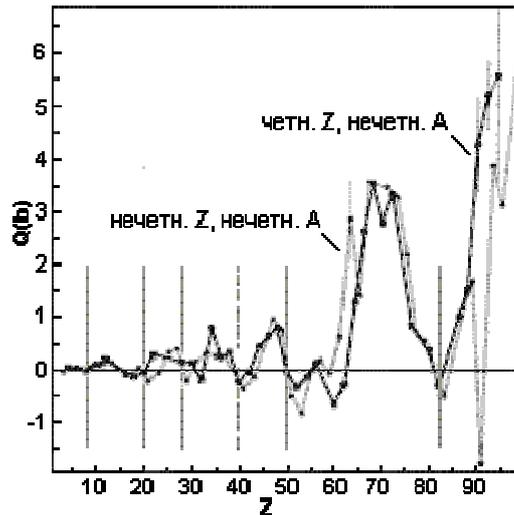


Рис. 3. Зависимость электрических квадрупольных моментов ядер от числа протонов в ядре

### Магнитный дипольный момент ядра

Магнитный дипольный момент ядра  $\vec{\mu}$  определяет энергию взаимодействия ядра  $E$  с однородным магнитным полем  $\vec{H}$ . Магнитные моменты нуклонов и ядер измеряются в ядерных магнетонах -  $\mu_N$ .

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 3.15 \cdot 10^{-18} \frac{\text{МэВ}}{\text{Гс}},$$

где  $m_p$  - масса протона.  $\mu_N$  в  $m_p/m_e = 1836$  раз меньше магнетона Бора  $\mu_B$ .

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 5.79 \cdot 10^{-15} \frac{\text{МэВ}}{\text{Гс}}.$$

Магнитный момент ядра определяется спиновым  $\vec{s}_i$  и орбитальным  $\vec{l}_i$  моментами нуклонов.

$$\vec{\mu}_Я = \mu_N \sum_{i=1}^A (g_l^i \vec{l}_i + g_s^i \vec{s}_i),$$

где  $g_l$ ,  $g_s$  - орбитальное и спиновое гиромагнитные отношения.

### Гиромагнитные отношения для нуклонов

$$g_l \qquad g_s$$

протон	1	5.58550
нейтрон	0	3.82629

Дирак показал, что для точечной заряженной частицы со спином  $1/2$  спиновое гиромагнитное отношение  $g_s$  должно быть равно 2. Спиновое гиромагнитное отношение для нейтральной частицы 0. Отличие  $g_{sp}$  от 2 и  $g_{sn}$  от 0, говорит о неточности нуклонов. Спиновые магнитные моменты протона  $\mu_p$  и нейтрона  $\mu_n$  следующие

$$\mu_p = g_{sp} \mu_N / 2 = 2.79275 \mu_N,$$

$$\mu_n = g_{sn} \mu_N / 2 = -1.91348 \mu_N.$$

В таблице приведены спины и магнитные моменты некоторых ядер

Таблица. Спины и магнитные моменты некоторых ядер

Ядро	Z	Спин в единицах $\hbar$	Магнитный момент в ядерных магнетонах
$^2\text{H}$	1	1	0.8574
$^3\text{H}$	1	1/2	2.9789
$^3\text{He}$	2	1/2	-2.1275
$^4\text{He}$	2	0	0
$^{14}\text{N}$	7	1	0.406
$^{57}\text{Fe}$	26	1/2	0.0905
$^{63}\text{Cu}$	29	3/2	2.2260
$^{180}\text{Hf}$	72	0	0
$^{185}\text{Re}$	75	5/2	3.1716
$^{241}\text{Pu}$	94	5/2	-0.730

Отрицательные значения магнитного момента означает, что спин ядра и его магнитный момент направлены в противоположные стороны.

### Изоспин ядер. Изоспиновые мультиплеты

Изоспин ядра равен векторной сумме изоспинов всех его нуклонов  $\vec{I}_n$ .

$$\vec{I} = \sum_{n=1}^A \vec{I}_n.$$

Таким образом, диапазон возможных значений изоспина ядра

$$|(N-Z)/2| \leq I \leq A/2.$$

Изоспин ядра в основном состоянии равен алгебраической сумме изоспинов его нуклонов

$$I_{gs} = |I_z| = |(N - Z)/2|$$

Изоспин сохраняется только в сильных взаимодействиях. В электромагнитных взаимодействиях сохраняется проекция изоспина.

Изомультиплеты в атомных ядрах формируют уровни ядер с одинаковым числом нуклонов. На рис. 1 показаны энергетические уровни в зеркальных ядрах  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ , составляющие изоспиновые дублеты ( $I = 1/2$ ).

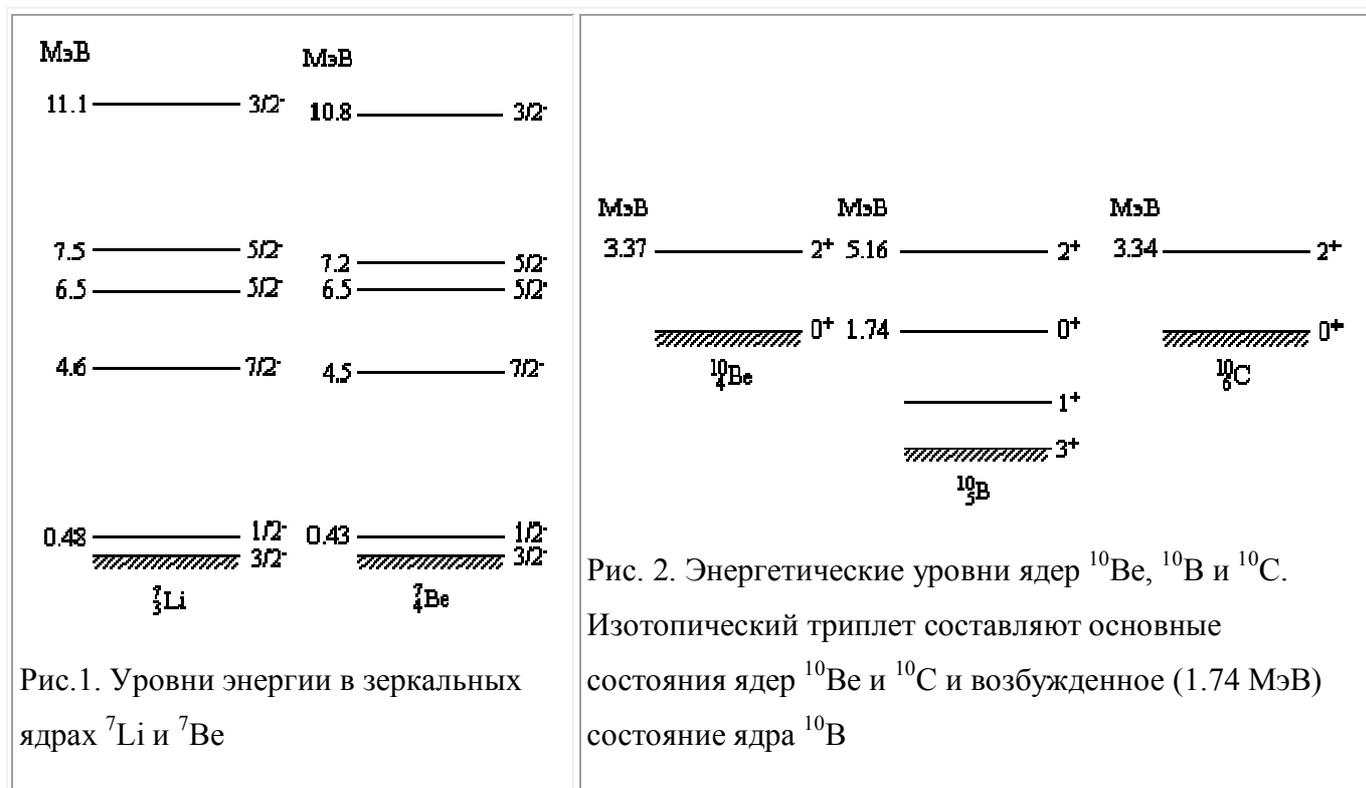


Рис. 1. Уровни энергии в зеркальных ядрах  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$

Рис. 2. Энергетические уровни ядер  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  и  ${}^{10}\text{C}$ . Изотопический триплет составляют основные состояния ядер  ${}^{10}\text{Be}$  и  ${}^{10}\text{C}$  и возбужденное (1.74 МэВ) состояние ядра  ${}^{10}\text{B}$

На рис. 2 показаны энергетические уровни ядер  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  и  ${}^{10}\text{C}$ . Здесь изотопический триплет составляют основные состояния ядер  ${}^{10}\text{Be}$  и  ${}^{10}\text{C}$  и возбужденное состояние ядра  ${}^{10}\text{B}$ . На рис. 3 схематически показано заполнение одночастичных состояний для основных состояний ядер  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  и  ${}^{10}\text{C}$  и возбужденного (1.74 МэВ) состояния ядра  ${}^{10}\text{B}$ .

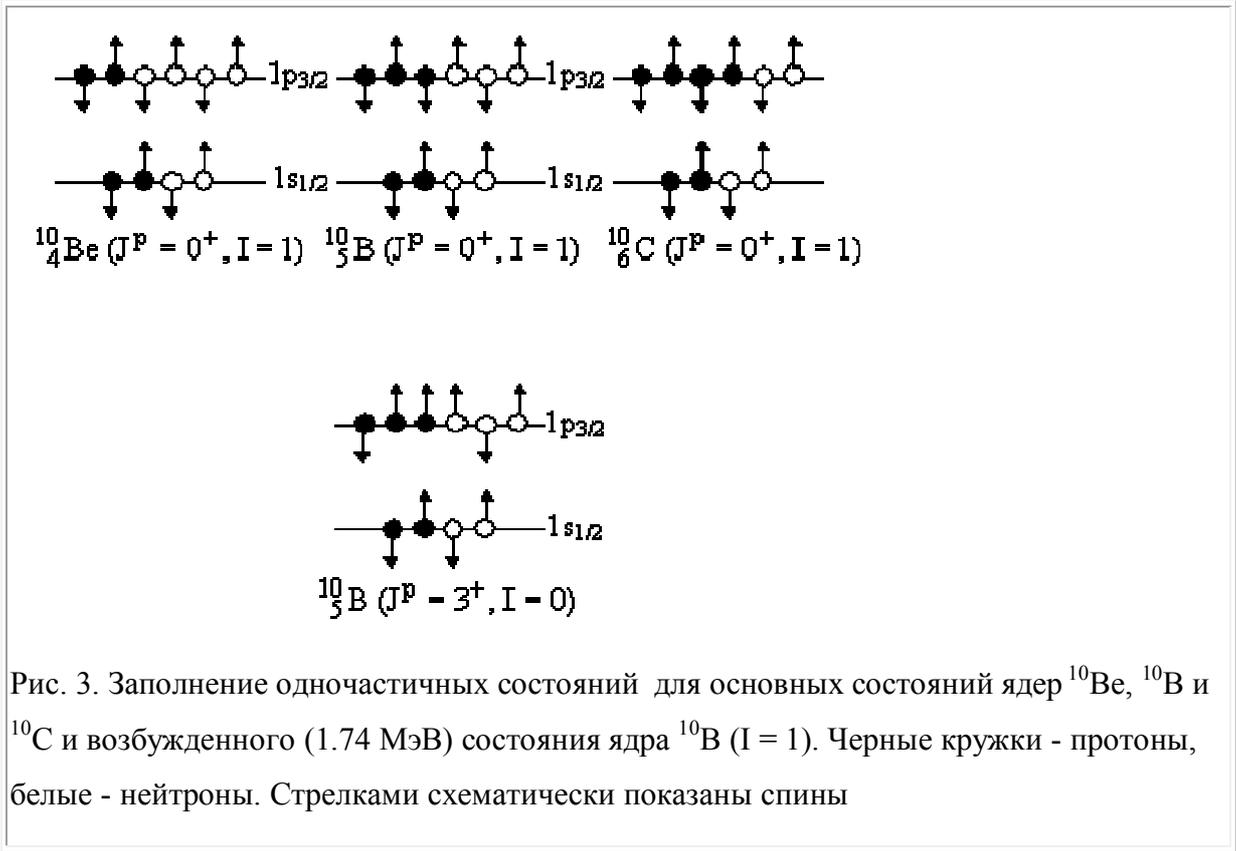


Рис. 3. Заполнение одночастичных состояний для основных состояний ядер  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$  и  $^{10}\text{C}$  и возбужденного (1.74 МэВ) состояния ядра  $^{10}\text{B}$  ( $I = 1$ ). Черные кружки - протоны, белые - нейтроны. Стрелками схематически показаны спины

### Естественная радиоактивность

Естественная радиоактивность обусловлена радиоактивными изотопами (нуклидами) - естественными радионуклидами, содержащимися в земной коре и гидросфере и образовавшимися в результате нуклеосинтеза еще при возникновении Земли и не распавшихся до настоящего времени (премордиальные радионуклиды). Периоды полураспада премордиальных нуклидов сопоставимы с возрастом Земли; в результате ядерных реакций под действием первичных и вторичных космических лучей, постоянно идущих в атмосфере, а частично также в литосфере и в метеоритах (космогенные радионуклиды). Например  $^{14}\text{N}(n, ^3\text{H})^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}(p, n)$ .

Премордиальные нуклиды  $^{236}\text{U}$  ( $A = 4n$ ),  $^{238}\text{U}$  ( $A = 4n + 2$ ),  $^{235}\text{U}$  ( $A = 4n + 3$ ) образуют 3 радиоактивных семейства (ряда) последовательных распадов. К ним с некоторой натяжкой, так как изотопы этого ряда успели распастись за время существования Земли, можно отнести четвертый ряд, который начинается с  $^{237}\text{Np}$  ( $A = 4n + 1$ ). В радиоактивных семействах альфа-распады перемежаются бета-распадами, так как при альфа-распадах конечные ядра оказываются все дальше от линии бета-стабильности, т.е. перегружены нейтронами. При уменьшении массового числа для бета-стабильных ядер отношение количества нейтронов и протонов должно уменьшаться. После ряда последовательных распадов образуются стабильные ядра с близким или равным магическим числам количеством протонов и

нейтронов ( $Z=82$ ,  $N=126$ ) соответственно  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ . Кроме того, к естественным радионуклидам относятся и долгоживущие радионуклиды середины таблицы Менделеева  $^{40}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  и др.. Из космогенных радионуклидов основной вклад в естественную радиоактивность вносят тритий ( $^3\text{H}$ ) (общий запас трития в биосфере  $-1.3 \cdot 10^{18}$  Бк.) и  $^{14}\text{C}$  (общее содержание  $8.5 \cdot 10^{18}$  Бк). Вклад других космогенных радионуклидов заметно меньше. Космогенные радионуклиды используются для датировки, в частности в археологии (радиоуглеродный метод) и науках о Земле, а также в космофизике для определения интенсивности космических лучей в далеком прошлом. В естественную радиоактивность вносят вклад также продукты спонтанного деления урана и тория, однако из-за его малой вероятности этот вклад пренебрежимо мал по сравнению с радиоактивностью техногенного происхождения.

### Радиоактивные ряды

В естественных условиях на Земле существует около 40 альфа-радиоактивных изотопов. Они объединены в три радиоактивных ряда, которые начинаются с  $^{236}\text{U}$  ( $^{232}\text{Th}$ ) ( $A = 4n$ ),  $^{238}\text{U}$  ( $A = 4n + 2$ ),  $^{235}\text{U}$  ( $A = 4n + 3$ ). К ним можно с некоторой натяжкой, так как изотопы этого ряда успели распасться за время существования Земли, отнести четвертый ряд, который начинается с  $^{237}\text{Np}$  ( $A = 4n + 1$ ). После ряда последовательных распадов образуются стабильные ядра с близким или равным магическим числам количеству протонов и нейтронов ( $Z = 82$ ,  $N = 126$ ) соответственно  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ . Альфа-распады перемежаются бета-распадами, так как при альфа-распадах конечные ядра оказываются все дальше от линии бета-стабильности, т.е. перегружены нейтронами. При уменьшении массового числа для бета-стабильных ядер отношение количества нейтронов и протонов должно уменьшаться.

### Альфа-распад

Альфа-распад - распад атомных ядер, сопровождающийся испусканием альфа-частиц (ядер  $^4\text{He}$ ). Часть изотопов могут самопроизвольно испускать альфа-частицы (испытывать альфа-распад), т.е. являются альфа-радиоактивными. Альфа-радиоактивность за редким исключением (например  $^8\text{Be}$ ) не встречается среди легких и средних ядер. Подавляющее большинство альфа-радиоактивных изотопов (более 200) расположены в периодической системе в области тяжелых ядер. (Известно также около 20 альфа-радиоактивных изотопов среди редкоземельных элементов, кроме того, альфа-радиоактивность характерна для ядер, находящихся вблизи границы протонной стабильности.) Это связано с тем, что альфа-распад связан с кулоновским отталкиванием, которое возрастает по мере увеличения размеров ядер быстрее (как  $Z^2$ ), чем ядерные силы притяжения, которые растут линейно с ростом

массового числа  $A$ . Для того, чтобы ядро было альфа-радиоактивным необходимо, чтобы было выполнено условие, являющееся следствием закона сохранения энергии

$$M(A,Z) > M(A-4,Z-2) + M_a, \quad (12)$$

где  $M(A,Z)$  и  $M(A-4,Z-2)$  - массы покоя исходного и конечного ядер соответственно,  $M_a$  - масса альфа-частицы. При этом в результате распада конечное ядро и альфа-частица приобретают суммарную кинетическую энергию

$$Q_a = (M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - M_a) c^2, \quad (13)$$

которая называется энергией альфа-распада. Ядра могут испытывать альфа-распад также на возбужденные состояния конечных ядер и из возбужденных состояний начальных ядер. Поэтому соотношение для энергии альфа-распада можно обобщить следующим образом

$$Q_a = (M(A,Z) - M(A-4,Z-2) - M_a) c^2 + \dots, \quad (14)$$

где  $E_i$  и  $E_f$  - энергии возбуждения начального и конечного ядер соответственно. Альфа-частицы, возникающие в результате распада возбужденных состояний, получили название длиннопробежных. Для большинства ядер с  $A > 190$  и для многих ядер с  $150 < A < 190$  условие (12) выполняется, однако далеко не все они считаются альфа-радиоактивными. Дело в том, что современные экспериментальные возможности не позволяют обнаружить альфа-радиоактивность для нуклидов с периодом полураспада большим, чем  $10^{16}$  лет. Кроме того, часть "потенциально" альфа-радиоактивных ядер испытывают также бета-распад, который сильно конкурирует с альфа-распадом.

В естественных условиях на Земле существует около 40 альфа-радиоактивных изотопов. Они объединены в три радиоактивных ряда, которые начинаются с  $^{236}\text{U}$  ( $A = 4n$ ),  $^{238}\text{U}$  ( $A = 4n+2$ ),  $^{235}\text{U}$  ( $A = 4n+3$ ). К ним можно с некоторой натяжкой, так как изотопы этого ряда успели распасться за время существования Земли, отнести четвертый ряд, который начинается с  $^{237}\text{Np}$  ( $A = 4n+1$ ).

После ряда последовательных распадов образуются стабильные ядра с близким или равным магическим числам количеством протонов и нейтронов ( $Z=82$ ,  $N=126$ ) соответственно  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ . Альфа-распады перемежаются бета-распадами, так как при альфа-распадах конечные ядра оказываются все дальше от линии бета-стабильности, т.е. перегружены нейтронами. При уменьшении массового числа для бета-стабильных ядер отношение количества нейтронов и протонов должно уменьшаться. Периоды полураспада известных альфа-радиоактивных нуклидов варьируются от 0.298 мкс

для  $^{212}\text{Po}$  до  $(2 - 5) \cdot 10^{15}$  лет для  $^{142}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Ne}$ ,  $^{174}\text{Hf}$ . Энергия альфа-частиц, испускаемых тяжелыми ядрами из основных состояний, составляет 4 - 9 МэВ, ядрами редкоземельных элементов 2 - 4.5 МэВ. Важным свойством альфа-распада является то, что при небольшом изменении энергии альфа-частиц периоды полураспада меняются на многие порядки. Так у  $^{232}\text{Th}$   $Q_\alpha = 4.08$  МэВ,  $T_{1/2} = 1.41 \cdot 10^{10}$  лет, а у  $^{218}\text{Th}$   $Q_\alpha = 9.85$  МэВ,  $T_{1/2} = 10$  мкс. Изменению энергии в 2 раза соответствует изменение в периоде полураспада на 24 порядка. Для четно-четных изотопов одного элемента зависимость периода полураспада от энергии альфа-распада хорошо описывается эмпирическим законом Гейгера - Неттола

$$\lg T_{1/2} = A + B/(Q_\alpha)^{1/2}, \quad (15)$$

где **A** и **B** - константы слабо зависящие от **Z**. Для нечетно-четных, четно-нечетных и нечетно-нечетных ядер общая тенденция сохраняется, но их периоды полураспада в 2 - 1000 раз больше, чем для четно-четных ядер с данными **Z** и  $Q_\alpha$ .

Сильную зависимость вероятности альфа-распада от энергии удалось в 1928 г. объяснить Г. Гамову и независимо от него Г. Герни и Э. Кондону. Рассмотрим простую модель альфа-распада. Предполагается, что альфа-частица движется в сферической области, определяемой остаточным ядром. Т.е. в этой модели предполагается, что альфа-частица постоянно существует в ядре. Вероятность альфа-распада равна произведению вероятности найти альфа-частицу на границе ядра **f** на вероятность ее прохождения через потенциальный барьер **D** (прозрачность барьера)

$$fD = \ln 2 / T_{1/2} \quad (16)$$

Можно отождествить **f** с числом соударений в единицу времени, которые испытывает альфа-частица о внутренние границы барьера, тогда

$$f = \frac{v}{2R} \cong \frac{v}{2r_0 A^{1/3}} \cong \frac{c}{2r_0 A^{1/3}} \left[ \frac{2(T_\alpha + V_0)}{\mu_\alpha c^2} \right]^{1/2}, \quad (17)$$

где **v** - скорость альфа-частицы внутри ядра,  $\mu_\alpha$  - приведенная масса альфа-частицы

$E_\alpha$  - относительная энергия альфа-частицы

Подставив  $V_0 = 35$  МэВ  $E_\alpha = 5$  МэВ, получим для ядер с  $A \approx 200$ ,  $f \approx 10^{21} \text{ c}^{-1}$ .

На рис.5 показана зависимость потенциальной энергии между альфа-частицей и остаточным ядром от расстояния между их центрами. Кулоновский потенциал обрывается на

расстоянии  $R$ , которое приблизительно равно радиусу остаточного ядра. Оценим высоту кулоновского барьера  $V_k$

$$V_k = \frac{zZe^2}{R} \cong \frac{zZe^2}{r_0 A^{1/3}} \cong \frac{2Z}{A^{1/3}}, \quad (18)$$

Здесь  $Z$  и  $z$  - заряды (в единицах заряда электрона  $e$ ) остаточного ядра и альфа-частицы соответственно. Например для  $^{238}\text{U}$   $V_k \approx 30$  МэВ.

Можно выделить три области.

$r < R$  - сферическая потенциальная яма глубиной  $V_0$ . В классической механике альфа-частица с кинетической энергией  $E_a + V_0$  может двигаться в этой области, но не способна ее покинуть. В этой области существенно сильное взаимодействие между альфа-частицей и остаточным ядром.

$R < r < r_e$  - область потенциального барьера, в которой потенциальная энергия больше энергии альфа-частицы, т.е. это область запрещенная для классической частицы.

$r > r_e$  - область вне потенциального барьера. В квантовой механике возможно прохождение альфа-частицы сквозь барьер (туннелирование), однако вероятность этого весьма мала.

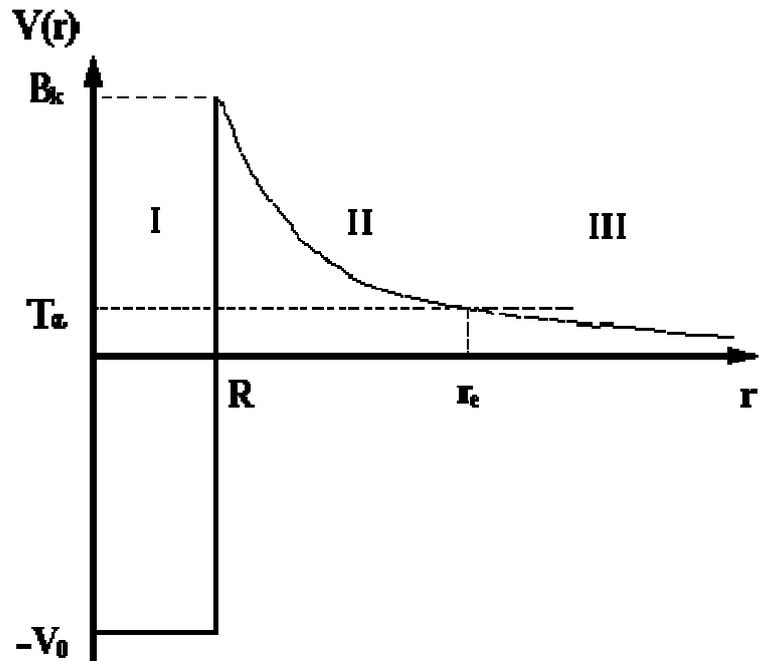


Рис. 5

*(Аналогично влияние кулоновского барьера и в случае ядерной реакции, когда альфа-частица подлетает к ядру. Если ее энергия меньше высоты кулоновского барьера, она скорее всего*

*рассеется кулоновским полем ядра, не проникнув в него и не вызвав ядерной реакции. Вероятность таких подбарьерных реакций очень мала.)*

Квантово-механическое решение задачи о прохождении частицы через потенциальный барьер дает для вероятности прохождения (коэффициента прозрачности барьера)  $D$

$$D = e^{-2G}, \quad (19)$$

где  $G$ - фактор Гамова.

Из выражений (16), (17) и (23) можно получить приведенную выше зависимость  $T_{1/2}$  от  $Q_\alpha$  ( $Q_\alpha = E_\alpha$ ) (15). формулам периоды полураспада передают важнейшую закономерность альфа-распада - сильную зависимость  $T_{1/2}$  от  $E_\alpha$ . При изменении периодов полураспада более чем на 20 порядков отличия экспериментальных значений от расчетных всего 1-2 порядка. Конечно, такие расхождения все же довольно велики. Где их источник и как надо усовершенствовать теорию, чтобы эти расхождения с экспериментом уменьшить? Какие факторы должны быть дополнительно учтены?

Приведенные выше формулы описывают эмиссию альфа-частиц с нулевым орбитальным моментом  $l$ . Однако возможен распад и с ненулевым орбитальным моментом, более того, в ряде случаев распад с  $l = 0$  запрещен законами сохранения. В этом случае к кулоновскому  $V_k(r)$  добавляется центробежный потенциал  $V_u(r)$

$$V(r) = V_k(r) + V_u(r), \quad (20)$$

Хотя высота центробежного барьера для тяжелых ядер при  $l = 8$  составляет всего около 10% от высоты кулоновского барьера и центробежный потенциал спадает быстрее, чем кулоновский, эффект вполне ощутим и для больших  $l$  может приводить к подавлению альфа-распада более, чем на 2 порядка.

Результаты расчетов прозрачности барьера весьма чувствительны к средним радиусам ядер  $R$ . Так изменение  $R$  всего на 4% приводит к изменению  $T_{1/2}$  в 5 раз. Между тем, ядра с  $A \geq 230$  могут быть сильно деформированы, что приводит к тому, что альфа-частицы охотнее вылетают вдоль большой оси эллипсоида, а средняя вероятность вылета отличается от таковой для сферического ядра. Большую чувствительность периодов полураспада от радиусов можно использовать, определяя радиусы ядер по экспериментальным значениям периодов полураспада.

Выше никак не учитывалась структура состояний начального и конечного ядер и тесно связанная с этим проблема образования альфа-частицы в ядре, вероятность которой

молчаливо полагалась равной 1. Для четно-четных ядер это приближение довольно хорошо описывает эксперимент. Однако, если перестройка структуры исходных ядер в конечные заметно затруднена, то необходимые для учета этих эффектов модификации предэкспоненциального множителя  $f$ , могут приводить к изменению расчетных значений приблизительно на два порядка.

## Бета-распад

Бета-распад - спонтанное превращение ядра  $(A, Z)$  в ядро-изобар  $(A, Z \pm 1)$  в результате испускания лептонов (электрон и антинейтрино, позитрон и нейтрино), либо поглощения электрона с испусканием нейтрино (e-захват).

В процессе  $\beta$ -распада выделяется энергия

$$Q_{\beta^-} = [M^{\text{я}}(A, Z) - M^{\text{я}}(A, Z+1) - m_e]c^2 \quad - \beta^- \text{-распад,}$$

$$Q_{\beta^+} = [M^{\text{я}}(A, Z) - M^{\text{я}}(A, Z-1) - m_e]c^2 \quad - \beta^+ \text{-распад,}$$

$$Q_{e^-} = [M^{\text{я}}(A, Z) + m_e - M^{\text{я}}(A, Z-1)]c^2 \quad - e \text{-захват,}$$

где  $M^{\text{я}}$  - массы ядер,  $m_e$  - масса электрона. Так как табулируются массы или избытки масс атомов, то для энергий бета-распадов можно записать

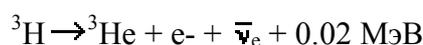
$$Q_{\beta^-} = [M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z+1)]c^2 \quad - \beta^- \text{-распад,}$$

$$Q_{\beta^+} = [M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z-1)]c^2 - 2m_e c^2 \quad - \beta^+ \text{-распад,}$$

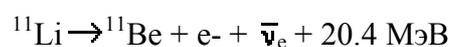
$$Q_{e^-} = [M^{\text{ат}}(A, Z) - M^{\text{ат}}(A, Z-1)]c^2 \quad - e \text{-захват,}$$

где  $M^{\text{ат}}$  - массы атомов. (Здесь мы пренебрегли разностью энергий связи электронов в начальном и конечном атомах.) Выделяющуюся в результате  $\beta$ -распада энергию в основном уносят легкие частицы - лептоны (электрон, электронное антинейтрино, позитрон, электронное нейтрино).

Энергии  $\beta$ -распада варьируются от 0.02 МэВ



до  $\sim 20$  МэВ



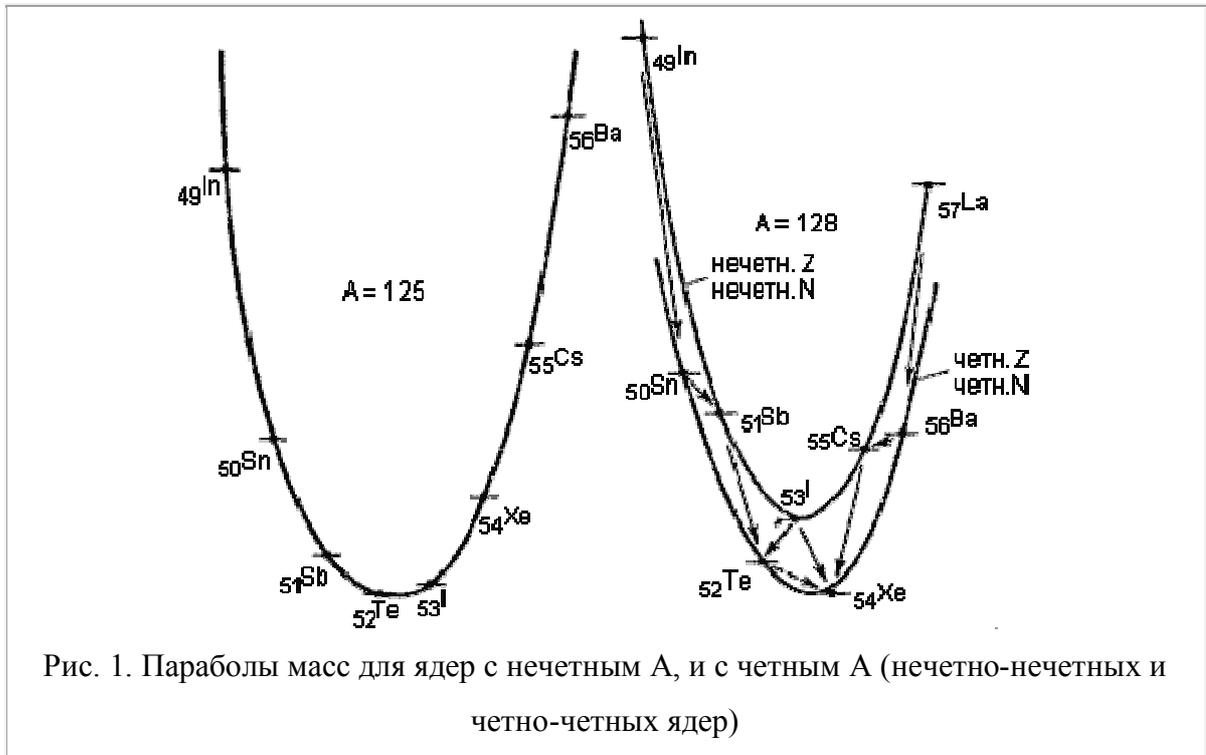
Периоды полураспада также изменяются в широком диапазоне от  $10^{-3}$  с до  $10^{16}$  лет.

Большие времена жизни  $\beta$ -радиоактивных ядер объясняются тем, что  $\beta$ -распад происходит в результате слабого взаимодействия.

Ядра, испытывающие  $\beta$ -распад, расположены по всей периодической системе элементов. Из формулы Вайцзеккера для энергии связи ядра

$$E_{\text{св}}(A,Z) = a_1A - a_2A^{2/3} - a_3Z^2/A^{1/3} - a_4(A/2 - Z)^2/A + a_5A^{-3/4}, \quad (1)$$

учитывая, что от  $Z$  в основном зависят кулоновская энергия и энергия спаривания, можно получить равновесное число протонов в ядре (при фиксированном  $A$ ), которое определяется максимумом энергии связи.



$$Z_{\text{равн}} = \frac{2a_4 A}{a_3 A^{2/3} + 4a_4} \approx \frac{A}{0.015A^{2/3} + 2}. \quad (2)$$

Т. к.  $A = N + Z$ , формула (2) определяет соотношение между числом протонов  $Z$  и нейтронов  $N$  для ядер долины стабильности. При  $Z < Z_{\text{равн}}$  ядро нестабильно к  $\beta^-$ -распаду, а при  $Z > Z_{\text{равн}}$  к  $\beta^+$ -распаду и  $E$ -захвату. При всех  $A$   $\beta$ -стабильные ядра должны группироваться вокруг значений  $Z_{\text{равн}}$ . Из (2) видно, что при малых  $A$   $Z_{\text{равн}} \simeq A/2$  т. е. стабильные легкие ядра должны иметь примерно одинаковое количество протонов и нейтронов (роль кулоновской энергии мала). С ростом  $A$  роль кулоновской энергии увеличивается и количество нейтронов в устойчивых ядрах начинает превышать количество протонов. На левой части рис.1 показаны парабола масс для ядер с нечетным  $A = 125$ . Стабильное ядро  $^{125}\text{Te}$  находится в минимуме массовой параболы (соответственно в максимуме параболы для энергии связи).  $^{125}\text{In}$ ,  $^{125}\text{Sn}$ ,  $^{125}\text{Sb}$  подвержены  $\beta^-$ -распаду,  $^{125}\text{I}$ ,  $^{125}\text{Xe}$ ,  $^{125}\text{Cs}$ ,  $^{125}\text{Ba}$  -  $\beta^+$ -распаду. Чем больше энергия бета-распада ядер (разность масс между соседними изобарами), тем они дальше от линии стабильности.

Для четных  $A$  вместо одной параболы, за счет энергии спаривания (последний член в формуле (1)), получаются две параболы (правая часть рис.1): для нечетно-нечетных ядер и для четно-четных. Несмотря на то, что энергия спаривания невелика по сравнению с полной энергией связи ядра (для ядер с  $A \sim 100$  энергия связи порядка 1000 МэВ, расстояние между параболой около 2 МэВ), это приводит к важным следствиям. Некоторые нечетно-нечетные ядра (например  $^{128}\text{I}$ ) могут испытывать как  $\beta^-$ -распад, так и  $\beta^+$ -распад и  $e$ -захват. Стабильных четно-четных ядер значительно больше, чем стабильных ядер с нечетным  $A$  и, тем более, чем стабильных нечетно-нечетных ядер, которых всего четыре ( $^2\text{H}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{14}\text{N}$ ). При данном  $A$  стабильных четно-четных ядер может быть несколько (например  $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{136}\text{Ba}$ ,  $^{136}\text{Ce}$ ). Элементы с нечетным  $Z$  редко имеют больше одного стабильного изотопа, в то время как для элементов с четным  $Z$  это не редкость ( $^{112}\text{Sn}$ ,  $^{114}\text{Sn}$ ,  $^{115}\text{Sn}$ ,  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{117}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{119}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ). В некоторых случаях, когда для четно-четных ядер невозможен бета-распад на нечетно-нечетное ядро, оказывается энергетически возможным переход с изменением  $Z$  на две единицы - двойной бета-распад. Такой экзотический распад испытывают  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ . Их содержание в естественной смеси этого элемента 31.7% и 33.8% соответственно. Вероятность двойного бета-распада очень мала, периоды полураспада  $T_{1/2}(^{128}\text{Te}) = 7.7 \cdot 10^{28}$  лет,  $T_{1/2}(^{130}\text{Te}) = 2.7 \cdot 10^{21}$  лет.

В результате бета-распада образуются три частицы: конечное ядро и пара лептонов. Энергия, сообщаемая ядру в силу его большой массы, мала, и ею можно пренебречь. Поэтому кинетическая энергия, выделяющаяся при бета-распаде практически целиком уносится парой лептонов, причем распределение энергий между ними может быть любым. Таким образом, энергетический спектр позитронов (электронов) и нейтрино (антинейтрино) должен быть непрерывным в интервале от 0 до  $Q_\beta$  (см. рис. 2).

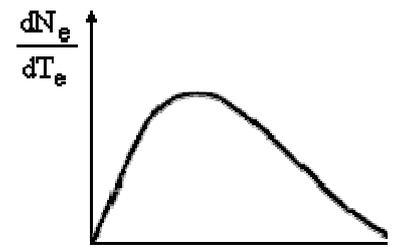


Рис. 2. Схематический вид спектра электронов (позитронов при бета-распаде)

В случае захвата ядром орбитального электрона образуются два продукта: конечное ядро и нейтрино. Распределение энергий между ними поэтому является однозначным, и практически вся она уносится нейтрино. Таким образом, спектр нейтрино при  $e$ -захвате при фиксированных состояниях начального и конечного ядра будет монохроматическим в отличие от бета-распада. В  $e$ -захвате участвуют главным образом электроны ближайших, к ядру оболочек (прежде всего К-оболочки). Для таких электронов вероятность нахождения внутри ядра наибольшая.

Характерной чертой всех видов бета-распада является участие в них нейтрино или антинейтрино. Впервые гипотеза о существовании нейтрино была выдвинута Паули в 1930 г. для "спасения" законов сохранения энергии и момента количества движения. Непрерывный характер спектра электронов (позитронов) никак не удавалось объяснить без отказа от закона сохранения энергии. Гипотеза нейтрино позволила не отказаться от столь фундаментального принципа. Прошли многие годы, пока Коуэну и Райнесу удалось зафиксировать электронное антинейтрино.

Бета-распад происходит в результате слабых взаимодействий. На рис. 3 показана диаграмма Фейнмана для  $\beta^-$ -распада. На кварковом уровне

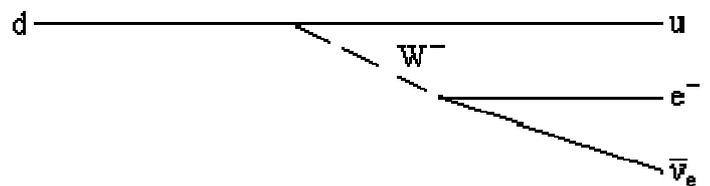


Рис. 3. Диаграмма Фейнмана для  $\beta^-$ -распада

при бета-распаде происходит переход d-кварка в u-кварк или наоборот. На нуклонном уровне это соответствует переходам нейтрона в протон или протона в нейтрон. Причем если нейтрон может переходить в протон в свободном состоянии, то обратный переход возможен только для протонов в ядре.

Бета-распады разделяются на разрешенные и запрещенные, различающиеся вероятностями

переходов. К разрешенным переходам относятся переходы, при которых суммарный орбитальный момент  $l$ , уносимый электроном и нейтрино, равен нулю. Запрещенные переходы подразделяются по порядку запрета, который определяется орбитальным моментом  $l$ . Если  $l = 1$ , то это запрещенный переход первого порядка,  $l_{\min} = 2$  - второго порядка и т.д. При прочих равных условиях отношения вероятностей вылета частицы с орбитальными моментами  $l = 0$  ( $w_0$ ) и  $l \neq 0$  ( $w_l$ )

$$w_l/w_0 \simeq (R/\lambda)^{2l}, \quad (3)$$

где  $R$  - радиус ядра,  $\lambda$  - длина волны.

Бета-распады также делятся на переходы типа Ферми, при которых спины вылетающих лептонов антипараллельны, и типа Гамова - Теллера, при которых спины вылетающих лептонов параллельны.

Вероятность  $\beta$ -перехода зависит от энергии  $\beta$ -распада приблизительно как  $Q^5$ .

Как можно понять такую сильную зависимость вероятности бета-переходов от орбитального момента вылетающих лептонов?

На ядро с радиусом  $R$  налетает частица с импульсом  $p$  и прицельным параметром  $b$ . Классический момент импульса  $pb$  равен величине орбитального момента

$$pb = \hbar \sqrt{l(l+1)}. \quad (4)$$

Для прицельного параметра  $b$  в классическом приближении должно выполняться условие

$$b = \hbar \sqrt{l(l+1)} / p < R. \quad (5)$$

Оценим при каких  $l$  условие (5) выполняется. Радиусы даже самых тяжелых ядер меньше 10 Фм. Для оценки положим радиус равным 10 Фм, а энергию бета-распада 20 МэВ. Тогда и для электронов мы можем использовать ультрарелятивистское приближение и переписать (5) в виде

$$\hbar c \sqrt{l(l+1)} / T < R \quad (6)$$

где  $T$  - кинетическая энергия вылетающего лептона. Подставив в (6) численные значения, получим

$$200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм} \sqrt{l(l+1)} / 20 \text{ МэВ} < 10 \text{ Фм}. \quad (7)$$

Из (7) видно, что орбитальный момент вылетающих при бета-распаде лептонов при квазиклассическом рассмотрении может быть только нулевой, а переходы с  $l \neq 0$  запрещены. Однако квантовые свойства частиц приводят к тому, что такие запрещенные переходы происходят, хотя они и сильно подавлены. Причем, тем сильнее, чем меньше отношение  $R/\hbar$ . Вероятность бета-перехода пропорциональна  $(R/\hbar)^{2l}$ . Так как при бета-распаде  $R \ll \hbar$  более того  $R + a \ll \hbar$ , где  $a$  - ширина кулоновского барьера, он практически не влияет на вероятность бета-распада, так как образовавшиеся электроны (позитроны) сразу имеют ненулевую вероятность нахождения вне ядра. Влияние кулоновских сил сводится к тому, что вылетевшие электроны тормозятся, а позитроны ускоряются кулоновским полем ядра, что приводит к изменению формы их спектров. Основы теории слабых взаимодействий и  $\beta$ -распада были заложены Ферми в 1934 г. К 1958 г. эта теория была обобщена в универсальную четырехфермионную теорию слабых взаимодействий, согласно которой элементарный процесс слабого взаимодействия представляет собой локальное взаимодействие четырех фермионов, т.-е. частиц с полуцелыми спинами. В настоящее время процессы как слабого, так и электромагнитного взаимодействия находят объяснение в новой теории - объединенной теории электрослабых взаимодействий. Согласно этой теории, слабое взаимодействие осуществляется путем обмена виртуальными промежуточными бозонами. В теории Ферми предполагалось, что взаимодействие, которое приводит к бета распаду мало по сравнению с взаимодействием, которое формирует состояния ядра. Это позволило использовать теорию возмущений и записать вероятность распада в единицу времени  $\lambda$  в виде (золотое правило Ферми)

$$\lambda = (2\pi/\hbar) |M_{fi}|^2 \rho_f(E) \quad (8)$$

где  $M_{fi}$  - матричный элемент бета-распада,  $\rho_f(E)$  - плотность конечных состояний.

$$M_{fi} = \int \psi_f^* V_{fi} \psi_i dV \quad (9)$$

$V_{fi}$  - гамильтониан слабого взаимодействия,  $\psi_i$  и  $\psi_f^*$  - волновые функции начального и конечного состояний системы. В начальном состоянии существует ядро, описываемое волновой функцией  $\Phi_i$ , а в конечном - ядро, электрон и антинейтрино, описываемые волновыми функциями  $\Phi_f$ ,  $\Phi_e$ ,  $\Phi_\nu$ . Считая, что конечное ядро, электрон и антинейтрино не взаимодействуют друг с другом, получаем следующее выражение для волновой функции конечного состояния системы:  $\psi_f = \Phi_f \Phi_e \Phi_\nu$ . При этом матричный элемент бета-распада имеет вид

$$M_{fi} = \int \varphi_f^* \varphi_e^* \varphi_\nu^* V_{fi} \varphi_i \, dv \quad (10)$$

Для вычисления матричного элемента необходимо выполнить интегрирование по объему ядра. В первом приближении этот матричный элемент можно заменить следующим (предположение Ферми):

$$M_{fi} = G_F \int \varphi_f^* \varphi_e^* \varphi_\nu^* \varphi_i \, dv, \quad (11)$$

где  $G_F$  - константа Ферми слабого взаимодействия.

Если пренебречь взаимодействием электрона и антинейтрино с окружающими частицами, то в качестве их волновых функций можно выбрать плоские волны:

$$\varphi_e = \exp(-ipr/\hbar), \quad \varphi_\nu = \exp(-iqr/\hbar), \quad (12)$$

где  $p$  и  $q$  импульсы электрона и антинейтрино. можно показать, что для плотности состояний свободного движения электрона и нейтрино можно записать

$$\rho(p, q) = \frac{1}{dQ_6} \frac{4\pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} \frac{4\pi q^2 dq}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (13)$$

где  $p$  и  $q$  - импульсы электрона и нейтрино. Пренебрегая энергией отдачи ядра, запишем

$$Q_6 = T_e + T_\nu, \quad dQ_6 = dT_e = dT_\nu,$$

где  $T_e$  и  $T_\nu$  - кинетические энергии электрона и нейтрино. Полагая массу нейтрино равной нулю можно записать

$$p = [T_e(T_e + 2mc^2)]^{1/2}/c, \quad c^2 p dp = (T_e + mc^2) dT_e, \quad (15a)$$

$$q = (Q_6 - T_e)/c, \quad dq = dT_\nu/c. \quad 7. \quad (15b)$$

Подставляя (14) в (13), получим

$$\rho(E) \sim p(T_e + m_e c^2)(Q_6 - T_e)^2 dT_e, \quad (16)$$

где  $T_e$  - кинетическая энергия электрона. Распределение числа электронов в зависимости от их энергии имеет вид:

$$dN_e(Q_6, T_e) \sim |M_{fi}|^2 [T_e(T_e + 2m_e c^2)]^{1/2} (T_e + m_e c^2)(Q_6 - T_e)^2 F(T_e, Z) dT_e. \quad (17)$$

Таким образом, форма бета-спектра определяется как плотностью конечных состояний, так и квадратом матричного элемента

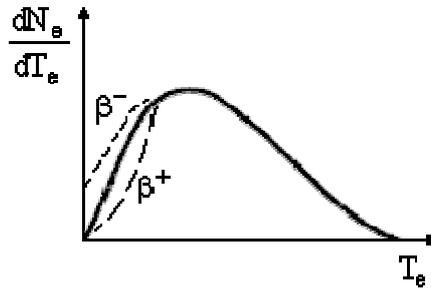


Рис. 4. Влияние кулоновского поля на бета-спектр

$$M_{fi} = G \int \varphi_f^* \varphi_i \exp[-i(p + q)r/\hbar] dr \quad (18)$$

описывающего бета-распад. Необходимо отметить, что бета-спектр искажается кулоновским полем атома, которое складывается из поля ядра и электронной оболочки. Поэтому в выражение (17) добавлен множитель  $F(T_e, Z)$ , который определяется как отношение вероятности нахождения электрона в некоторой точке с учетом поля атома ( $Z = 0$ ) к вероятности без учета поля ( $Z = 0$ ). Искажение вносимое в бета-спектр кулоновским полем атома, особенно существенно в начале спектра, т. е. для частиц с малой энергией. При этом центр тяжести кривой распределения смещается в сторону малых энергий для электронов и больших энергий для позитронов (рис. 4). Это смещение тем больше, чем больше заряд ядра.

Соотношение (17) было получено в предположении, что масса нейтрино  $m_\nu = 0$ . В этом случае в высокоэнергетической части спектра электронов  $dN_e/dT_e \rightarrow 0$ . Однако, если  $m_\nu \neq 0$  вместо (15б) для конца спектра электронов, когда энергия нейтрино мала, нужно записать

$$q^2 = 2m_\nu T_\nu, \quad qdq = m_\nu dT_\nu. \quad (19)$$

Тогда вместо (17) получим

$$dN_e(Q_0, T_e) \sim [T_e(T_e + 2m_e c^2)]^{1/2} (T_e + m_e c^2) (Q_0 - T_e)^{1/2} dT_e. \quad (20)$$

Т.е. в случае  $m_\nu \neq 0$  в высокоэнергетической части спектра электронов  $dN_e/dT_e \rightarrow \infty$  (рис.5).

Полная вероятность бета-распада ядра в единицу времени  $\lambda$ , т. е. величина, обратная

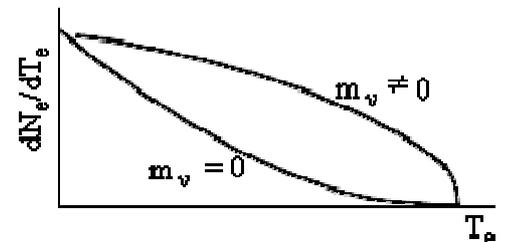


Рис. 5. Конец спектра электронов бета-распада при нулевой и ненулевой массе нейтрино

среднему времени жизни ядра по отношению к бета-распаду, получается интегрированием (17) с учетом поправки  $F(T_e, Z)$  Для ультрарелятивистских электронов ( $T_e \gg mc^2$ ), предполагая  $M_{fi} = \text{const}$  имеем

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \approx \int_0^{Q_\beta} T_e^2 (Q_\beta - T_e)^2 dT_e \approx Q_\beta^5 \quad (21)$$

Такая зависимость вероятности от энергосвечения характерна не только для бета-распада, но и для других слабых распадов и носит название **правила Сарджента**.

Характерные импульсы лептонов при бета-распаде таковы, что выполняется соотношение

$$|p + q|R/\hbar \sim 10^{-2} \ll 1, \quad (22)$$

где  $R$  - радиус ядра. При этом экспонента в матричном элементе мало отличается от 1 (интегрирование проводится по внутренней области ядра, т. е. для  $r \ll R$ ) и матричный элемент сводится к

$$M_{fi} = G \int \varphi_f^* \varphi_i dx \quad (23)$$

т. е. к выражению, зависящему только от состояний начального и конечного ядер и не зависящему от импульсов лептонов. Форма бета-спектра в этом случае определяется только плотностью конечных состояний. Это разрешенные бета-переходы. Если матричный элемент  $\int \varphi_f^* \varphi_i dx = 0$  в (18), то нужно разложить экспоненту в ряд по степени показателя экспоненты. Степень первого члена этого ряда, который дает отличный от нуля вклад в матричный элемент, определяет порядок запрета перехода. Из соотношения (22) следует, что вероятность  $\beta$ -перехода должна убывать приблизительно в  $10^4$  при увеличении порядка запрета на 1.

У разрешенных переходов

$$(Q_\beta - T_e) \sim f(T_e), \quad (24)$$

где  $f(T_e)$  - график Кюри или Ферми

$$f(T_e) = \left\{ \frac{dN_e/dT_e}{[p(T_e + mc^2)^2 F(T_e, Z)]} \right\}^{1/2}. \quad (25)$$

Пересечение линейной функции  $f(T_e)$  с осью абсцисс определяет энергию бета-распада -  $Q_\beta$ .

Переходы Гамова - Теллера не учитываются в теории Ферми, поскольку в ней матричный элемент (10) заменяется матричным элементом (11). Эти переходы возникают лишь при введении в гамильтониан слабого взаимодействия  $V_{fi}$  членов, изменяющих спиновые

состояния

частиц.

Для разрешенных переходов  $l = 0$ . В этом случае волновые функции лептонов сферически симметричны и поэтому лептоны вылетают в различных направлениях с одинаковой вероятностью. У запрещенных переходов волновые функции лептонов уже не являются сферически симметричными, в силу чего вероятность их вылета в некоторых направлениях оказывается сильно подавленной.

Правила отбора для полного момента и четности в случае бета-распада можно записать в виде

$$|J_i - J_f| \leq |\vec{s}_e + \vec{s}_\nu + \vec{l}| \leq J_i + J_f, \quad (26)$$

$$P_i = P_f (-1)^l,$$

где  $l$  - суммарный орбитальный момент пары лептонов,  $J_i, P_i, J_f, P_f$  - спины и четности начального и конечного ядер,  $\vec{s}_e, \vec{s}_\nu$  - спины лептонов. Вероятность бета-переходов в основном определяется минимальным орбитальным моментом пары лептонов  $l_{\min}$ , удовлетворяющим правилу отбор

### Модель ядерных оболочек. Одночастичные состояния

В модели ядерных оболочек нуклоны рассматриваются как независимые частицы в самосогласованном потенциале, создаваемом всей совокупностью нуклонов в ядре. Уровни энергии нуклонов  $E_i$  определяются собственными значениями решений уравнения Шредингера

$$\hat{H}\Psi_i = E_i \Psi_i; \hat{H} = \hat{T} + \hat{V}, \quad (1)$$

где  $\Psi_i$  - волновая функция нуклона с энергией  $E_i$ ,  $\hat{H}$  - оператор гамильтона,  $\hat{T}$  и  $\hat{V}$  - операторы кинетической и потенциальной энергии.

В простейших моделях сферических ядер потенциал  $V(r)$  выбирают в виде потенциала трехмерного гармонического осциллятора, либо прямоугольной потенциальной ямы (рис.1).

Осцилляторный потенциал можно записать в виде

$$V_{\text{осц}}(r) = -V_0 + \frac{1}{2}\mu\omega^2 r^2, \quad (2)$$

где  $\mu$  - приведенная масса нуклона,  $\omega$  - осцилляторная частота ( $\hbar\omega \approx 41A^{-1/3}$ ),  $V_0 \approx 50$  МэВ. Для потенциала гармонического осциллятора спектр энергетических уровней эквидистантный и имеет следующий вид:

$$E_i = E_N = \hbar \omega (N + 3/2), \quad (3)$$

где  $N = 2n + 1$  - осцилляторное главное квантовое число,  $n$  - радиальное квантовое число (число узлов функции, кроме нуля),  $l$  - орбитальное квантовое число.

Потенциал прямоугольной потенциальной ямы

$$V_{\text{пн}}(r) = \begin{cases} -V_0, & r \leq R \\ 0, & r > R \end{cases} \quad (4)$$

где  $R$  - радиус ядра.

Малый радиус действия нуклон-нуклонных сил говорит о том, что в более реалистичном случае форма потенциала  $V(r)$  должна быть похожа на форму распределения плотности ядерного вещества  $\rho(r)$ . Это потенциал Вудса-Саксона

$$V_{\text{В-С}}(r) = V_0/[1 + \exp(r - R/a)], \quad (5)$$

где  $V_0$  - глубина потенциала,  $R = r_0 A^{1/3}$  - радиус ядра и  $a$  - параметр, характеризующий диффузность (размытие) края потенциала.

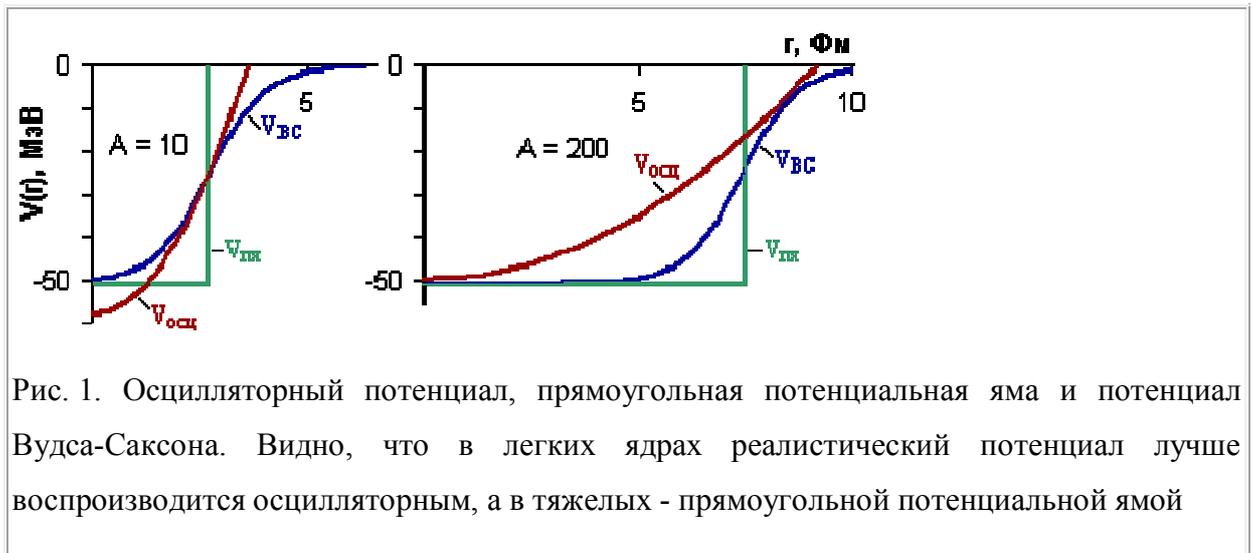


Рис. 1. Осцилляторный потенциал, прямоугольная потенциальная яма и потенциал Вудса-Саксона. Видно, что в легких ядрах реалистический потенциал лучше воспроизводится осцилляторным, а в тяжелых - прямоугольной потенциальной ямой

Потенциал Вудса-Саксона представляет нечто среднее между осцилляторным потенциалом и потенциалом прямоугольной ямы. В потенциале Вудса-Саксона снимаются вырождения, свойственные гармоническому осциллятору. Однако реалистический потенциал (5), также как и осцилляторный потенциал, не в состоянии объяснить наблюдаемые в эксперименте магические числа нуклонов.

Решение проблемы было найдено М. Гепперт-Майер и Дж. Иенсенем, которые добавили к центрально-симметричному потенциалу  $V(r)$  спин-орбитальное взаимодействие.

$$V_{ls}(r) = f(r) \vec{l} \vec{s}. \quad (6)$$

Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению уровня с данным значением  $l$  на два состояния

$$l + 1/2 \text{ и } l - 1/2.$$

При этом состояние с  $l + 1/2$  смещается вниз по энергии, а состояние с  $l - 1/2$  - вверх. Величина спин-орбитального расщепления уровней пропорциональна величине орбитального момента  $l$ . Поэтому уровни с большими значениями орбитального момента  $l > 3$  сильно смещаясь вниз по энергии оказываются среди уровней предыдущей оболочки, что позволяет правильно воспроизвести магические числа.

Для протонов в самосогласованный потенциал должен быть включен также кулоновский потенциал.

Состояния нуклонов характеризуются квантовыми числами, которые определяют физические величины, сохраняющиеся при движении в сферически-симметричном поле (см. рис. 2). Обозначения состояний -  $1d_{5/2}$  означает, что радиальное квантовое число  $n = 1$ , орбитальный момент  $l = 2$  (d-состояние), полный момент  $j = l \pm s = 5/2$ .

В оболочечной модели спин ядра складывается из суммы спинов и орбитальных моментов отдельных нуклонов. Принцип Паули и специфика ядерного взаимодействия приводят к тому, что все четно-четные ядра имеют полный момент (спин) равный 0. Четность ядерного состояния определяется произведением внутренних четностей нуклонов на четности волновых функций, описывающих движение нуклонов относительно общего центра инерции. Внутренняя четность нуклонов принята положительной. Четности ядерного состояния определяется соотношением

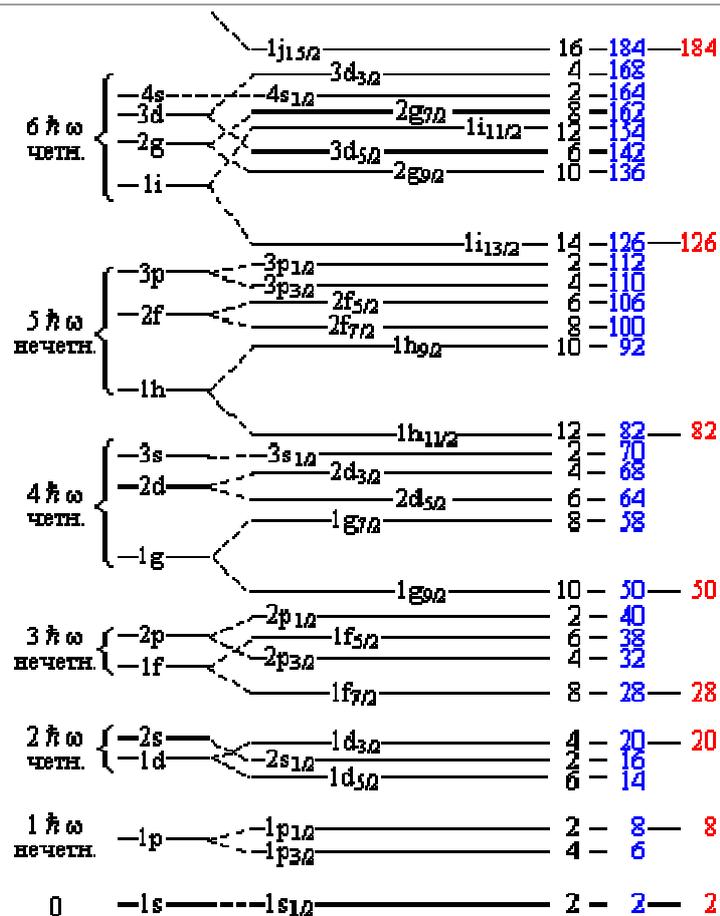


Рис. 2. Одночастичные уровни в оболочечном потенциале. Приведено схематическое изображение уровней в потенциале Вудса-Саксона: слева без учета спин-орбитального взаимодействия, справа - с учетом. Фигурные скобки объединяют уровни, входящие в одну осцилляторную оболочку. Черным цветом дано число вакантных мест для нуклонов одного сорта, в синем приведено полное число частиц, красным указаны магические числа

$$P = (-1)^{\sum_{i=1}^A l_i} \quad (7)$$

где  $l_i$  - орбитальный момент  $i$ -го нуклона.

Оболочечная модель во многих случаях хорошо воспроизводит экспериментальные значения спинов и четностей, электрических квадрупольных и магнитных моментов атомных ядер, средние времена жизни  $\beta$ -радиоактивных ядер, объясняет распределение ядер изомеров.

На рис. 3 показаны результаты расчетов нейтронных одночастичных состояний с потенциалом Вудса-Саксона, с небольшой зависимостью его глубины от нейтронного избытка. Радиус ядерного потенциала пропорционален  $A^{1/3}$ . Это приводит к тому, что с ростом  $A$  уменьшается расстояние между одночастичными состояниями. Кроме увеличения плотности одночастичных состояний с ростом  $A$ , видно, что меняется последовательность состояний.



Рис. 3. Зависимость энергии нейтронных одночастичных состояний от массового числа

Плотность одночастичных протонных состояний больше чем нейтронных, а их последовательность для оболочек выше четвертой иная, что обусловлено дополнительным вкладом кулоновского потенциала.

Основные положения одночастичной оболочечной модели

1. Суммарный момент основного состояния четно-четного ядра ( $N$  и  $Z$  - четные числа) равен 0.

2. Суммарный момент основных состояний ядер с нечетным  $A$  равен полному моменту  $j$  неспаренного нуклона.

3. Правило хорошо выполняется для ядер, у которых сверх заполненного состояния есть еще один нуклон, либо для заполнения последнего состояния недостает одного нуклона. Недостающий нуклон называется дыркой и момент ядра определяется спином и четностью этого недостающего нуклона.

4. Суммарный момент нечетно-нечетных ядер, неспаренные нуклоны которого находятся в одинаковых состояниях, равен удвоенному полному моменту неспаренного нуклона.

Энергия уровня с данным  $n$  растет с ростом  $l$ .

5. Спин орбитальное взаимодействие для параллельных  $\vec{l}$  и  $\vec{s}$  больше, чем для антипараллельных.

Наилучшие предсказания оболочечная модель дает для ядер вблизи заполненных оболочек, для которых самосогласованный потенциал сферически-симметричный. Простейший вариант оболочечной модели - одночастичная оболочечная модель.

На рис. 4 показаны возбужденные состояния дважды магического ядра с одним валентным нуклоном  $^{209}\text{Pb}$ . Большинство состояний (кроме  $1/2^-$ ) описываются одночастичной оболочечной моделью.

Наряду со сферическими существуют

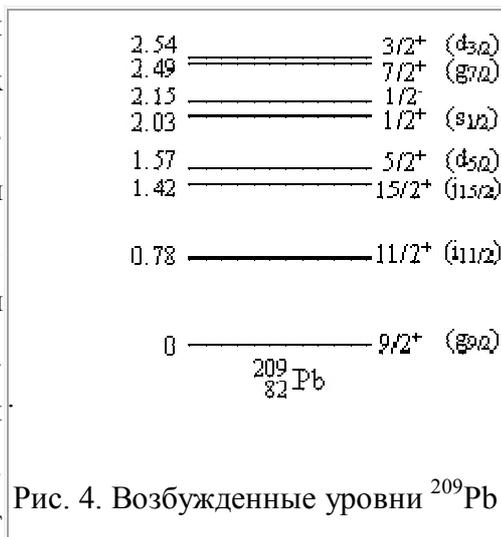


Рис. 4. Возбужденные уровни  $^{209}\text{Pb}$

деформированные ядра. Впервые расчеты одночастичных состояний с использованием деформированного аксиально-симметричного потенциала были выполнены в 1955 году Нильссоном (рис.5).

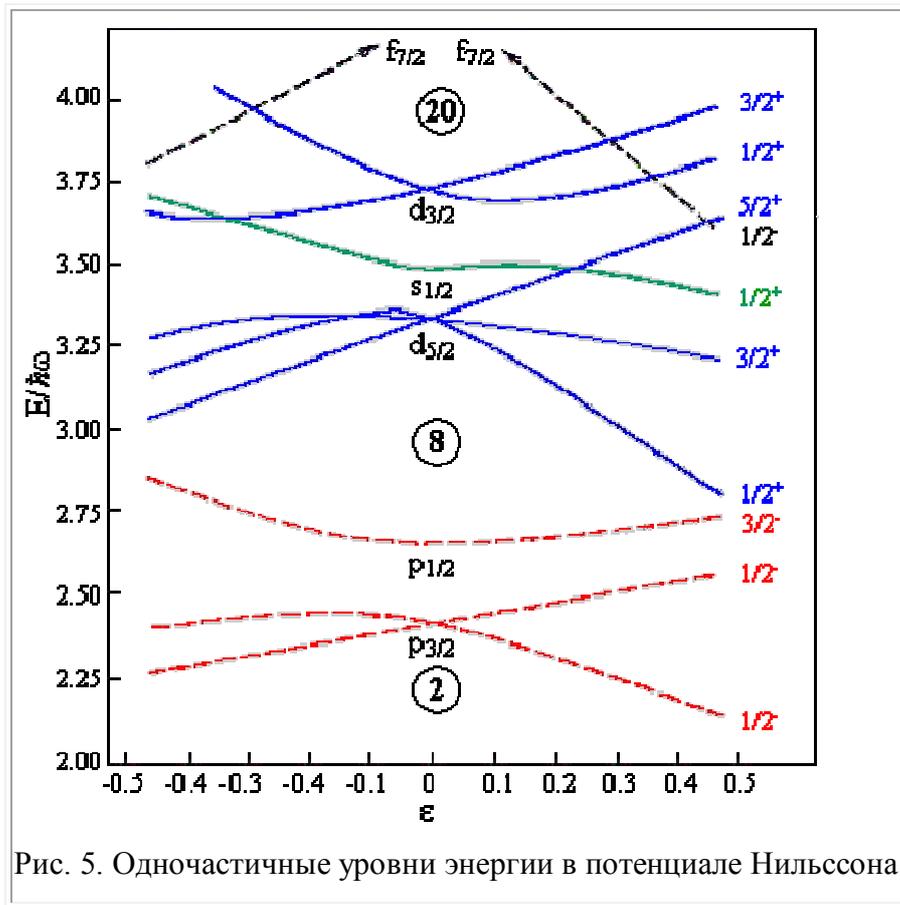
Деформированный потенциал Нильссона:

$$V_{\text{деф}} = m[\omega_1^2(x_1^2 + x_2^2) + \omega_3^2 x_3^2]/2 + C(\vec{l}\vec{s}) + D\vec{l}^2, \quad (8)$$

где  $x_1$ ,  $x_2$  и  $x_3$  - координаты нуклона во внутренней системе координат.

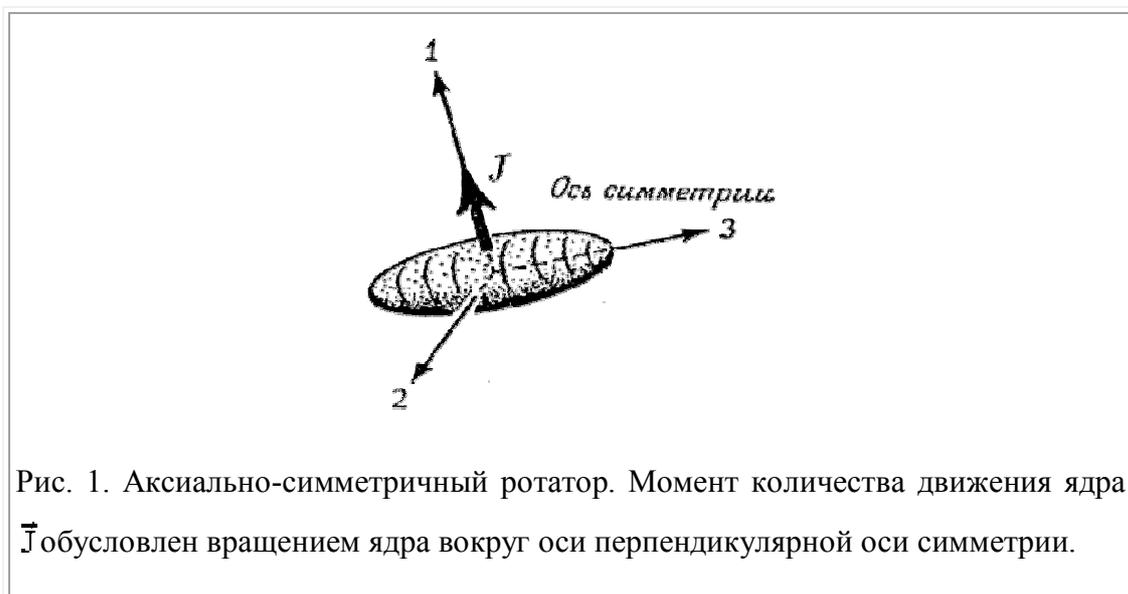
Первый член в выражении (8) является потенциалом деформированного трехмерного гармонического осциллятора, частоты колебаний которого в направлении оси симметрии ( $\omega_3$ ) и в направлении перпендикулярном к ней ( $\omega_{\perp}$ ) не совпадают между собой. К нему добавляется обычный спин-орбитальный член и член, который учитывает реальную радиальную зависимость оболочечного потенциала, опуская вниз одночастичные уровни

энергии с большим орбитальным моментом  $l$  ( $D < 0$ ). Деформация ядра частично снимает вырождение по  $j$ . Однако, сохраняется вырождение по знаку проекции  $j_3$  на ось симметрии ядра.



### Коллективные возбуждения ядер

По мере удаления от заполненных оболочек минимум потенциальной энергии может соответствовать деформированному ядру.



У несферического ядра изменяются одночастичные уровни, меняется частота колебаний, появляются вращательные степени свободы. На рис.1 показано аксиально-симметричное ядро. Оно может вращаться только вокруг оси перпендикулярной к оси симметрии.

Оператор  $\hat{L}_3$  орбитального момента количества движения вдоль оси 3 имеет вид

$$\hat{L}_3 = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}.$$

В силу аксиальной симметрии волновая функция  $\Psi$  не должна зависеть от угла  $\varphi$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \varphi} = 0.$$

Поэтому для аксиально симметричного ядра  $\hat{L}_3 = 0$  и вращение вокруг оси 3 не меняет квантового состояния системы.

Для ядер, имеющих в основном состоянии спин  $J = 0$ , возбужденные состояния имеют только четные значения спина  $J = 0, 2, \dots$ . Объясняется это тем, что сферические гармоники с нечетным  $J$  имеют отрицательную четность, т.е. волновая функция меняет знак при отражении относительно плоскости 1-2 и поэтому не может быть собственной функцией в случае аксиально-симметричного ядра.

Энергия вращательных состояний четно-четных деформированных аксиально-симметричных ядер описывается соотношением

$$E = \hbar^2 J(J + 1)/(2\mathcal{I}), \quad (1)$$

где  $\mathcal{I}$ - момент инерции ядра относительно оси 1 или 2,  $J$  - спин ядра, пробегающий значения  $0, 2, 4, \dots$ . На рис. 2 показан вращательный спектр сильно деформированного ядра  $^{170}\text{Hf}$ .

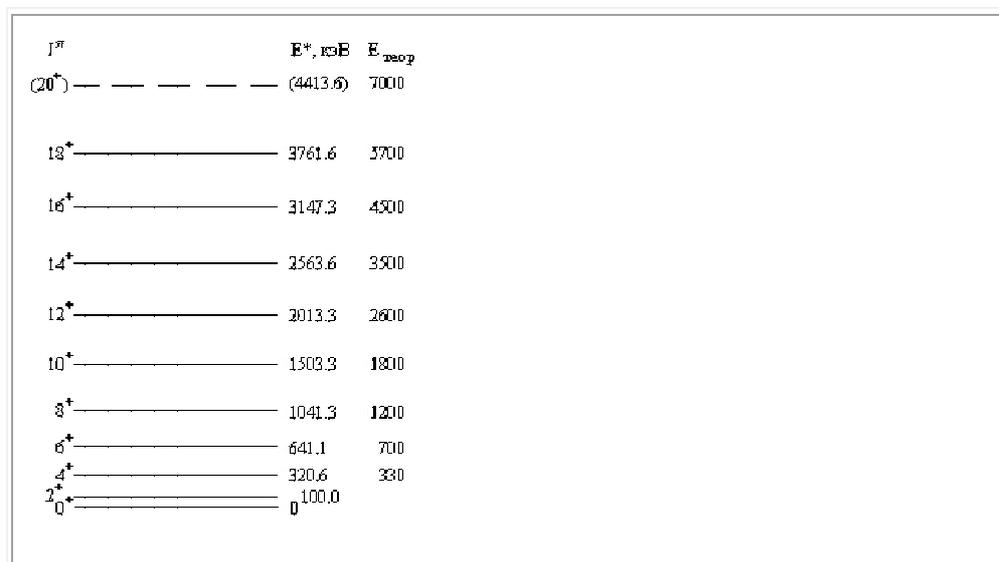


Рис. 2. Вращательный спектр сильно деформированного ядра  $^{170}\text{Hf}$

У сферических ядер существуют колебательные возбуждения, приводящие к деформации поверхности ядра. Возможны монопольные ( $J = 0$ ), квадрупольные ( $J = 2$ ), октупольные ( $J = 3$ ) и т.д. колебания (см. рис. 3). Дипольные колебания отсутствуют, т.к. они соответствуют просто перемещению ядра, при котором ядро не возбуждается.

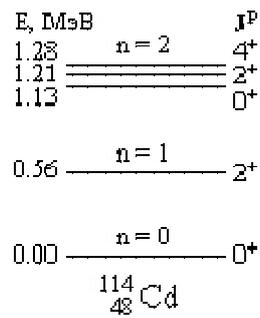


Рис. 4. Спектр фононных возбуждений  $^{114}\text{Cd}$

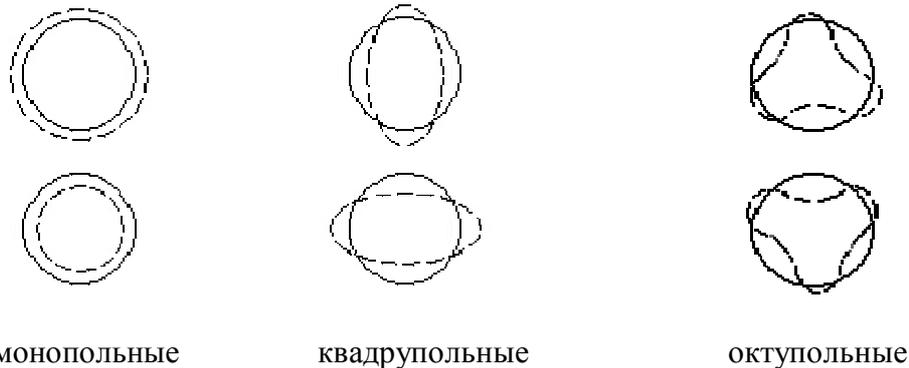


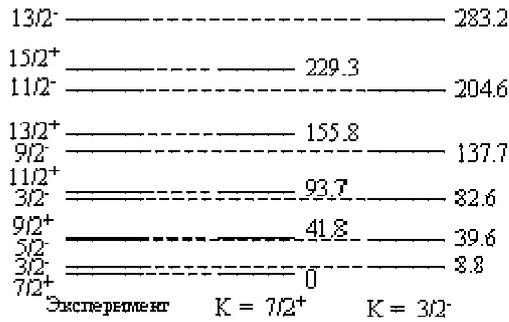
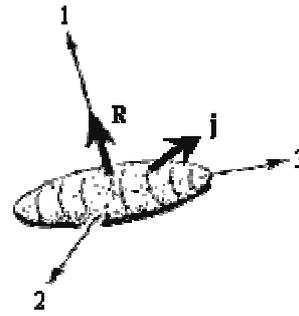
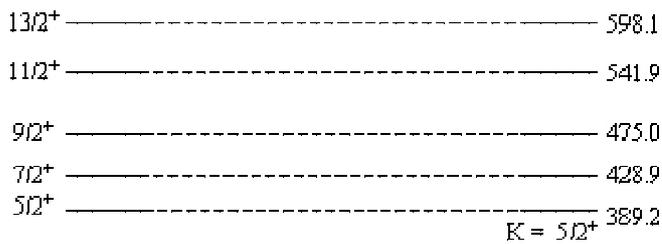
Рис. 3. Колебательные возбуждения четно-четных сферических ядер

Если ядро способно совершать гармонические колебания какой-то одной мультипольности, например квадрупольные колебания, то их энергия определяется соотношением

$$E = n \hbar \omega,$$

где  $n$  - целое число (число квадрупольных фононов),  $\hbar \omega$  - энергия одного фонона. Таким образом, для фононов одной мультипольности спектр возбуждений эквидистантен. Спин-четность квадрупольного фонона  $2^+$ . Двухфононные возбуждения должны иметь спины и четности  $0^+$ ,  $2^+$ , и  $4^+$ . Спины 1 и 3, получающиеся векторным сложением спинов двух фононов, запрещены статистикой Бозе-Эйнштейна. На рис. 4 показан спектр фононных возбуждений четно-четного сферического ядра  $^{114}\text{Cd}$ .





<sup>249</sup>Bk

Рис. 7. Энергетические уровни <sup>249</sup>Bk. Справа выделены 3 вращательные полосы. Энергии уровней даны в кэВ

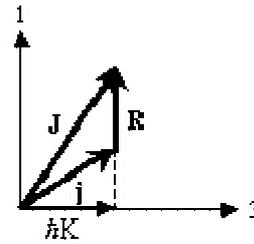


Рис. 6. Вращательные и одночастичные степени свободы. R - коллективный момент количества движения, j - одночастичный момент количества движения валентного нуклона, J - полный момент количества движения, ħK - собственное значение полного момента J вдоль оси симметрии 3

### Обобщенная модель ядра

Ограничимся рассмотрением предельного варианта этой модели, в котором предполагается:

1. Сильная связь внешних, по отношению к заполненным оболочкам, нуклонов с поверхностью остова, в результате чего возникает устойчивая равновесная деформация ядра. При этом будем считать, что деформированное ядро имеет форму эллипсоида вращения.

2. Выполнение условия адиабатичности (медленности) вращения деформированного ядра по отношению к характерным скоростям внутреннего движения:

$$\omega_{\text{вращ}} \ll \omega_{\text{внутр}}$$

3. Возможность приближенного описания движения нуклонов во внутренней, вращающейся системе координат в рамках одночастичной оболочечной модели путем введения деформированной потенциальной ямы.

В рассматриваемой модели учитываются два типа ядерных движений: коллективное вращение ядра относительно внешней системы координат  $(x, y, z)$ , обусловленное его деформацией, и одночастичное движение нуклонов относительно внутренней, вращающейся системы координат  $(1, 2, 3)$  в деформированной потенциальной яме.

Полный момент количества движения ядра  $\vec{J}$  складывается из коллективного вращательного момента ядра  $\vec{R}$  и внутреннего момента нуклонов  $\vec{J}'$ :

$$\vec{J} = \vec{R} + \vec{J}' \quad (6.1)$$

Моменты  $\vec{J}'$  и  $\vec{R}$  прецессируют вокруг направления полного момента количества движения  $\vec{J}$ . Так как аксиально-симметричное эллипсоидальное ядро может вращаться только вокруг оси перпендикулярной к оси симметрии 3, то из этого вытекает (см. рис. 6.1), что вектор  $\vec{R}$  перпендикулярен оси 3 и проекции полного и внутреннего угловых моментов на ось симметрии должны быть равны между собой:

$$J_3 = J'_3 = \hbar K. \quad (6.2)$$

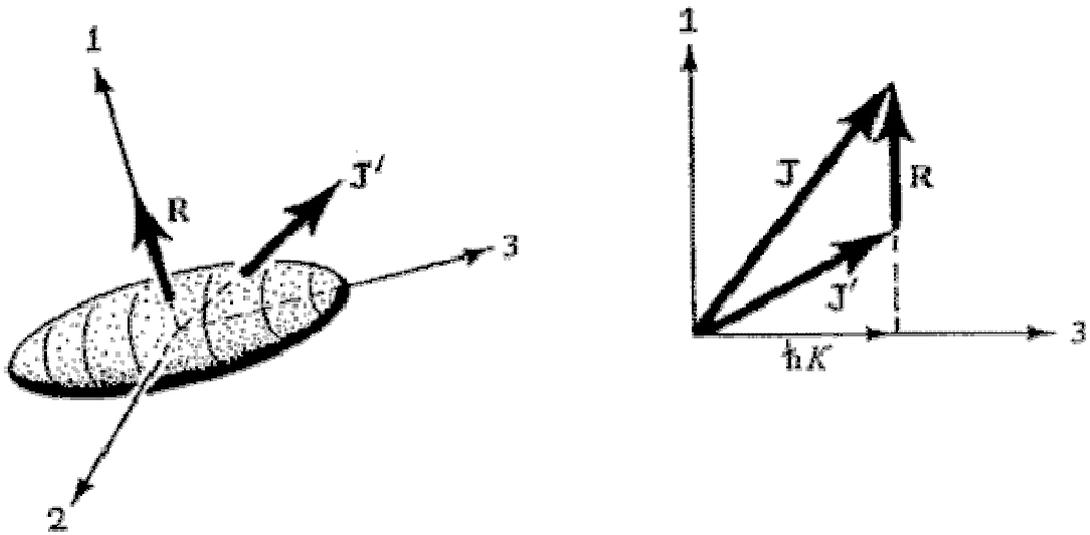


Рис. 6.1. Сложение моментов в сфероидально деформированном ядре

Раньше мы говорили (см. раздел 4), что момент количества движения в квантовой механике характеризуют двумя квантовыми числами: величиной  $J$  и проекцией  $M$  на некоторую фиксированную ось квантования  $z$ . Более точно фиксировать направление углового момента в пространстве нельзя. Однако, если физическая система обладает аксиальной симметрией, ее угловой момент может иметь определенные проекции  $(M, K)$  одновременно и на неподвижную ось  $z$  и на вращающуюся ось симметрии 3. Появление нового квантового числа  $K$  обусловлено дополнительной ротационной симметрией системы.

Итак, состояние движения аксиально-симметричного ядра ( $|\alpha JMK\rangle$ ) можно характеризовать набором квантовых чисел  $\alpha, J, M, K$ , где  $\alpha$ - квантовые числа, определяющие, наряду с  $K$ , внутреннее состояние нуклонной системы (это может быть, например, перечень одночастичных уровней деформированного потенциала, занимаемых нуклонами в рассматриваемом состоянии). Энергетические уровни ядра  $(2J+1)$  раз вырождены по квантовому числу  $M$ , так как энергия ядра не зависит от ориентации спина  $\vec{J}$  относительно внешней системы координат. Проекция  $\hbar K$  полного углового момента  $\vec{J}$  на ось симметрии создается за счет внутреннего движения нуклонов (см. (6.2)), поэтому энергия ядра, вообще говоря, зависит от квантового числа  $K$ . Однако, в таком ядре будут вырождены состояния, отличающиеся только знаком  $K$ , так как выбор положительного направления оси  $Z$  физически не определен: аксиально-симметричное эллипсоидальное ядро обладает плоскостью симметрии перпендикулярной к оси  $Z$ . На самом деле, из двух вырожденных  $(\pm K)$ -состояний нужно построить одно истинное ядерное состояние, являющиеся их линейной комбинацией, которое остается инвариантным при отражениях в плоскости симметрии и поворотах на  $\pi$  вокруг оси перпендикулярной к оси  $Z$ . Поэтому мы будем считать, что волновая функция ядра характеризуется  $K \geq 0$ . Ниже мы покажем, что каждое внутреннее состояние с определенным значением  $K \geq 0$  может стать основой для возникновения серии вращательных уровней.

Полную энергию деформированного ядра можно представить в виде суммы энергии коллективного вращения относительно внешней системы координат и энергии движения нуклонов относительно внутренней системы координат:

$$E = (\vec{R}^2)/(2\mathfrak{I}) + E_{\text{одн}} = (\vec{J} - \vec{J}')^2/(2\mathfrak{I}) + E_{\text{одн}} = \quad (6.3)$$

$$= E_{\text{вращ}} + E_{\text{внутр}} + E_{\text{взаим}},$$

где

$$E_{\text{вращ}} = (\vec{J}^2 - J_3^2)/(2\mathfrak{I}) \quad (6.4)$$

- собственно вращательная энергия (этот член зависит только от угловых, коллективных переменных, характеризующих ориентацию ядра относительно внешней системы координат);

$$E_{\text{внутр}} = E_{\text{одн}} + (J_1'^2 + J_2'^2)/(2\mathfrak{I}) \quad (6.5)$$

- внутренняя энергия ядра (она зависит только от переменных, характеризующих движение нуклонов во внутренней системе координат);

$$E_{\text{взаим}} = -2(J_1 J_1' + J_2 J_2')/(2\mathfrak{I}) \quad (6.6)$$

- член, который описывает взаимодействие внутренних и вращательных степеней свободы (так называемое взаимодействие Кориолиса). В квантовой механике величине (6.3) ставится в соответствие оператор энергии, называемый также гамильтонианом; при этом угловые моменты  $\vec{J}$  и  $\vec{J}'$  рассматриваются как операторы (см. определение оператора проекции момента количества движения в разделе 5).

Оператор  $E_{\text{взаим}}$ , вообще говоря, смешивает различные внутренние состояния ядра друг с другом. Действительно, входящие в  $E_{\text{взаим}}$  операторы проекций угловых моментов  $J_1, J'_1, \dots$  меняют проекцию  $K$  угловых моментов  $\vec{J}$  и  $\vec{J}'$  на ось симметрии  $Z$  (см. 6.2) на величину  $\Delta K = \pm 1$ . Поэтому силы Кориолиса могут смешивать внутренние нуклонные состояния, у которых значения  $K$  отличаются на 1. Мера энергетического воздействия сил (6.6) на внутреннее движение нуклонов определяется величиной  $\sim \hbar^2/(2I^2) \sim \hbar^2 \omega_{\text{вращ}}$ . Характерная энергия перехода для смешиваемых состояний равна  $|E_{\text{одн}}(K) - E_{\text{одн}}(K \pm 1)|$ . Из этого следует, что взаимодействием внутреннего и вращательного движения нуклонов можно пренебречь тогда и только тогда, когда выполняется условие адиабатичности  $\hbar \omega_{\text{вращ}} \ll \hbar \omega_{\text{внутр}} = |E_{\text{одн}}(K) - E_{\text{одн}}(K \pm 1)|$ . Это условие, как правило, выполняется для четно-четных ядер, но нередко нарушается для деформированных ядер с нечетным значением массового числа  $A$ , свойства которых, как и сферических нечетных ядер, определяются одночастичным состоянием нечетного неспаренного нуклона (см. об этом ниже). Как видно из рис. 6.5, в деформированном потенциале энергетическое расстояние между уровнями с  $\Delta K = 1$  может быть очень мало ( $\sim \hbar \omega_{\text{вращ}}$ ), в результате чего при описании нечетных ядер часто возникает необходимость учета взаимодействия вращательных и внутренних степеней свободы ядра. Дальнейшее рассмотрение этой проблемы выходит за рамки данного обзора, поэтому мы будем предполагать, что условие адиабатичности выполняется (см. допущение 2).

В этом случае проквантованная энергия деформированного сфероидального ядра может быть найдена как среднее от оператора энергии (6.3) по состоянию движения нуклонов  $|\alpha JM\rangle$ . Так как при адиабатическом вращении внутреннее состояние ядра не меняется, то при усреднении получим следующий результат:

$$E = \{ \hbar^2 [J(J+1) - K^2] / (2A) + \delta_{K,1/2} A(J) \} + E_{\text{внутр}}, \quad (6.7)$$

где  $A(J) = (E_{\text{взаим}})_{\text{ср. при } K=1/2}$  - поправка к вращательной энергии, возникающая в состояниях с  $K = 1/2$  из-за действия сил Кориолиса,  $\delta_{K,1/2}$  - символ Кронекера.

Происхождение поправки  $A(J)$  легко понять. Действительно, силы Кориолиса, как отмечалось выше, меняют проекцию  $K$  угловых моментов  $\vec{J}$  и  $\vec{J}'$  на ось симметрии ядра на величину  $\Delta K = \pm 1$ . Поэтому при действии оператора  $E_{\text{взаим}}$  на состояние

$|\alpha JM K\rangle$  будут рождаться состояния  $|\alpha JM|K+1\rangle$  и  $|\alpha JM|K-1\rangle$  (напомним, что каждое истинное ядерное состояние представляет суперпозицию  $\pm K$  компонент, вследствие чего характеризуется модулем квантового числа  $K$ ). Если ни одно из этих состояний не идентично исходному состоянию, то среднее от оператора  $E_{\text{взаим}}$  по состоянию  $|\alpha JM K\rangle$  будет равно 0. Это имеет место при  $K \geq 3/2$ . При  $K = 1/2$  состояние  $|\alpha JM K\rangle = |\alpha JM|K-1\rangle$ , поэтому  $A(J) = (E_{\text{взаим}})_{\text{ср. при } K=1/2} \neq 0$ . Поправка  $A(J)$  должна быть линейной функцией  $J$ , так как оператор  $E_{\text{взаим}}$  зависит от проекций углового момента  $\vec{J}$  линейным образом. Ее конкретное значение зависит от структуры внутренней волновой функции состояния  $|\alpha JM K=1/2\rangle$ .

Из формулы (6.7) видно, что каждое внутреннее состояние, характеризуемое энергией  $E_{\text{внутр}}$  и проекцией  $J_3 = \hbar K$  внутреннего момента количества движения на ось симметрии ядра, может стать основой для возникновения серии вращательных уровней, которые обычно называют вращательной полосой. Если  $K > 0$  угловые моменты вращательных состояний могут принимать значения  $J = K, K + 1, K + 2, \dots$ . При  $K = 0$  возможны только четные значения угловых моментов вращательных состояний:  $J = 0, 2, 4, 6, \dots$  (доказательство этого результата полностью аналогично доказательству, проведенному в разделе 5.2 для аксиально-симметричного ротатора). На рисунках 6.2 и 6.3 показаны экспериментальные примеры вращательных полос, базирующихся на разных внутренних состояниях нечетного и четно-четного ядер.

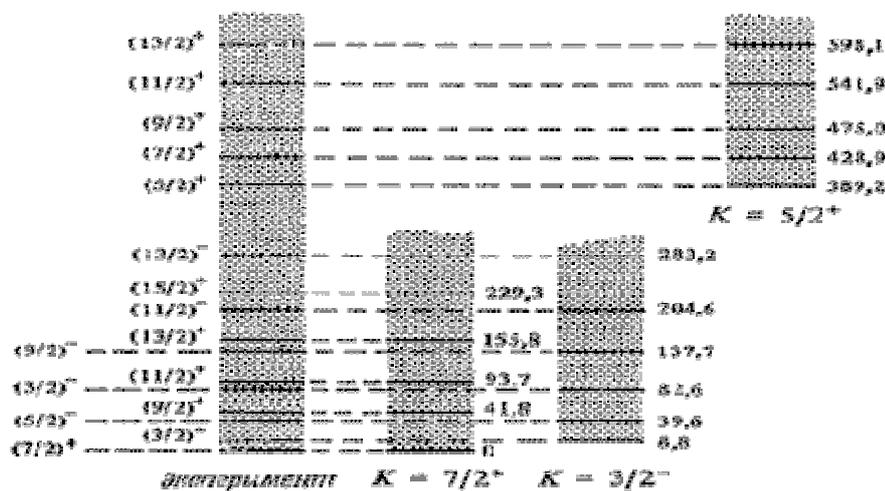


Рис. 6.2. Энергетические уровни ядра  $^{249}\text{Bk}$ . Слева изображены все наблюдаемые уровни в энергетическом интервале 0-600 КэВ. Справа приведено разбиение этих уровней на три вращательных полосы.

			<u>7</u> 1950.81
			<u>6</u> 1820.14
			<u>5</u> 1708.01
		<u>8</u> 1605.85	<u>4</u> 1615.36
			<u>3</u> 1541.58
			$K \pi = 5 -$
	<u>7</u> 1432.97	<u>7</u> 1448.97	
	<u>6</u> 1263.92	<u>6</u> 1311.48	
	<u>5</u> 1117.60	<u>5</u> 1193.04	
	<u>4</u> 924.77	<u>4</u> 1094.05	
	<u>3</u> 895.92	$K \pi = 4 -$	
	<u>2</u> 821.19		
	$K \pi = 2 +$		
<u>8</u> 928.26			
	<u>6</u> 548.73		
	<u>4</u> 264.081		
	<u>2</u> 79.800		
	<u>0</u> 0		
	$K \pi = 0 +$		

Рис. 6.3. Энергетические уровни ядра  $^{168}\text{Er}$ . Под каждой вращательной полосой указаны проекция  $K$  углового момента на ось симметрии и четность  $\pi$ . Сверху над каждым вращательным уровнем указаны спин  $J$  и энергия возбуждения  $E$  соответствующего состояния. Уровень энергии 821.19 кэВ отвечает квадрупольным колебаниям деформированной ядерной поверхности.

Займемся далее проблемой описания внутреннего движения нуклонов во вращающейся системе координат (1, 2, 3). В соответствии с допущением 3) внутреннее движение можно приближено свести к одночастичному движению нуклонов в аксиально-симметричном деформированном потенциале. В качестве такового будем использовать деформированный потенциал Нильссона (1955 г.):

$$V_{\text{деф}} = m[\omega_1^2(x_1^2 + x_2^2) + \omega_3^2 x_3^2]/2 + C(\vec{I}\vec{s}) + D\vec{I}^2, \quad (6.8)$$

где  $x_1$ ,  $x_2$  и  $x_3$  - координаты нуклона во внутренней системе координат.

Первый член в выражении (6.8) является потенциалом деформированного трехмерного гармонического осциллятора (ср. с (4.4)), частоты колебаний которого в направлении оси симметрии ( $\omega_3$ ) и в направлении перпендикулярном к ней ( $\omega_{\perp}$ ) не совпадают между собой. К нему добавляется обычный спин-орбитальный член и член, который учитывает реальную радиальную зависимость оболочечного потенциала, опуская вниз одночастичные уровни энергии с большим орбитальным моментом  $l$  ( $D < 0$ ).

Частота одночастичных колебаний в первом приближении обратно пропорциональна размеру ядра в том направлении, в котором происходят колебания (см. упражнение 6.1). Пусть деформированное ядро имеет полуось  $a = R_0(1 + 2\varepsilon/3)$  вдоль оси симметрии

эллипсоида и полуось  $b = R_0(1 - \varepsilon/3)$  в направлении перпендикулярном ей, где  $\varepsilon$ - параметр деформации (см. упражнение 3.5). Тогда, пренебрегая членами порядка  $\varepsilon^2$ , будем иметь  $\omega_3 \propto 1/a = 1/[R_0(1 + 2\varepsilon/3)] \approx R_0^{-1}(1 - 2\varepsilon/3)$  и  $\omega_{\perp} \propto 1/b = 1/[R_0(1 - \varepsilon/3)] \approx R_0^{-1}(1 + \varepsilon/3)$ .

Следовательно, мы можем определить частоты  $\omega_3$  и  $\omega_{\perp}$  с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \omega_3 &= \omega(1 - 2\varepsilon/3), \\ \omega_{\perp} &= \omega(1 + \varepsilon/3), \end{aligned} \quad (6.9)$$

где  $\omega$ - частота колебаний сферического гармонического осциллятора.

При малых значениях  $\varepsilon$  выполняется соотношение  $\omega_3 \omega_{\perp}^2 = \omega^3$ , что соответствует сохранению объема ядра. Параметр  $\omega$  был определен ранее (см. (4.5)). Параметры  $C$  и  $D$  подбираются так, чтобы при  $\varepsilon=0$  наилучшим образом воспроизводилась последовательность уровней сферического оболочечного потенциала (см. рис. (4.2)). Это дает следующие значения:

$$\begin{aligned} C &\approx -0.1 \hbar \omega \\ D &\approx -0.02 \hbar \omega. \end{aligned} \quad (6.10)$$

Рисунки 6.4 и 6.5 показывают как меняется энергетический спектр одночастичных состояний в потенциале Нильссона в зависимости от величины параметра деформации  $\varepsilon$ . При  $\varepsilon=0$  картина уровней такая же как в сферическом оболочечном потенциале. Возникновение аксиально-симметричной деформации снимает, с точностью до знака, вырождение по квантовому числу  $m \equiv K$ . В результате каждая  $n|j$  орбита расщепляется на  $(2j + 1)/2$  двукратно вырожденных энергетических уровня в соответствии со значениями  $K = j, j - 1, \dots, 1/2 > 0$ . На каждом таком уровне могут находиться не более двух нуклонов одного сорта, отличающихся знаком ( $\pm K$ ) проекции углового момента на ось симметрии.

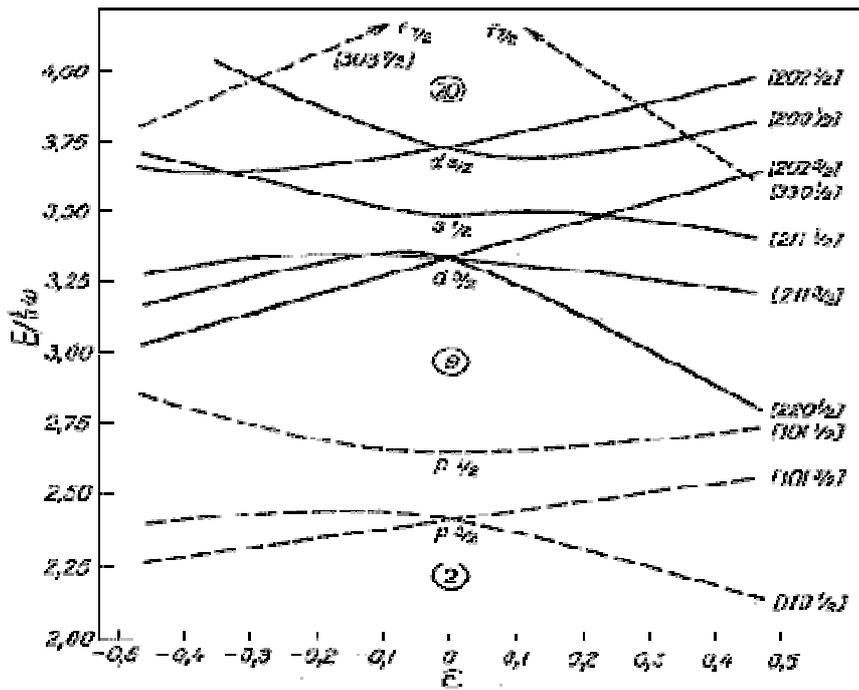


Рис. 6.4. Одночастичные уровни энергии в сфероидальном потенциале Нильссона при  $2 < N, Z < 20$ . Уровни с положительной четностью изображены сплошными, а с отрицательной - штриховыми линиями. В квадратных скобках указаны асимптотические квантовые числа  $N, n_3, \Delta$  и  $K$ .

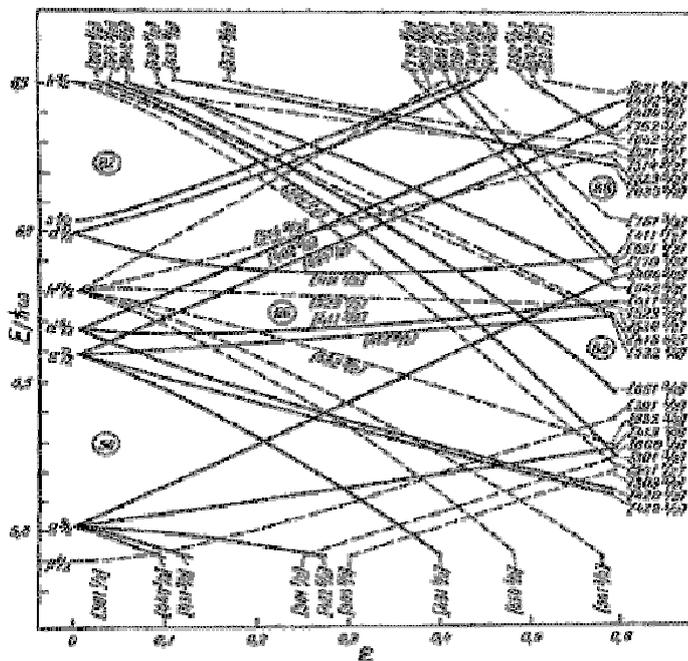


Рис. 6.5. Протонные одночастичные уровни энергии в вытянутом сфероидальном потенциале Нильссона при  $50 < Z < 82$ . Обозначения те же, что и на рис. 6.4.

При движении нуклона в сфероидально деформированном потенциале строго сохраняются только две физические величины - проекция  $K$  углового момента нуклона на ось симметрии и четность  $\pi$ . К ним можно добавить приближенно сохраняющуюся величину  $N$  - полное число квантов колебаний. В самом деле, действие деформации на одночастичное движение нуклона характеризуется энергией  $\hbar(\omega_{\perp} - \omega_3) = \omega \varepsilon$ . С другой стороны, из-за сохранения четности,  $N$  может меняться самое малое на две единицы ( $\pi = (-1)^N$  в трехмерном осцилляторе - см. раздел 4.2), что предполагает переход между уровнями осциллятора, разделенными энергией  $2\hbar\omega \gg \hbar\omega\varepsilon$ . Следовательно, с хорошей точностью можно пренебречь несохранением квантового числа  $N$ .

При малых деформациях одночастичные состояния можно характеризовать сферическими квантовыми числами  $l$  и  $j$ . С возрастанием  $\varepsilon$  состояния с различными  $l$  и  $j$  (но с одинаковыми  $K$  и четностью) начинают взаимодействовать друг с другом, поэтому задача описания одночастичных состояний сильно усложняется. Она снова упрощается, когда деформация становится большой ( $\varepsilon > 0.3$ ). В этом случае одночастичные волновые функции в потенциале (6.8) приблизительно совпадают с одночастичными волновыми функциями анизотропного осцилляторного потенциала (первый член в (6.8)), так как при больших  $\varepsilon$  члены  $C\vec{I}\vec{\varepsilon}$  и  $D\vec{I}^2$  можно трактовать как возмущения к деформированному осцилляторному потенциалу и заменить на их средние значения по соответствующему одночастичному состоянию.

В пределе больших деформаций одночастичные состояния можно характеризовать асимптотическими квантовыми числами:

$$n_{\perp}, n_3, \Lambda, \Sigma \text{ или } N, n_3, \Lambda, K,$$

где  $n_3$  - число квантов колебаний вдоль оси симметрии;  $n_{\perp} = n_1 + n_2$  - число квантов колебаний в направлениях перпендикулярных оси симметрии;  $N = n_3 + n_{\perp}$  - полное число осцилляторных квантов;  $\Lambda, \Sigma, K = \Lambda + \Sigma$  - проекции спинового, орбитального и полного моментов количества движения нуклона на ось симметрии ядра

При усреднении спин-орбитального взаимодействия получаем

$$C(\vec{I}\vec{\varepsilon})_{\text{cp}} = \hbar^2 C \Lambda \Sigma, \quad (6.11)$$

Из этого выражения видно, что при больших деформациях будут энергетически разделяться одночастичные уровни с  $\Lambda > 0, K = \Lambda - 1/2 > 0$ , в которых проекции орбитального и спинового моментов нуклона на ось симметрии имеют разные знаки и уровни с  $\Lambda > 0, K = \Lambda + 1/2 > 0$ , в которых эти проекции имеют одинаковые знаки

На рисунках 6.4 и 6.5 асимптотические квантовые числа  $N$ ,  $n_3$ ,  $\Lambda$ ,  $K$  показаны в квадратных скобках. Как видно из рисунков, для уровней с фиксированным значением  $N$  при больших положительных деформациях  $\varepsilon$  (вытянутое ядро) четко прослеживается тенденция уменьшения величины энергии уровня с ростом числа продольных квантов  $n_3$ , что находится в согласии с тем фактом, что в вытянутом ядре  $\hbar\omega_3 < \hbar\omega_{\perp}$  (см. (6.9)). Влияние спин-орбитального взаимодействия при больших деформациях иллюстрируют пары орбит  $[1\ 0\ 1\ 3/2]$ ,  $[1\ 0\ 1\ 1/2]$ ;  $[2\ 1\ 1\ 3/2]$ ,  $[2\ 1\ 1\ 1/2]$ ;  $[2\ 0\ 2\ 5/2]$ ,  $[2\ 0\ 2\ 3/2]$  на рис. 6.4, а также орбиты  $[4\ 1\ 3\ 7/2]$ ,  $[4\ 1\ 3\ 5/2]$ ;  $[4\ 1\ 1\ 3/2]$ ,  $[4\ 1\ 1\ 1/2]$ ;  $[4\ 0\ 4\ 9/2]$ ,  $[4\ 0\ 4\ 7/2]$ ;... на рис. 6.5.

Ранее отмечалось (см. раздел 4.3), что одночастичная оболочечная модель не может быть использована для описания основных и низколежащих возбужденных состояний ядер, имеющих устойчивую деформацию. Обобщенная модель снимает это ограничение. Согласно этой модели в основном состоянии сфероидального ядра нуклоны заполняют все низшие уровни энергии деформированного потенциала.

Если ядро четно-четное, то на каждой заполненной нейтронной (протонной) орбите будут находиться по два нейтрона (протона) с разными знаками проекции углового момента на ось симметрии. В результате основное состояние четно-четного ядра будет иметь положительную четность и нулевую проекцию внутреннего углового момента на ось симметрии ядра:

$$J'_3 = \hbar K = \hbar \sum_{i=1}^A K_i = 0.$$

Из этого вытекает, что спин  $J$  этого состояния также должен равняться нулю, так как оно служит основой для вращательной полосы с  $K = 0$  и  $J = 0, 2, 4, 6, \dots$

Спин и четность основного состояния ядра с нечетным  $A$  будут определяться значениями квантовых чисел  $K$  одночастичного уровня, на котором находится последний непарный нуклон. На основном состоянии нечетного ядра базируется вращательная полоса с фиксированным  $K \neq 0$  и  $J = K, K+1, K+2, \dots$

Невращательные возбужденные состояния деформированных ядер образуются при переходе нуклонов с заполненных на незаполненные орбиты, расположенные выше уровня Ферми (последнего уровня, заполненного в основном состоянии).

Приведем пример использования обобщенной модели для описания спина и четности основных состояний легких деформированных ядер. Рассмотрим нечетные ядра, приведенные в первом столбце таблицы 6.1. Согласно одночастичной оболочечной модели со сферическим потенциалом все они должны иметь в основном состоянии спин-четность  $J^{\pi}$

$= (5/2)^+$ , так как заполняется орбита  $1d_{5/2}$  (см. схему уровней на рис. 4.2). Однако, это противоречит экспериментальным данным, как видно из сравнения столбцов 4 и 5 таблицы 6.1.

Таблица 6.1

Спин и четность основных состояний легких деформированных ядер					
Ядро	Z	N	$J^\pi$ в основном состоянии		
			эксп.	обол. мод.	обобщ. мод.
$^{19}\text{F}$	9	10	$(1/2)^+$	$(5/2)^+$	$(1/2)^+$
$^{21}\text{Ne}$	10	11	$(3/2)^+$	$(5/2)^+$	$(3/2)^+$
$^{21}\text{Na}$	11	10	$(3/2)^+$	$(5/2)^+$	$(3/2)^+$
$^{23}\text{Na}$	11	12	$(3/2)^+$	$(5/2)^+$	$(3/2)^+$
$^{23}\text{Mg}$	12	11	$(3/2)^+$	$(5/2)^+$	$(3/2)^+$
$^{25}\text{Mg}$	12	13	$(5/2)^+$	$(5/2)^+$	$(5/2)^+$
$^{25}\text{Al}$	13	12	$(5/2)^+$	$(5/2)^+$	$(5/2)^+$

Наблюдаемое несоответствие теории и эксперимента объясняется тем, что при заполнении оболочки  $8 < N, Z < 20$  возникает вытянутая сфероидальная деформация ядерной поверхности с  $\epsilon \approx \delta \approx 0.1$  (см. рис. 5.4). В результате спин  $J$  основного состояния ядра с нечетным  $A$  определяется значением квантового числа  $K$  орбиты деформированного потенциала, на которую попадает непарный нуклон при данной деформации. Ядро  $^{19}\text{F}$  имеет четное число нейтронов и нечетное число протонов (см. столбцы 2 и 3 таблицы). Нечетный непарный протон размещается на орбите  $[2\ 2\ 0\ 1/2]$  с  $K^\pi = (1/2)^+$  (см. рис. 6.4), поэтому основное состояние этого ядра согласно обобщенной модели имеет  $J^\pi = (1/2)^+$  (см. последний столбец таблицы). В ядрах  $^{21}\text{Ne}$ ,  $^{21}\text{Na}$ ,  $^{23}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Mg}$  непарная частица (нейтрон или протон)

попадает на орбиту  $[2\ 1\ 1\ 3/2]$ , поэтому эти ядра имеют в основном состоянии  $J^\pi = (3/2)^+$ . Наконец, ядра  $^{25}\text{Mg}$  и  $^{25}\text{Al}$  имеют по пять частиц нечетной нуклонной компоненты в оболочке  $8 < N, Z < 20$ . Четыре из них заполняют орбиты  $[2\ 2\ 0\ 1/2]$  и  $[2\ 1\ 1\ 3/2]$ , а пятая, непарная располагается на орбите  $[2\ 0\ 2\ 5/2]$ , вследствие чего спин-четность основных состояний ядер  $^{25}\text{Mg}$  и  $^{25}\text{Al}$  равняется  $(5/2)^+$ .

Мы рассмотрели простейший вариант обобщенной модели, который отличается от одночастичной оболочечной модели главным образом введением статической деформации среднего ядерного поля, приводящей к возникновению вращательных степеней свободы ядра. В более совершенных вариантах обобщенной модели учитываются также коллективные степени свободы, связанные с вибрациями ядерной поверхности около равновесной деформированной формы. Характерным примером таких вибраций может служить уровень энергии 821.19 КэВ ядра  $^{168}\text{Er}$  (см. рис. 6.3), на котором основывается вращательная полоса  $K^\pi = 2^+$ . Подобные состояния обнаружены почти у всех четно-четных деформированных ядер. Все они интенсивно распадаются в результате квадрупольных электромагнитных переходов на уровни основной вращательной полосы  $K^\pi = 0^+$  и интерпретируются как коллективные возбуждения ядра, обусловленные поперечными квадрупольными колебаниями ядерной поверхности относительно аксиально-симметричной равновесной формы. Более совершенные варианты обобщенной модели рассматривают также взаимодействие между разными вращательными полосами, вызываемое силами Кориолиса, о важности учета которого для нечетных ядер говорилось выше. Наконец, как и оболочечная модель, обобщенная модель может быть усовершенствована путем учета смешивания различных нуклонных конфигураций остаточными силами.

### Прохождение заряженных частиц через вещество

Проходя через вещество, заряженная частица совершает десятки тысяч соударений, постепенно теряя энергию. Тормозная способность вещества может быть охарактеризована величиной удельных потерь  $dE/dx$ . Удельные ионизационные потери представляют собой отношение энергии  $\Delta E$  заряженной частицы, теряемой на ионизацию среды при прохождении отрезка  $\Delta x$ , к длине этого отрезка. Удельные потери энергии возрастают с уменьшением энергии частицы (рис. 1) и особенно резко перед ее остановкой в веществе (пик Брэгга).

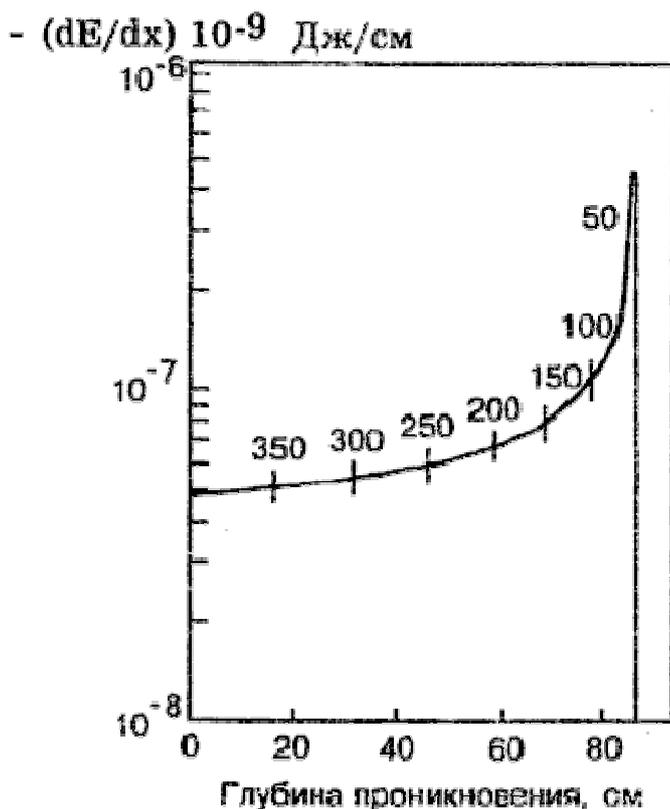


Рис. 2. Зависимость тормозной способности биологической ткани для протонов с начальной энергией 400 МэВ от глубины проникновения протонов в слой вещества. Численные значения над кривой - энергия протона (в МэВ) на различной глубине проникновения. В конце пробега - пик Брэгга.

Если пролетающая через вещество частица имеет энергию большую, чем энергия связи электрона в атоме, удельные ионизационные потери энергии для тяжелых заряженных частиц описываются формулой Бете - Блоха

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2 e^4}{m_e v^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right] \quad (1)$$

где

$m_e$  - масса электрона ( $m_e c^2 = 511$  кэВ - энергия покоя электрона);

$c$  - скорость света;  $v$  - скорость частицы;  $\beta = v/c$  ;

$Z$  - заряд частицы в единицах заряда позитрона;

$n$  - плотность электронов в веществе;

$\bar{I}$  - средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица.

$\bar{I} = 13.5 \text{ эВ} \cdot Z'$ , где  $Z'$  - заряд ядер вещества среды в единицах заряда позитрона;

Удельные потери энергии пропорциональны числу электронов вещества и квадрату заряда частицы теряющей энергию на ионизацию. Удельные потери энергии не зависят от массы  $m$  проходящей через вещество частицы (при условии  $m \gg m_e$ ) но существенно зависят от скорости частицы. Например, мюоны гораздо тяжелее электронов, поэтому при той же энергии они теряют ее медленнее, чем электроны и проходят сквозь большие слои вещества без существенного замедления.

Для определенной среды и частицы с данным зарядом  $Z$  величина  $dE/dx$  является функцией только кинетической энергии:  $dE/dx = \Phi(E)$ . Проинтегрировав это выражение по всем значениям  $E$  от 0 до  $E_{max}$ , можно получить полный пробег частицы, то есть полный путь  $R$ , который заряженная частица проходит до остановки и полной потери кинетической энергии:

$$R = \int_0^{E_{max}} \frac{dE}{\varphi(E)} \quad (2)$$

Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют в основном с атомными электронами и поэтому мало отклоняются от направления своего первоначального движения. Вследствие этого пробег тяжелой частицы  $R$  измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки их остановки. Обычно пробег измеряется в единицах длины (м, см, мкм) или длины, умноженной на плотность ( $г/см^2$ ).

**Электроны.** Прохождение электронов через вещество отличается от прохождения тяжелых заряженных частиц. Главная причина - малая масса электрона. Это приводит к относительно большому изменению импульса при каждом столкновении, что вызывает заметное изменение направления движения электрона и как результат - электромагнитное радиационное излучение электронов.

Ионизационные потери электронов преобладают в области относительно небольших энергий. С ростом энергии электрона  $E$  растут радиационные потери. Отношение  $K$  удельных радиационных и ионизационных потерь энергии зависят в основном от энергии электрона  $E$  и заряда ядер среды  $Z$  :

$$K = (dE/dx)_{рад} / (dE/dx)_{иониз} = ZE/600, \quad (3)$$

где  $E$  выражается в Мегаэлектронвольтах,  $Z$  - средний заряд ядер атомов среды.

Энергия электронов  $E_{крит}$ , при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь - называется критической. Критические энергии для различных веществ приведены в табл.2.

Таблица 2.

<b>Критические энергии электронов <math>E_{\text{крит}}</math> для различных веществ.</b>	
Вещество	Критическая энергия, $E_{\text{крит}}$ (МэВ)
H	340
C	103
Воздух	83
Al	47
Fe	24
Cu	21.5
Pb	6.9

Удельные потери электронов с кинетической энергией  $E$  складываются из суммы ионизационных и радиационных потерь:

Ионизационные потери с небольшими поправками описываются формулой аналогичной (1)

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{иониз}} = \frac{2\pi n e^4}{m_e v^2} \left[ \ln \frac{m_e c^2 E}{I^2} \frac{\beta^2}{2(1-\beta^2)} - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2\right) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2}\right)^2 \right] \quad (4)$$

Радиационные потери при больших энергиях электронов можно описать с помощью следующего простого соотношения:

$$(-dE/dx)_{\text{рад}} = E/L, \text{ или } E = E_0 e^{-x/L} \quad (5)$$

Величина  $L$  называется радиационной длиной. Радиационная длина - средняя толщина вещества, на которой энергия электрона уменьшается в  $e$  раз

$$1/L = 4(\hbar/mc)^2 n Z(Z+1) \alpha^3 \ln(183/Z^{1/3}) \quad (6)$$

Основные диаграммы Фейнмана для тормозного излучения показаны на рис. 3.

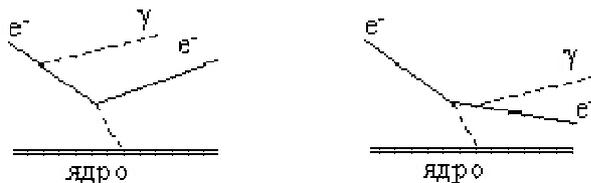


Рис. 3. Основные диаграммы Фейнмана для тормозного излучения

Масса электронов значительно меньше массы тяжелых частиц, что сказывается на характере их движения в веществе. При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны значительно отклоняются от первоначального направления движения и двигаются по извилистой траектории. Для электронов вводится **эффективный пробег**, определяемый минимальной толщиной вещества, измеряемой в направлении исходной скорости пучка и соответствующей полному поглощению электронов.

Эффективные пробеги в (г/см<sup>2</sup>) электронов с энергией E (МэВ) в алюминии можно оценить по формулам :

$$R(A1) = 0.4 E^{1.4}, \quad \text{при } E < 0.8 \text{ МэВ,}$$

$$R(A1) = 0.54 E - 0.133, \quad \text{при } E > 0.8 \text{ МэВ.} \quad 7)$$

Эффективный пробег электронов в веществе с зарядом Z и массовым числом A связан с эффективным пробегом в алюминии следующим образом:

$$R(A,Z) = R(A1) * (Z/A)_{Al} / (Z/A). \quad 8)$$

Эффективные пробеги электронов в различных веществах приведены в таблице 3.

Таблица 3.

<b>Эффективные пробеги (в см) электронов в различных веществах в зависимости от их энергии.</b>					
Вещество	Энергия электрона, МэВ				
	0.05	0.5	5	50	500
Воздух	4.1	160	2*10 <sup>3</sup>	1.7*10 <sup>4</sup>	6.3*10 <sup>4</sup>
Вода	4.7 * 10 <sup>-3</sup>	0.19	2.6	19	78
Алюминий	2*10 <sup>-3</sup>	0.056	0.95	4.3	8.6
Свинец	5*10 <sup>-4</sup>	0.02	0.30	1.25	2.5

Электроны высоких энергий ( $E > 100$  Мэв.) образуют в результате последовательных актов испускания  $\gamma$ -квантов (которые рожают затем электрон - позитронные пары) каскадные ливни (рис. 4).

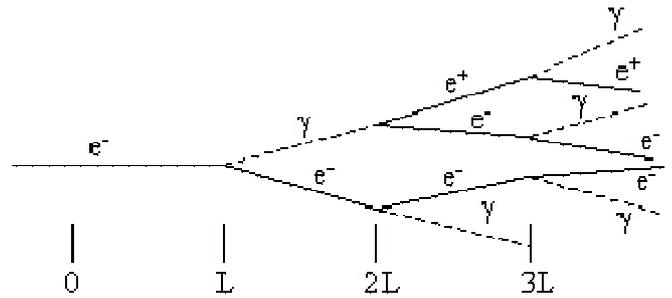


Рис. 4. Каскадный ливень

Каскадный ливень может быть инициирован и  $\gamma$ -квантом высокой энергии.

В зависимости от толщины слоя вещества число электронов в ливне вначале быстро возрастает. По мере развития каскада средняя энергия, приходящаяся на электрон, уменьшается. После того как она уменьшится настолько, что фотоны не смогут рождать электрон - позитронные пары, ливень прекращается. Число частиц в ливне для высокоэнергетичных электронов может достигать  $10^6$ .

#### Взаимодействие гамма-квантов с веществом

При прохождении через вещество гамма-кванты взаимодействуют с электронами и ядрами, в результате их интенсивность уменьшается. В области энергий до 10 Мэв наиболее существенными процессами являются фотоэффект, эффект Комптона и образование электрон-позитронных пар. При энергии гамма-квантов больше 10 Мэв превышает порог фотоядерных реакций и в результате взаимодействия фотонов с ядрами становятся возможны реакции типа  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, \alpha)$ . Сечения фотоядерных реакций в области энергий до 100 Мэв составляют 1% полного сечения взаимодействия гамма-квантов с атомом. Однако фотоядерные реакции необходимо учитывать в процессах преобразования фотонного излучения в веществе, так как вторичные заряженные частицы, такие как протоны и альфа-частицы, могут создавать высокую плотность ионизации.

При фотоэффекте фотон поглощается атомом и высвобождается электрон. Энергетические соотношения при этом выглядят следующим образом :

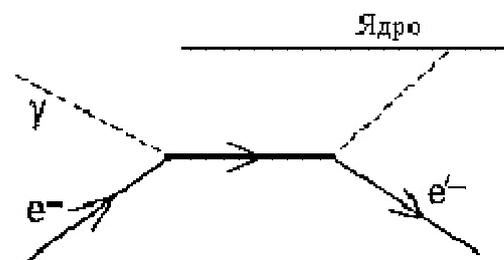


Рис. 5. Фотоэффект

$$E_\gamma = E_e + E_i, \quad (9)$$

где  $E_\gamma$  - энергия первичного фотона,  $E_i$  энергия связи электрона в атоме,  $E_e$  - кинетическая энергия вылетевшего электрона. После вылета фотоэлектрона в атомной оболочке образуется вакансия. Переход менее связанных электронов на вакантные уровни сопровождается выделением энергии, которая может передаваться одному из электронов верхних оболочек атома, что приводит к его вылету из атома (эффект Оже).

В случае эффекта Комптона, часть энергии  $\gamma$ -кванта преобразуется в кинетическую энергию электронов отдачи, а часть энергии уносит рассеянный фотон.

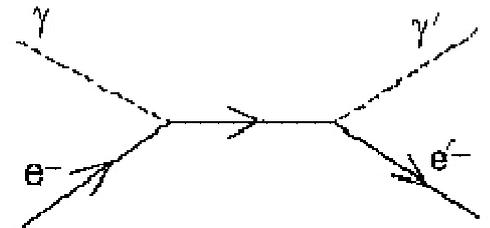


Рис.6. Эффект Комптона

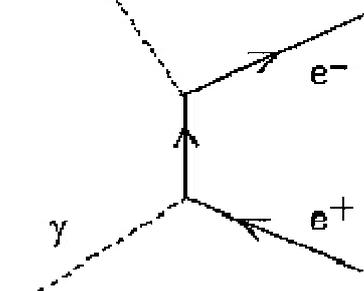
Вероятность рассеяния  $\gamma$ -квантов в случае эффекта Комптона зависит от плотности атомных электронов

$n_e \sim Z$ . С увеличением энергии число рассеянных  $\gamma$ -квантов уменьшается.

В случае тяжелых ядер комптон-эффект начинает преобладать над фотоэффектом в области энергий  $E_\gamma > 2-3$  Мэв. Комптон-эффект слабее зависит от энергии  $E_\gamma$  по сравнению с фотоэффектом. Поэтому им можно пренебречь лишь в области энергий  $E_\gamma > 10$  Мэв, где становится существенным эффект

образования электрон-

Заряженная частица



позитронных пар.

Рис.7. Эффект образования электрон-позитронных пар

В случае образования электрон-позитронных пар баланс энергии имеет следующий вид :

$$E_{\gamma} = 2m_e c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} \quad (10)$$

где  $E_{e^-}$  и  $E_{e^+}$  кинетические энергии электрона и позитрона.

В случае эффекта образования электрон-позитронных пар энергия первичного фотона преобразуется в кинетическую энергию электрона и позитрона и в энергию аннигиляции  $2m_e c^2$ .

В области энергий  $E_{\gamma} > 10$  Мэв основную роль в ослаблении пучка  $\gamma$ -квантов играет эффект образования пар.

Таким образом, во всех трех процессах взаимодействия первичного фотона с веществом часть энергии преобразуется в кинетические энергии электронов и позитронов, а часть - в энергию вторичного фотонного излучения.

Ослабление интенсивности ( $I$ ) падающего пучка фотонов в зависимости от толщины слоя вещества описывается соотношением:

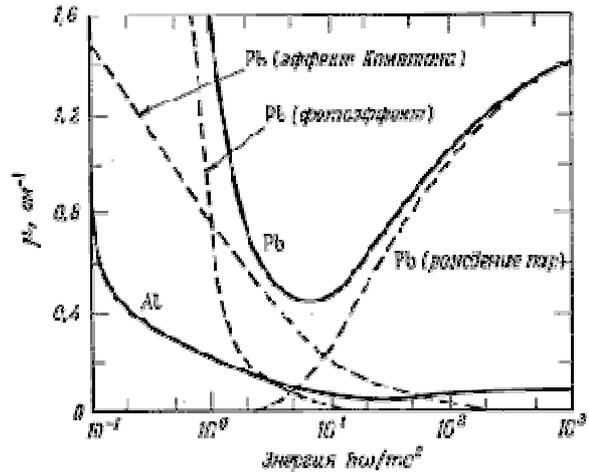


Рис. 8. Зависимость линейных коэффициентов ослабления  $\gamma$ -квантов от их энергии для свинца и алюминия.

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (11)$$

где  $\mu = \tau + \varepsilon + \kappa$   
 $\tau$ - линейный коэффициент ослабления в случае фотоэффекта,  
 $\varepsilon$ - линейный коэффициент ослабления для комптон эффекта,  
 $\kappa$ - линейный коэффициент ослабления в случае эффекта образования пар.

Число частиц, проходящих через слой вещества толщиной  $x$ , убывает экспоненциально, но с увеличением толщины слоя. В случае фотонов нельзя указать определённую длину пробега, но можно указать среднее расстояние, проходимое фотоном в веществе до взаимодействия. Это среднее расстояние называется средней длиной свободного пробега и согласно соотношению (8) равно  $1/\mu$ .

На рис.8 показана зависимость линейных коэффициентов ослабления  $\gamma$ -квантов от их энергии для свинца и алюминия.

## ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАНЯТИЯ

На практических занятиях предлагается решение задач по следующим темам:

1. Общие свойства ядер – 4 часа
2. Радиоактивность. Закон радиоактивного распада – 4 часа
3. Взаимодействие ядерного излучения с веществом. Дозиметрия – 4 часа
4. Ядерные реакции – 2 часа
5. Физика высоких энергий – 2 часа

Перед решением задач по каждой теме практического занятия предлагается рассмотреть краткую теорию и примеры решения задач. По каждой теме кроме задач, решаемых на занятии, необходимо выполнение расчетно-графических работ. РГР оформляются на листах формате А4 и сдаются преподавателю перед началом следующей темы. После окончания темы проводится самостоятельная работа (решение задач) на закрепление знаний по пройденной теме практического занятия.

На последнем занятии проводится итоговая контрольная работа по всем темам практических занятий.

### Рекомендуемая литература:

1. Д.В. Сивухин Атомная и ядерная физика. Т 5. М.: изд-во МФТИ, 2002.
2. И. В. Савельев Курс общей физики. Т 3. М: Наука, 2000.
3. И.Е. Иродов Атомная и ядерная физика. Сборник задач. С.-П.: изд-во «Лань», 2002.
4. Д. Перкинс Введение в физику высоких энергий. М.: Мир, 1991

## ОБЩИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО РЕШЕНИЮ ЗАДАЧ

1. Решение задач всех разделов удобно начинать с краткой записи условия, где необходимо отразить не только данные числовые значения, но и все дополнительные условия, которые следуют из текста задачи: неизменность или кратность каких-либо параметров, их граничные значения, условия, которые определяются физическим содержанием задачи (например, отсутствие трения, постоянство ускорения и т. п.).

2. Надо проверить, все ли заданные величины в задаче находятся в одной системе единиц. Если величины даны в разных системах, их следует выразить в единицах системы, принятой для решения. Предпочтение отдается системе СИ, но не всегда.

3. Обязательно надо нарисовать рисунок к задаче, на котором следует обозначить те параметры (расстояния, силы, размеры тел и прочее), которые даны, и те, которые нужно найти. Рисунок в большинстве случаев сильно облегчает процесс

решения задачи.

4. Необходимо обдумать физическое содержание задачи, выяснить, к какому разделу она относится и какие законы в ней надо использовать. Задачи могут быть комбинированные, решение их требует использования законов нескольких разделов физики.

5. Далее следует записать формулы, соответствующие используемым в задаче законам, не следует сразу искать неизвестную величину; надо посмотреть, все ли параметры в формуле известны. Если число неизвестных больше числа уравнений, надо добавить уравнения, следующие из условия и рисунка, то есть свести задачу от физической к математической.

6. Решение задачи чаще всего следует выполнять в общем виде, то есть в буквенных обозначениях. Решение «по действию» может не получиться, так как некоторые неизвестные побочные параметры могут сократиться лишь при решении до конца в общем виде. Поэтому не надо бояться вводить параметра, не фигурирующие в условии задачи. Если же преобразования очень громоздки, то можно произвести промежуточные числовые расчеты.

7. Получив решение в общем виде, нужно проверить размерность полученной величины. Для этого в формулу подставить не числа, а размерности входящих в нее величин. Ответ должен соответствовать размерности искомой величины (смотрите в примерах).

8. После проверки формулы на размерность следует подставить численные значения входящих в нее величин и произвести расчет. Далее нужно проанализировать и сформулировать ответ.

## ТЕМА 1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЯДЕР

### Краткая теория

Ядро состоит из протонов и нейтронов:

$Z$  – число протонов в ядре (порядковый номер элемента)

$N$  – число нейтронов в ядре

$A = Z + N$  – массовое число ядра

Выделяют несколько ядер в зависимости от разного соотношения  $Z, N, A$ :

*Изотопы* – атомы с одинаковым  $Z$ , но различными  $N$

*Изобары* – атомы с одинаковым  $A$ , но различными  $Z$

*Изотоны* – атомы с одинаковыми  $N$ , но различными  $Z$

В ядерной физике и физике элементарных частиц массу принято измерять в единицах энергии (*МэВ*). Принято также массу частицы измерять в атомных единицах массы (*а.е.м.*)

$$1 \text{ а.е.м.} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ г} = 931,502 \text{ МэВ}$$

$$m_e = 9,10095 \cdot 10^{-28} \text{ г} = 0,511 \text{ МэВ}$$

$$m_p = 1836,15 m_e = 1,00072764 \text{ а.е.м.} = 938,3 \text{ МэВ}$$

$$m_n = 1838,68 m_e = 4,0001506 \text{ а.е.м.} = 939,6 \text{ МэВ}$$

Полезным в ядерной физике является понятие *дефекта массы ядра*:

$$\Delta(Z, A) = M_{\text{яд}}(Z, A) - A$$

$$\begin{cases} M_{\text{яд}} = \Delta + A \\ M_p = \Delta_p + 1 \\ M_n = \Delta_n + 1 \end{cases} \quad (1.1)$$

$$\Delta_p = 6,77761 \text{ МэВ}$$

$$\Delta_n = 8,07146 \text{ МэВ}$$

$$\Delta_\alpha = 1,4028414 \text{ МэВ}$$

Исходя из этого, мы можем перейти к энергии связи ядра.

*Энергия связи ядра*  $\varepsilon_{CB}$  – есть мера его прочности, измеряемая минимальной работой, которую надо произвести, что бы полностью расщепить ядро на составляющие его протоны и нейтроны:

$$\varepsilon_{CB}(Z, A) = ZM_p + NM_n - M(Z, A) \quad (1.2)$$

где  $M_p, M_n, M$  – массы покоя всех частиц.

или

$$\varepsilon_{CB}(Z, A) = ZM_{AT}({}_1^1H) + NM_n - M_{AT}(Z, A) \quad (1.3)$$

Используя соотношения (1.1):

$$\varepsilon_{CB} = Z(\Delta_p + 1) + N(\Delta_n + 1) - M(\Delta + A) \quad (1.4)$$

$$\varepsilon_{CB}(Z, A) = Z\Delta_p + (A - Z)\Delta_n - \Delta(Z, A) \quad (1.5)$$

Энергия связи для частиц:

$$\begin{aligned}\varepsilon_p &= \varepsilon_{CB}(Z, A) - \varepsilon_{CB}(Z-1, A-1) \\ \varepsilon_n &= \varepsilon_{CB}(Z, A) - \varepsilon_{CB}(Z, A-1) \\ \varepsilon_\alpha &= \varepsilon_{CB}(Z, A) - \varepsilon_{CB}(Z-2, A-4) - \varepsilon_{CB}(\alpha)\end{aligned}$$

Отношение  $\varepsilon_{CB}/A$ , т.е. средняя энергия связи, приходится на один нуклон, называется *удельной энергией связи*.

Так же можно записать:

$$\varepsilon_{CB} = C_{об}A - C_{нов}A^{2/3} - C_{кул}Z^2A^{-1/3} - C_{сим}(A-2Z)^2A^{-1} + C_{спар}A^{-\varepsilon}\delta \quad (1.6)$$

Эта полуэмпирическая формула называется *формулой Вейцзеккера*.

Коэффициенты в формуле:

$$C_{об} = 15,75 \text{ МэВ} \quad C_{сим} = 23,7 \text{ МэВ}$$

$$C_{нов} = 17,8 \text{ МэВ} \quad C_{спар} = 34 \text{ МэВ}$$

$$C_{кул} = 0,710 \text{ МэВ} \quad \varepsilon = 3/4$$

$$\delta = \begin{cases} +1 & \text{для чётно чётных ядер,} \\ 0 & \text{для ядер с нечётным } A, \\ -1 & \text{для нечётно – нечётных ядер.} \end{cases}$$

Если ядро считать сферическим, то все методы определения его радиуса приводят к формуле:

$$R = r_0 \cdot A^{1/3} \quad (1.7)$$

где  $r_0 = (1,2 \div 1,5) \cdot 10^{-13} \text{ см} = (1,2 \div 1,5) \text{ фм}$ .

Согласно релятивистской механике, масса покоя устойчивой системы взаимосвязанных частиц меньше суммы масс покоя

$m_1 + m_2 + \dots + m_K$  тех же частиц, взятых в свободном состоянии.

Разность  $\Delta m = (m_1 + m_2 + \dots + m_K) - m$  называется *дефектом массы системы частиц*.

Энергия связи прямо пропорциональна дефекту массы системы частиц:

$$\varepsilon_{CB} = c^2 \Delta m$$

где  $c^2$  – коэффициент пропорциональности ( $c^2 = 8,987 \text{ Дж/кг} = 8,987 \cdot 10^{16} \text{ м}^2/\text{с}^2 = 931,502 \text{ МэВ/а.е.м}$ )

Дефект атомного ядра:

$$\Delta m = (Zm_p + Nm_n) - m_\alpha$$

или

$$\Delta m = Zm_1^1H + (A-Z)m_n - m_\alpha \quad (1.8)$$

### Примеры решения задач

Задача 1. Исходя из полуэмпирической формулы Вейцеккера для  $\varepsilon_{CB}$  найти:

- а) выражение для  $Z$  при котором  $\varepsilon_{CB}$  максимальна при  $A = \text{const}$ ;  
б) при  $A = 28$  найти  $Z$  при котором  $\varepsilon_{CB}$  максимальна.

*Решение.* Полуэмпирическая формула Вейцеккера:

$$\varepsilon_{CB} = 14,0A - 13,0A^{2/3} - 0,584Z^2 A^{-1/3} - 19,3(A - 2Z)^2 A^{-1} + 33,5A^{-\varepsilon\delta}$$

- а) Для того чтобы найти выражение для  $Z$  при котором  $\varepsilon_{CB}$  максимально необходимо найти производную энергии связи по  $Z$ .

$$\frac{d\varepsilon_{CB}}{dZ} = 1,168 ZA^{-1/3} + 77,2(A - 2Z) A^{-1}$$

Приравняем  $\frac{d\varepsilon_{CB}}{dZ} = 0$ , и найдем  $Z$ :

$$1,168 ZA^{-1/3} + 77,2(A - 2Z) A^{-1} = 0$$

$$Z = 77,2 / (1,168 \cdot A^{-1/3} + 154,4 \cdot A^{-1}).$$

- б) при  $A = 28$  найдем  $Z$  при котором  $\varepsilon_{CB}$  максимальна

$$Z = 77,2 / (1,168 \cdot (28)^{-1/3} + 154,4 \cdot (28)^{-1}) \approx 14.$$

Элемент с  $A = 28$  и  $Z = 14$  – кремний (Si).

*Ответ:*

а)  $Z = 77,2 / (1,168 \cdot A^{-1/3} + 154,4 \cdot A^{-1}).$

б)  $Z = 14.$

Задача 2. Определить энергию связи  $\varepsilon_{CB}$ , которую нужно затратить для отрыва нейтрона от ядра  ${}^{23}_{11}\text{Na}$ .

*Решение.* После отрыва нейтрона число нуклонов  $A$  в ядре уменьшится на единицу, а число протонов  $Z$  останется неизменным; получится ядро  ${}^{22}\text{Na}$ . Ядро  ${}^{23}\text{Na}$  можно рассматривать как устойчивую систему, образовавшуюся в результате захвата свободного нейтрона ядром  ${}^{22}\text{Na}$ . Энергия отрыва нейтрона от ядра  ${}^{23}\text{Na}$  равна энергии связи нейтрона с ядром  ${}^{22}\text{Na}$ .

Выразив энергию связи нейтрона через дефект массы системы, получим

$$\varepsilon_{CB} = c^2 \Delta m = c^2 (m_{{}^{22}\text{Na}} + m_n - M_{{}^{23}\text{Na}}).$$

При подстановке числовых значений заменяем массы ядер массами нейтральных атомов. Так как число электронов в оболочках атомов  ${}^{22}\text{Na}$  и  ${}^{23}\text{Na}$  одинаково, то разность масс атомов  ${}^{22}\text{Na}$  и  ${}^{23}\text{Na}$  от такой замены не изменится:

$$\varepsilon_{CB} = 931,4 \text{ МэВ} / \text{а.е.м} \cdot 0,01334 \text{ а.е.м} = 12,42 \text{ МэВ}.$$

*Ответ:*  $\varepsilon_{CB} = 12,42 \text{ МэВ}$

### Задачи

1. Найти с помощью формулы (1.5):

а) Энергию связи ядра, которое имеет одинаковое число протонов и нейтронов, а радиус – в полтора раза меньше радиуса ядра  $^{27}\text{Al}$ ;

б) Энергию связи на один нуклон в ядрах  $^6\text{Li}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{208}\text{Pb}$ .

2. Найти энергию возбуждения ядра  $^{207}\text{Pb}$ , возникающего при захвате ядром  $^{206}\text{Pb}$  нейтрона с пренебрежимо малой кинетической энергией.

3. Вычислить энергию связи нейтрона в ядре  $^{14}\text{N}$ , если известно, что энергия связи  $^{14}\text{N}$  и  $^{13}\text{N}$  равны 104,66 и 94, 10 МэВ.

4. Найти энергию, необходимую для разделения ядра  $^{16}\text{O}$  на  $\alpha$  - частицу и ядро  $^{12}\text{C}$ , если известно, что энергии связи ядер  $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}$  и  $^4\text{He}$  равны 127,62 и 28,30 МэВ.

5. Показать, что при равномерном распределении заряда по объёму ядра энергия

кулоновского отталкивания протонов  $U_{\text{кул}} = \frac{0,6Z^2e^2}{R}$ , где  $Z$  и  $R$  – заряд и радиус ядра.

6. Вычислить разность энергий связи зеркальных ядер  $^{33}\text{S}$  и  $^{33}\text{Cl}$ , если известно, что масса  $^{33}\text{S}$  меньше массы  $^{33}\text{Cl}$  на 0,00599 а. е. м. Сравнить полученную величину с разностью энергий кулоновского отталкивания протонов в этих ядрах (см. формулу из предыдущей задачи). Объяснить причину совпадения результатов.

7. Определить с помощью формулы (1.6) заряд ядра, имеющего наименьшую массу среди ядер с одинаковым нечётным значением массового числа  $A$ .

8. Масса  $m_\alpha$  альфа – частицы (ядро гелия) равна 4,00150 а.е.м. Определить массу  $m_a$  нейтрального атома гелия.

9. Определить дефект массы  $\Delta m$  и энергию связи  $\varepsilon_{\text{CB}}$  ядра атома тяжелого водорода.

10 Энергия связи  $\varepsilon_{\text{CB}}$  ядра, состоящего из двух протонов и одного нейтрона, равна 7,72 МэВ. Определить массу  $m_a$  нейтрального атома, имеющего это ядро.

11 Определить массу  $m_a$  нейтрального атома, если ядро этого атома состоит из трех протонов и двух нейтронов и энергия связи  $\varepsilon_{\text{CB}}$  ядра равна 26,3 МэВ.

12 Какую наименьшую энергию  $\varepsilon_{\text{CB}}$  нужно затратить, чтобы разделить на отдельные нуклоны ядра  $^7_3\text{Li}$  и  $^7_4\text{Be}$ ? Почему для ядра бериллия эта энергия меньше, чем для ядра лития?

### Задачи для расчетно-графической работы по теме 1.

1. Оценить плотность ядерного вещества, концентрацию нуклонов и объёмную плотность электрического заряда в ядре.

2. Определить с помощью табличных значений масс нуклидов:

- а) Энергию связи нейтрона и  $\alpha$ - частицы в ядре  $^{21}\text{Ne}$ ;
- б) Энергию, необходимую для разделения ядра  $^{16}\text{O}$  на четыре одинаковые частицы.
3. Определить энергию, выделяющуюся при образовании двух  $\alpha$  – частиц в результате синтеза ядер  $^2\text{H}$  и  $^6\text{Li}$ , если известно, что энергии связи на один нуклон в ядрах  $^2\text{H}$ ,  $^4\text{He}$  и  $^6\text{Li}$  равны соответственно 1,11; 7,08 и 5,33 МэВ.
4. Считая, что разность энергий связи зеркальных ядер  $^{23}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Mg}$  определяется различием только энергий кулоновского отталкивания в этих ядрах (см. формулу из задачи 1.10), вычислить их радиусы. Сравнить полученный результат с вычисленным по формуле для радиуса ядра.
5. Вычислить с помощью полуэмпирической формулы:
- а) энергию связи ядер  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{107}\text{Ag}$ ;
- б) энергию связи на один нуклон в ядрах  $^{50}\text{V}$  и  $^{200}\text{Hg}$ ;
- в) массы атомов  $^{45}\text{Sc}$  и  $^{70}\text{Zn}$ .
6. Используя известные значения масс нейтральных атомов  $^1_1\text{H}$ ,  $^2_1\text{H}$ ,  $^{12}_6\text{C}$  и электрона, определить массы  $m_p$  протона,  $m_d$  дейтрона,  $m_y$  ядра  $^{12}_6\text{C}$ .
7. Зная массу  $m_a$  нейтрального атома изотопа лития  $^7_3\text{Li}$ , определить массы  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$  ионов лития: однозарядного  $(^7_3\text{Li})^+$ , двухзарядного  $(^7_3\text{Li})^{++}$  и трех зарядного  $(^7_3\text{Li})^{+++}$ .
8. Определить энергию  $\varepsilon_{CB}$ , которая освободится при соединении одного протона и двух нейтронов в атомное ядро.
9. Определить удельную энергию связи  $\varepsilon_{уд}$  ядра  $^{12}_6\text{C}$ .
10. Какую наименьшую энергию связи нужно затратить, чтобы оторвать один нейтрон от ядра азота  $^{14}_7\text{N}$ ?
11. Определить наименьшую энергию связи  $\varepsilon_{CB}$ , необходимую для разделения ядра углерода  $^{12}_6\text{C}$  на три одинаковые части.

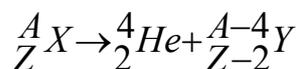
## ТЕМА 2. РАДИАКТИВНОСТЬ. ЗАКОН РАДИАКТИВНОГО РАСПАДА.

### Краткая теория

Радиоактивный распад – явление статистическое.

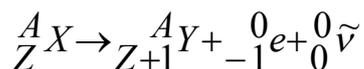
Превращение ядер при радиоактивном распаде:

$\alpha$  – распад



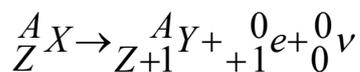
где  $^A_Z X$  - материнское ядро,  $^{A-4}_{Z-2} Y$  - дочернее ядро;

$\beta^-$  - распад (электронный распад)



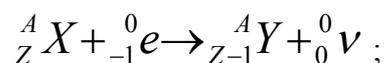
где  ${}^0_{-1} e$  - электрон,  ${}^0_0 \tilde{\nu}$  - электронное антинейтрино;

$\beta^+$  - распад (позитронный распад)

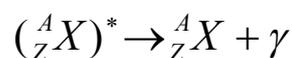


где  ${}^0_{+1} e$  - позитрон,  ${}^0_0 \nu$  - электронное нейтрино;

K- захват (электронный захват)

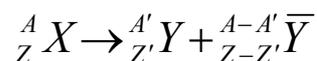


$\gamma$  - излучение



где  $({}^A_Z X)^*$  - ядро в возбужденном состоянии,  $\gamma$  - гамма квант;

Спонтанное деление



Основной закон радиоактивного распада

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.1)$$

где  $N$  — число нераспавшихся атомов в момент времени  $t$ ;

$N_0$  — число нераспавшихся атомов в момент, принятый за начальный (при  $t = 0$ );  $e$  — основание натуральных логарифмов;  $\lambda$  — постоянная радиоактивного распада.

Период полураспада  $T_{1/2}$  — промежуток времени, за который число нераспавшихся атомов уменьшается в два раза. Период полураспада связан с постоянной распада соотношением:

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0.693 / \lambda. \quad (2.2)$$

Число атомов, распавшихся за время  $t$ ,

$$\Delta N = N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}) \quad (2.3)$$

Если промежуток времени  $\Delta t \ll T_{1/2}$ , то для определения числа распавшихся атомов можно применять приближенную формулу

$$\Delta N \approx \lambda N \Delta t.$$

Среднее время жизни  $\tau$  радиоактивного ядра - промежуток времени, за который число нераспавшихся ядер уменьшается в  $e$  раз:

$$\tau = 1 / \lambda. \quad (2.4)$$

Число атомов, содержащихся в радиоактивном изотопе,

$$N = (m / M) N_A \quad (2.5)$$

где  $m$  — масса изотопа,  $M$  — его молярная масса;  $N_A$  — постоянная Авогадро.

Активность  $A$  нуклида в радиоактивном источнике (активность изотопа) есть величина, равная отношению числа  $dN$  ядер, распавшихся в изотопе, к промежутку времени  $dt$ , за которое произошел распад. Активность определяется по формуле:

$$A = dN / dt = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}$$

Активность изотопа в начальный момент времени ( $t=0$ )

$$A_0 = \lambda N_0. \quad (2.6)$$

Активность изотопа изменяется со временем по тому же закону, что и число нераспавшихся ядер:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (2.7)$$

Массовая активность  $a$  радиоактивного источника есть величина, равная отношению его активности  $A$  к массе  $m$  этого источника, т. Е.

$$a = A / m \quad (2.8)$$

Если имеется смесь ряда радиоактивных изотопов, образующихся один из другого, и если постоянная распада  $\lambda$  первого члена ряда много меньше постоянных всех остальных членов ряда, то в смеси устанавливается состояние радиоактивного равновесия, при котором активности всех членов ряда равны между собой:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_n N_n. \quad (2.9)$$

Если радиоизотоп  $A_1$  с постоянной распада  $\lambda_1$  превращается в радиоизотоп  $A_2$  с постоянной  $\lambda_2$ , то число ядер  $N_2$  радиоизотопа  $A_2$ , имеющих в смеси в момент времени  $t$ , находятся по закону

$$N_2 = N_{01} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (2.10)$$

### **Примеры решения задач**

Задача1. Определить начальную активность  $A_0$  радиоактивного магния  $^{27}\text{Mg}$  массой  $m = 0,2$  мкг, а также активность  $A$  по истечении времени  $t = 1$ ч. Предполагается, что все атомы изотопа радиоактивны.

*Решение.* Начальная активность изотопа

$$A_0 = \lambda N \quad (1)$$

где  $\lambda$  - постоянная радиоактивного распада;  $N_0$  - количество атомов изотопа в начальный момент ( $t = 0$ ).

Если учесть, что  $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ ,  $N_0 = (m / M) N_A$ , то формула (1) примет вид

$$A_0 = m N_A \ln 2 / M T_{1/2} \quad (2)$$

Выразим входящие в эту формулу, величины в СИ и произведем вычисления:

$$A_0 = 5,15 \cdot 10^{12} \text{ Бк} .$$

Активность изотопа уменьшается со временем по закону

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

Заменив в формуле (3) постоянную распада  $\lambda$  ее выражением, получим

$$A = A_0 e^{-t \ln 2 / T_{1/2}} = A_0 (e^{\ln 2})^{-t / T_{1/2}}$$

Так как  $e^{\ln 2} = 2$ , то окончательно будем иметь

$$A = A_0 / 2^{t / T_{1/2}}$$

Сделав подстановку числовых значений, получим

$$A = 8,05 \cdot 10^{10} \text{ Бк} .$$

*Ответ:*  $A = 8,05 \cdot 10^{10} \text{ Бк} .$

Задача 2. При определении периода полураспада  $T_{1/2}$  короткоживущего радиоактивного изотопа использован счетчик импульсов. За время  $\Delta t = 1$  мин в начале наблюдения ( $t = 0$ ) было насчитано  $\Delta n_1 = 250$  импульсов, а в момент времени  $t = 1$  ч -  $\Delta n_2 = 92$  импульса. Определить постоянную радиоактивного распада  $\lambda$  и период полураспада  $T_{1/2}$  изотопа.

*Решение.* Число импульсов  $\Delta n$ , регистрируемых счетчиком за время  $\Delta t$ , пропорционально числу распавшихся атомов  $\Delta N$ . Таким образом, при первом измерении

$$\Delta n_1 = k \Delta N_1 = k \Delta N_1 (1 - e^{-\lambda \Delta t}), \quad (1)$$

где  $N_1$  — количество радиоактивных атомов к моменту начала отсчета;  $k$  — коэффициент пропорциональности (постоянный для данного прибора и данного расположения прибора относительно радиоактивного изотопа).

При повторном измерении (предполагается, что расположение приборов осталось прежним)

$$\Delta n_2 = k \Delta N_2 = k N_2 (1 - e^{-\lambda \Delta t}), \quad (2)$$

где  $N_2$  — количество радиоактивных атомов к моменту начала второго измерения.

Разделив соотношение (1) на выражение (2) и приняв во внимание, что по условию задачи  $\Delta t$  одинаково в обоих случаях, а также что  $N_1$  и  $N_2$  связаны между собой соотношением  $N_2 = N_1 e^{-\lambda t}$ , получим

$$\Delta n_1 / \Delta n_2 = e^{-\lambda t} \quad (3)$$

где  $t$  - время, прошедшее от первого до второго измерения. Для вычисления  $\lambda$  выражение (3) следует прологарифмировать;  $\ln \Delta n_1 / \Delta n_2 = \lambda t$ , откуда

$$\lambda = \ln(\Delta n_1 / \Delta n_2) / t$$

Подставив числовые данные, получим постоянную радиоактивного распада, а затем и период полураспада:

$$\lambda = \ln(250/92) / 1 = 1 \text{ч}^{-1}.$$

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 41,5 \text{мин.}$$

Ответ:  $\lambda = 1 \text{ч}^{-1}$ ,  $T_{1/2} = 41,5 \text{мин.}$

### Задачи

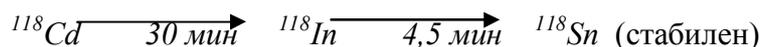
1. Ядро изотопа кобальта  ${}^{60}_{27}\text{Co}$  выбросило отрицательно заряженную  $\beta$ - частицу. В какое ядро превратилось ядро кобальта?
2. Определить зарядовое  $Z$  и массовое  $A$  числа изотопа, который получится из тория  ${}^{232}_{90}\text{Th}$  после трех  $\alpha$ - и двух  $\beta$ -превращений.
3. Найти вероятность распада радиоактивного ядра за промежуток времени  $t$ , если его постоянная распада равна  $\lambda$ .
4. Какая доля первоначального количества ядер  ${}^{90}\text{Sr}$ :
  - а) останется через 10 и 100 лет;
  - б) распадается за одни сутки; за 15 лет?
5. Имеется пучок нейтронов с кинетической энергией 0,025 эВ. Какая доля нейтронов распадается на длине пучка 2,0 м?
6. Определить возраст древних деревянных предметов, у которых удельная активность  ${}^{14}\text{C}$  составляет 3/5 удельной активности этого же нуклида в только что срубленных деревьях.
7. Свежеприготовленный препарат содержит 1,4 мкг радиоактивного  ${}^{24}\text{Na}$ . Какую активность он будет иметь через сутки?
8. Определить число радиоактивных ядер в свежеприготовленном препарате  ${}^{82}\text{Br}$ , если известно, что через сутки его активность стала равной  $7,4 \cdot 10^9$  Бк (0,20 Ки).

9. При радиоактивном распаде ядер нуклида  $A_1$  образуется радионуклид  $A_2$ . Их постоянные распада равны  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Полагая, что в начальный момент препарат содержал только ядра нуклида  $A_1$  в количестве  $N_{10}$  определить:

- количество ядер  $A_2$  через промежуток времени  $t$ ;
- промежуток времени, через который количество ядер  $A_2$  достигнет максимума;
- в каком случае может возникнуть состояние переходного равновесия, при котором отношение количества обоих нуклидов будет оставаться постоянным. Чему равно это отношение?

10. При  $\beta$ - распаде  $^{112}\text{Pd}$  возникает  $\beta$  - активный нуклид  $^{112}\text{Ag}$ . Их периоды полураспада равны соответственно 21 и 3,2 ч. Найти отношение максимальной активности нуклида  $^{112}\text{Ag}$  к первоначальной активности препарата, если в начальный момент препарат содержал только нуклид  $^{112}\text{Pd}$ .

11. Радионуклид  $^{118}\text{Cd}$  испытывает превращения по цепочке:



(под стрелками указаны соответствующие периоды полураспада).

Считая, что в момент  $t = 0$  препарат содержал только  $\text{Cd}$ , найти:

- какая часть ядер превратится в стабильные ядра через 60 мин;
- во сколько раз уменьшится активность препарата через 60 мин.

12. Радионуклид  $A_1$  испытывает превращения по цепочке:



(под стрелками указаны соответствующие постоянные распада). Полагая, что в начальный момент препарат содержал только ядра нуклида  $A_1$  в количестве  $N_{10}$ , найти выражение, определяющее закон накопления нуклида  $A_3$ .

13. Радионуклид  $^{27}\text{Mg}$  образуется с постоянной скоростью  $q = 5,0 \cdot 10^{10}$  ядро/с. Определить количество ядер  $^{27}\text{Mg}$ , которое накопится в препарате через промежуток времени:

- значительно превосходящий его период полураспада;
- равный периоду полураспада.

14. Активность  $A$  препарата уменьшилась в  $k = 250$  раз. Скольким периодам полураспада  $T_{1/2}$  равен протекший промежуток времени  $t$ ?

15. За время  $t = 1$  сут активность изотопа уменьшилась от  $A_1 = 118$  ГБк до  $A_2 = 7,4$  ГБк. Определить период полураспада  $T_{1/2}$  этого нуклида.
16. Определить промежуток времени  $\tau$ , в течение которого активность  $A$  изотопа стронция  $^{90}\text{Sr}$  уменьшится в  $k_1 = 10$  раз? в  $k_2 = 100$  раз?
17. Найти массу  $m_1$  урана  $^{238}\text{U}$ , имеющего такую же активность  $A$ , как стронций  $^{90}\text{Sr}$  массой  $m_2 = 1$  мг.

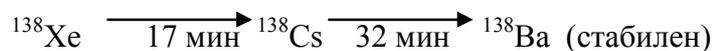
### **Задачи для расчетно-графической работы по теме 2.**

1. В какое ядро превратилось ядро изотопа фосфора  $^{30}_{15}\text{P}$  выбросив положительно заряженную  $\beta$ -частицу?
2. Ядро  $^7_4\text{Be}$  захватило электрон с  $K$ -оболочки атома. Какое ядро образовалось в результате  $K$ -захвата?
3. Сколько  $\alpha$  и  $\beta$ -частиц выбрасывается при превращении ядра урана  $^{233}_{92}\text{U}$  в ядро висмута  $^{209}_{83}\text{Bi}$ ?
4. Показать, что среднее время жизни радиоактивных ядер  $\tau = 1/\lambda$ , где  $\lambda$  — их постоянная распада.
5. Вычислить постоянную распада, среднее время жизни и период полураспада радиоактивного нуклида, активность которого уменьшается в 1,07 раза за 100 сут.
6. Вычислить удельную активность чистого  $^{239}\text{Pu}$ .
7. В кровь человека ввели небольшое количество раствора, содержащего  $^{24}\text{Na}$  активностью  $A = 2,1 \cdot 10^3$  Бк. Активность 1 см<sup>3</sup>, взятой через  $t = 5,0$  ч после этого, оказалась  $a = 0,28$  Бк /см<sup>3</sup>. Н а й т и о б ъ е м к р о в и ч е л о в е к а .
8. Определить массу свинца, который образуется из 1,0кг  $^{238}\text{U}$  за период, равный возрасту Земли ( $2,5 \cdot 10^9$  лет).
9. Радионуклид  $^{124}\text{Sb}$  образуется с постоянной скоростью  $q = 1,0 \cdot 10^9$  ядро/с. С периодом полураспада  $T = 60$  сут он превращается в стабильный нуклид  $^{124}\text{Te}$ , Н а й т и :
  - а) через сколько времени после начала образования активность  $^{124}\text{Sb}$  станет  $A = 3,7 \cdot 10^8$  Бк (10 мКи);
  - б) какая масса нуклида  $^{124}\text{Te}$  накопится в препарате за четыре месяца после начала его образования.
10. Радионуклид  $A_1$ , образующийся с постоянной скоростью  $q$  ядро/с, испытывает цепочку превращений по схеме:



(под стрелками указаны постоянные распада). Найти закон накопления количества ядер  $A_1$ ,  $A_2$  и  $A_3$  с течением времени, полагая, что в начальный момент препарат их не содержал.

11. Радионуклид  $^{138}\text{Xe}$ , образующийся с постоянной скоростью  $q = 1,0 \cdot 10^{10}$  ядро/с, испытывает превращения по схеме:



(под стрелками указаны периоды полураспада). Вычислить суммарную активность данного препарата через 60 мин после начала накопления.

12. Определить активность  $A$  фосфора  $^{32}\text{P}$  массой  $m = 1$  мг.

13. Вычислить удельную активность  $a$  кобальта  $^{60}\text{Co}$ .

### ТЕМА 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ.

#### ДОЗИМЕТРИЯ.

Закон ослабления узкого пучка моноэнергетических  $\gamma$  – излучений при прохождении через поглощающее вещество:

а) ослабление плотности потока ионизирующих частиц или фотонов

$$J = J_0 e^{-\mu x} \quad (3.1)$$

где  $J_0$  - плотность потока частиц, падающих на поверхность вещества;  $J$  - плотность потока частиц после прохождения слоя вещества толщиной  $x$ ;  $\mu$  - линейный коэффициент ослабления (рис. 1);

б) ослабление интенсивности излучений

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.2)$$

где  $I$  — интенсивность  $\gamma$ -излучений в веществе на глубине  $x$ ;  $I_0$  – интенсивность  $\gamma$  - излучений, падающих на поверхность вещества.

Слоем половинного ослабления называется слой, толщина  $x_{1/2}$  которого такова, что интенсивность проходящих через него  $\gamma$ -излучений уменьшается в два раза:

$$x_{1/2} = \ln 2 / \mu = 0,693 / \mu \quad (3.3)$$

Доза излучения (поглощенная доза излучения)

$$D = \Delta W / \Delta m, \quad (3.4)$$

где  $\Delta W$ —энергия ионизирующего излучения, переданная элементу облучаемого вещества,  $\Delta m$  — масса этого элемента.

Доза излучения выражается в греях (1 Гр = 1 Дж/кг).

Мощность дозы излучения (мощность поглощенной дозы излучения)

$$\dot{D} = \Delta D / \Delta t \quad (3.5)$$

где  $\Delta t$  время, в течение которого была поглощена объектом облучения доза излучения  $\Delta D$ .

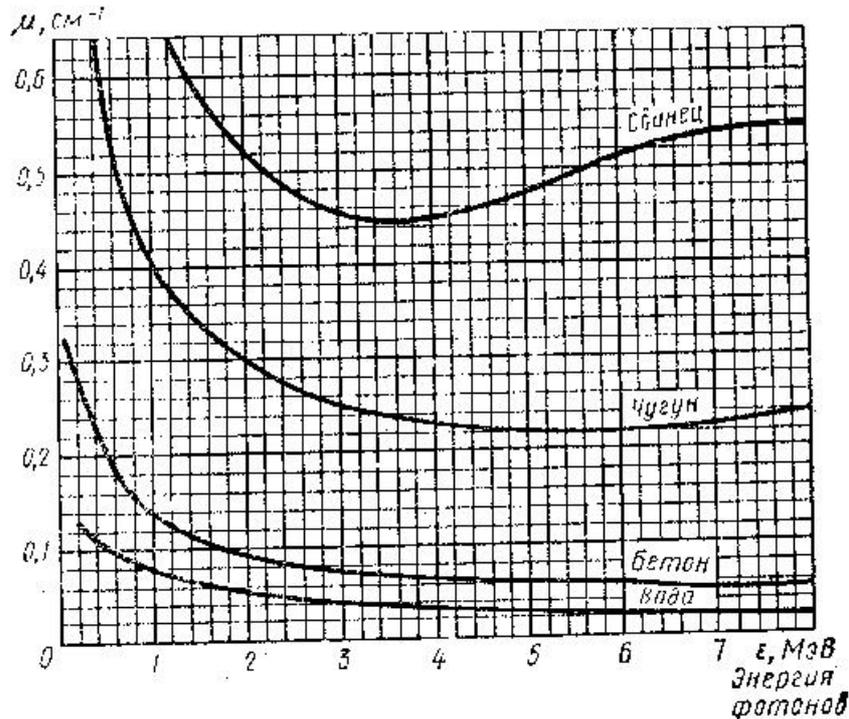


Рис.3.1.

Мощность дозы излучения выражается в греях в секунду (Гр/с).

Экспозиционная доза фотонного излучения (экспозиционная доза гамма- и рентгеновского излучения) есть величина, равная отношению суммы электрических зарядов  $\Delta Q$  всех ионов одного знака, созданных электронами, освобожденными в облученном воздухе при условии полного использования ионизирующей способности электронов, к массе  $\Delta m$  этого воздуха:

$$X = \Delta Q / \Delta m. \quad (3.6)$$

Единица экспозиционной дозы — кулон на килограмм (1 Кл/кг).

Мощность экспозиционной дозы фотонного излучения  $\dot{X}$  есть величина, равная отношению экспозиционной дозы  $\Delta X$  фотонного излучения к интервалу времени  $\Delta t$ , за которое получена эта доза, т. е.

$$\dot{X} = \Delta X / \Delta t. \quad (3.7)$$

Мощность экспозиционной дозы выражается в амперах на килограмм (1 А/кг).

Экспозиционная доза рентгеновского и  $\gamma$ -излучения, падающего на объект, экранированный защитным слоем толщиной  $x$ ,

$$X = X_0 e^{-\mu x} \quad (3.8)$$

где  $X_0$  — экспозиционная доза при отсутствии защитного слоя.

Экспозиционная доза  $\gamma$ -излучения, падающего за время  $t$  на объект, находящийся в воздухе на расстоянии  $R$  от точечного источника,

$$X = \dot{X} t/R^2, \quad (3.9)$$

где  $X_0$  — мощность экспозиционной дозы на расстоянии, равном единице. Поглощением  $\gamma$ -излучения в воздухе пренебрегаем.

Ионизационные потери энергии тяжелой заряженной частицы в веществе (нерелятивистский случай):

$$-\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi e^2}{m_e} \frac{nz^2}{v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I} \quad (3.10)$$

где  $z$  - заряд частицы, единицы  $e$ ;  $v$ - ее скорость;  $n$  - концентрация электронов в веществе;  $m_e$  - масса электрона;  $I \approx 13,5Z$ , эВ, - средняя энергия ионизации атома вещества с порядковым номером  $Z$ .

Эмпирические формулы для среднего пробега в воздухе при нормальных условиях  $\alpha$ -частицы и протона с кинетической энергией  $T$ , МэВ:

$$R_a = 0,31 T^{3/2} \text{ см} \quad (4 \text{ МэВ} < T < 7 \text{ МэВ}); \quad (3.11)$$

$$R_p(T) = R_a(4T) - 0,2 \text{ см} \quad (T > 0,5 \text{ МэВ}), \quad (3.12)$$

где  $R_a(4T)$  - средний пробег в воздухе  $\alpha$ -частицы с кинетической энергией  $4T$ . Средний пробег  $\alpha$ -частицы, мг/см<sup>2</sup>, в веществе с массовым числом  $A$ :

$$R_a' = 0.56A^{1/3} R_a \quad (3.13)$$

где  $R_a$ , см, - пробег  $\alpha$ -частицы с той же энергией в воздухе (3.11).

Радиационные потери энергии электрона (при  $T \gg mc^2$ ), МэВ/см:

$$-\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)_{\text{рад}} = 2.32 \cdot 10^{-27} nTZ \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (3.14)$$

где  $T$ , МэВ, - кинетическая энергия электрона;  $n$ , см<sup>-3</sup> - концентрация электронов в веществе;  $Z$  - порядковый номер атомов вещества.

Соотношение между радиационными и ионизационными потерями энергии электрона:

$$\frac{(\partial E / \partial x)_{\text{рад}}}{(\partial E / \partial x)_{\text{ион}}} = \frac{TZ}{800} \quad (3.15)$$

где  $T$ , МэВ, - кинетическая энергия электрона;  $Z$  - порядковый номер атомов вещества.

Если потери энергии электрона в основном радиационные, то кинетическая энергия электрона в веществе уменьшается по закону:

$$T = T_0 e^{-x/l_{\text{рад}}} \quad (3.16)$$

где  $l_{\text{рад}}$  - радиационная длина.

Средний пробег, г/см<sup>2</sup>, электрона с кинетической энергией  $T$ , МэВ, в алюминии:

$$\left. \begin{array}{l} 0,407 T^{1,38} \quad (0,15 \text{ МэВ} < T < 0,8 \text{ МэВ}); \\ 0,542 T - 0,133 \quad (0,8 \text{ МэВ} < T < 3 \text{ МэВ}). \end{array} \right\} \begin{array}{l} 2. \\ R \end{array}$$

Эти формулы с хорошей точностью описывают пробег и в любых веществах, если потери энергии электрона в основном ионизационные. Закон поглощения  $\beta$ -частиц:

$$J = J_0 e^{-\mu d} \quad (3.17)$$

где  $J$ - поток  $\beta$ -частиц;  $\mu$ - линейный коэффициент поглощения;  $d$ - толщина слоя вещества.

### Примеры решения задач

**Задача1.** Вычислить толщину слоя половинного ослабления  $x_{1/2}$  параллельного пучка  $\gamma$ -излучения для воды, если линейный коэффициент ослабления  $\mu = 0,047 \text{ см}^{-1}$ .

*Решение.* При прохождении  $\gamma$ -излучения через слой вещества происходит их поглощение за счет трех факторов: фотоэффекта, эффекта Комптона и образования пар (электрон—позитрон). В результате действия этих трех факторов интенсивность  $\gamma$ -излучения экспоненциально убывает в зависимости от толщины слоя:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

Пройдя поглощающий слой толщиной, равной толщине слоя половинного ослабления  $x_{1/2}$ , пучок  $\gamma$ -излучения будет иметь интенсивность  $I = I_0/2$ . Подставив значения  $I$  и  $x$  в формулу (1), получим  $I_0/2 = I_0 e^{-\mu x}$ , или после сокращения на  $I_0$

$$1/2 = e^{-\mu x_{1/2}}$$

Прологарифмировав последнее выражение, получим искомое значение толщины слоя половинного ослабления:

$$x_{1/2} = \ln 2 / \mu \quad (2)$$

Подставив в формулу (2) значения  $\mu$  и  $\ln 2$ , найдем величину  $x_{1/2}$ :

$$x_{1/2} = 14.7 \text{ см.}$$

Таким образом, слой воды толщиной в 14,7 см снижает интенсивность  $\gamma$ -излучения в два раза.

*Ответ:*  $x_{1/2} = 14.7$  см.

Задача 2. Точечный радиоактивный источник  $^{60}\text{Co}$  находится в центре свинцового сферического контейнера с толщиной стенок  $x = 1$  см и наружным радиусом  $R = 20$  см. Определить максимальную активность  $A_{\max}$  источника, который можно хранить в контейнере, если допустимая плотность потока  $J_{\text{дон}}$   $\gamma$ -фотонов при выходе из контейнера равна  $8 \cdot 10^6$

$\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ . Принять, что при каждом акте распада ядра  $^{60}\text{Co}$  испускается  $n = 2$   $\gamma$ -фотона, средняя энергия которых  $\langle \varepsilon \rangle = 1,25$  МэВ.

*Решение.* Активность радиоактивного источника связана с потоком излучения  $\gamma$ -фотонов соотношением  $\Phi = An$ , где  $n$  - число испускаемых при одном акте распада, откуда

$$A = \Phi / n.$$

Поток  $\Phi$ , входящий в эту формулу, выразим через плотность потока. Плотность потока на расстоянии  $R$  от точечного источника излучений

$$J_1 = \Phi / (4\pi R^2) \quad (2)$$

После прохождения излучений через свинцовую стенку контейнера плотность потока уменьшится и выразится соотношением  $J_2 = J_1 e^{-\mu x}$ . Выразив отсюда  $J_1$  и подставив в формулу (2), найдем

$$J_2 e^{\mu x} = \Phi / (4\pi R^2)$$

откуда

$$\Phi = 4\pi R^2 J_2 e^{\mu x}$$

Подставив выражение  $\Phi$  в (1), получим

$$A = 4\pi R^2 J_2 e^{\mu x} / n.$$

Если в полученной формуле принять  $J_2 = J_{дон}$ , то эта формула будет выражать искомую максимальную активность источника, который можно хранить в контейнере:

$$A_{max} = 4\pi R^2 J_{дон} e^{\mu x} / n \quad (3)$$

По графику на рис. 1 находим, что линейный коэффициент ослабления  $\mu$  для  $\gamma$ -фотонов с энергией  $\varepsilon = 1,25$  МэВ равен  $0,64 \text{ см}^{-1}$ .

Выразим величины, входящие в формулу (3), в единицах СИ и, выполнив вычисления, получим

$$A = 3,8 \text{ МБк.}$$

*Ответ:*  $A = 3,8 \text{ МБк.}$

**Задача 3.** Космическое излучение на уровне моря на экваторе образует в воздухе объемом  $V = 1 \text{ см}^3$  в среднем  $N = 24$  пары ионов за время  $t_1 = 10$  с. Определить экспозиционную дозу  $X$ , получаемую человеком за время  $t_2 = 1$  год.

*Решение.* Экспозиционную дозу, получаемую человеком, можно выразить по формуле

$$X = \dot{X} t_2, \quad (1)$$

где  $X$  — мощность экспозиционной дозы излучения.

Мощность дозы  $\dot{X} = Q/mt_1$ , где  $Q$  — заряд ионов одного знака, образуемых излучением за время  $t_1$  в воздухе массой  $m$ . Масса воздуха может быть найдена как произведение плотности  $\rho$  воздуха на его объем  $V$ :  $m = \rho V$ . Заряд всех ионов одного знака найдем, помножив элементарный заряд на число ионов:  $Q = /e/ N$ . Формула (1) с учетом выражений  $\dot{X}$ ,  $m$  и  $Q$  примет вид

$$X = \dot{X} t_2 = Q t_2 / m t_1 = /e/ N t_2 / \rho V t_1 \quad (2)$$

Выразим величины, входящие в формулу (2), в единицах СИ и, выполнив вычисления, получим

$$X = 9,41 \text{ мкКл/кг.}$$

*Ответ:*  $X = 9,41 \text{ мкКл/кг.}$

### Задачи

При решении задач 1. – 7. воспользоваться графиком, изображенным на рис. 3.1.

1. Определить число  $N$  слоев половинного ослабления, уменьшающих интенсивность  $I$  узкого пучка  $\gamma$ -излучения в  $k = 100$  раз.

2. Определить для бетона толщину слоя половинного ослабления  $x_{1/2}$  узкого пучка  $\gamma$  -излучения с энергией фотонов  $\varepsilon = 0,6$  МэВ.
3. На какую глубину нужно погрузить в воду источник узкого пучка  $\gamma$  -излучения (энергия  $\varepsilon$  гамма- фотонов равна 1,6 МэВ), чтобы интенсивность  $I$  пучка, выходящего из воды, была уменьшена в  $k = 1000$  раз?
4. Интенсивность  $I$  узкого пучка  $\gamma$ - излучения после прохождения через слой свинца толщиной  $x = 4$  см уменьшилась в  $k = 8$  раз. Определить энергию  $\varepsilon$  гамма- фотонов и толщину  $x_{1/2}$  слоя половинного ослабления.
5. Через свинец проходит узкий пучок  $\gamma$ -излучения. При каком значении энергии  $\varepsilon$  гамма -фотонов толщина  $x_{1/2}$  слоя половинного ослаблении будет максимальной? Определить максимальную толщину  $x_{1/2}$  слоя половинного ослабления для свинца.
6. Узкий пучок  $\gamma$  -излучения (энергия  $\varepsilon$  гамма -фотонов равна 2,4 МэВ) проходит через бетонную плиту толщиной  $x_1 = 1$  м. Какой толщины  $x_2$  плита из чугуна дает такое же ослабление данного пучка  $\gamma$ - излучения?
7. Чугунная плита уменьшает интенсивность  $I$  узкого пучка  $\gamma$ - излучения (энергия  $\varepsilon$  гамма -фотонов равна 2,8 МэВ) в  $k = 10$  раз. Во сколько раз уменьшит интенсивность этого пучка свинцовая плита такой же толщины?
8. Какая доля  $w$  всех молекул воздуха при нормальных условиях ионизируется рентгеновским излучением при экспозиционной дозе  $X = 258$  мкКл/кг?
9. Под действием космических лучей в воздухе объемом  $V = 1$  см<sup>3</sup> на уровне моря образуется в среднем  $N = 120$  пар ионов за промежуток времени  $\Delta t = 1$  мин. Определить экспозиционную дозу  $X$  излучения, действию которого подвергается человек за время  $t = 1$  сут.
10. Эффективная вместимость  $V$  ионизационной камеры карманного дозиметра равна 1 см<sup>3</sup>, емкость  $C = 2$  пФ. Камера содержит воздух при нормальных условиях. Дозиметр был заряжен до потенциала  $\varphi_1 = 150$  В. Под действием излучения потенциал понизился до  $\varphi_2 = 110$  В. Определить экспозиционную дозу  $X$  излучения.
11. Мощность  $\dot{X}$  экспозиционной дозы, создаваемая удаленным источником  $\gamma$ -излучения с энергией фотонов  $\varepsilon = 2$  МэВ, равна 0,86 мкА/кг. Определить толщину  $x$  свинцового экрана, снижающего мощность экспозиционной дозы до уровня предельно допустимой  $\dot{X} = 0,86$  пА/кг (см. рис. 3.1).

12.  $\alpha$ -Частица с кинетической энергией  $T_\alpha = 25$  МэВ пролетела мимо покоящегося свободного электрона, имея прицельный параметр  $b = 20$  пм. Найти кинетическую энергию  $T_e$  электрона отдачи, считая, что траектория  $\alpha$ -частицы прямолинейная и за время пролета электрон остается неподвижным.

13. Быстрая  $\alpha$ -частица движется со скоростью  $v$  через среду с концентрацией электронов  $n$ . Определить энергию, теряемую  $\alpha$ -частицей на единице пути в результате взаимодействия с электронами, относительно которых ее прицельный параметр заключен в интервале  $(b, b + db)$ . При расчете воспользоваться результатом решения предыдущей задачи.

14. Вычислить ионизационные потери энергии дейтрона с кинетической энергией 4,0 МэВ на единице пути в азоте при нормальных условиях.

15. Найти отношение ионизационных потерь энергии:

а)  $\alpha$ -частицы и протона с кинетической энергией 5,0 МэВ в неоне;

б)  $\alpha$ -частицы с кинетической энергией 10,0 МэВ в меди и алюминии.

### ***Задачи для расчетно-графической работы по теме 3.***

1. На расстоянии  $l = 10$  см от точечного источника  $\gamma$ -излучения мощность экспозиционной дозы  $\dot{X} = 0,86$  мкА/кг. На каком наименьшем расстоянии  $l_{min}$  от источника экспозиционная доза излучения  $X$  за рабочий день продолжительностью  $t = 6$  ч не превысит предельно допустимую 5,16 мкКл/кг? Поглощением  $\gamma$ -излучения в воздухе пренебречь.

2. Мощность экспозиционной дозы  $\dot{X}$  гамма-излучения на расстоянии  $r_1 = 40$  см от точечного источника равна 4,30 мкА/кг. Определить время  $t$ , в течении которого можно находиться на расстоянии  $r_2 = 6$  м от источника, если предельно допустимую экспозиционную дозу  $X$  принять равной 5,16 мкКл/кг. Поглощение  $\gamma$ -излучения в воздухе пренебречь.

3. В некоторой точке  $O$ , через которую проходит узкий пучок  $\gamma$ -квантов энергией 1,00 МэВ, мощность экспозиционной дозы  $P = 0,98$  нКл/(кг•с). Какой толщины свинцовый экран нужно поместить на пути пучка, чтобы мощность экспозиционной дозы в точке  $O$  стала равной предельно допустимой  $P_{np}$  для 36-часовой рабочей недели?

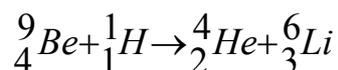
4. Найти толщину слоя половинного поглощения  $\beta$ -частиц, испускаемых радиоактивным препаратом  $^{32}P$ , для воздуха, алюминия и свинца.

5. Какова должна быть толщина кадмиевой пластинки, чтобы поток тепловых нейтронов при прохождении через нее уменьшился 100 раз?
6. Найти с помощью формулы (3.10) зависимость между пробегами в среде протона и дейтрона, скорости, которых одинаковы. Воспользовавшись полученной зависимостью и формулами (3.11) и (3.12), вычислить пробег в воздухе дейтрона с кинетической энергией  $T = 2,0$  МэВ.
7. Найти средний пробег протонов с кинетической энергией 3,0 МэВ в свинце.
8. Найти кинетическую энергию  $\alpha$ -частиц, средний пробег которых в железе равен 11,0 мкм.

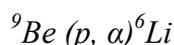
#### ТЕМА 4.ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ.

##### *Краткая теория*

Символическая запись ядерной реакции может быть дана или в развернутом виде, например



или сокращенно



При сокращенной записи порядковый номер атома не пишут, так как он определяется химическим символом атома. В скобках на первом месте ставят обозначение бомбардирующей частицы, на втором - частицы, вылетающей из составного ядра, и за скобками - химический символ ядра-продукта.

Для обозначения частиц приняты следующие символы:  $p$ - протон,  $n$  - нейтрон,  $d$  - дейтрон,  $t$ - тритон,  $\alpha$  - альфа-частица,  $\gamma$  - гамма-фотон.

Законы сохранения:

- а) числа нуклонов  $A_1 + A_2 = A_3 + A_4$ ;
- б) заряда  $Z_1 + Z_2 = Z_3 + Z_4$ ;
- в) релятивистской полной энергии  $E_1 + E_2 = E_3 + E_4$ ;
- г) импульса  $p_1 + p_2 = p_3 + p_4$ ;

Если общее число ядер и частиц, образовавшихся в результате реакции, больше двух, то запись соответственно дополняется.

Энергия ядерной реакции

$$Q = c^2 [(m_1 + m_2) - (m_3 + m_4)] \quad (4.1)$$

где  $m_1$  и  $m_2$  - массы покоя ядра-мишени и бомбардирующей частицы;

$m_3 + m_4$  сумма масс покоя ядер продуктов реакции.

Если  $m_1 + m_2 > m_3 + m_4$ , то энергия освобождается, энергетический эффект положителен, реакция экзотермическая.

Если  $m_1 + m_2 < m_3 + m_4$  энергия поглощается, энергетический эффект отрицателен, реакция эндотермическая.

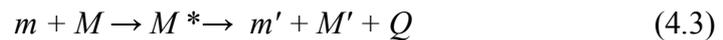
Энергия ядерной реакции может быть записана также в виде

$$Q = (T_1 + T_2) - (T_3 + T_4), \quad (4.2)$$

где  $T_1$  и  $T_2$  - кинетические энергии соответственно ядра-мишени и бомбардирующей частицы;  $T_3$  и  $T_4$  - кинетические энергии вылетающей частицы и ядра-продукта реакции.

При экзотермической реакции  $T_3 + T_4 > T_1 + T_2$ ; при эндотермической реакции  $T_3 + T_4 < T_1 + T_2$ .

Энергетическая схема ядерной реакции:



протекающей через промежуточное ядро  $M^*$ , показана на рис. 4.1, где

$m + M$  и  $m' + M'$  - суммы масс покоя частиц до и после реакции;  $\tilde{T}$  и  $\tilde{T}'$  - суммарные кинетические энергии частиц до и после реакции (в Ц- системе);  $E^*$  - энергия возбуждения промежуточного ядра;  $Q$  - энергия реакции;  $E$  и  $E'$  - энергии связи частиц  $m$  и  $m'$  в промежуточном ядре. На рисунке показаны также уровни промежуточного ядра (1, 2, 3).

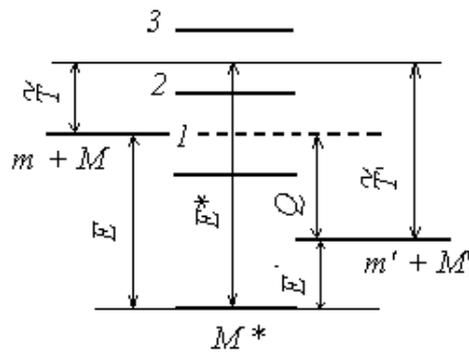


Рис. 4.1.

Пороговая кинетическая энергия налетающей частицы (в Л- системе), при которой становится возможной эндотермическая ядерная реакция:

$$T_{пор} = \frac{m + M}{M} |Q| \quad (4.4)$$

где  $m$  и  $M$  массы налетающей частицы и ядра мишени;  $Q$  - энергия реакции.

Векторная диаграмма импульсов для частиц, участвующих в реакции  $M(m, m')M'$  показана на рис. 4.2. Здесь  $p_m, p_{m'}$  и  $p_{M'}$  - импульсы налетающей частицы и частиц, возникающих в результате реакции (в Л-системе);  $O$  - центр окружности с радиусом, равным импульсу  $\tilde{p}$  возникающих частиц (в Ц-системе):

$$\tilde{p} = \sqrt{2\mu'(\tilde{T} + Q)} \quad (4.5)$$

где  $\mu'$  - приведенная масса возникающих частиц;  $Q$  - энергия реакции;  $\tilde{T}$  - суммарная кинетическая энергия частиц до реакции (в Ц-системе). Точка  $O$  делит отрезок  $AC$  на две части,  $AO : OC = m' : M'$ ;  $\tilde{\vartheta}$  - угол вылета частицы  $m'$  в Ц-системе;  $\theta$  - угол разлета возникающих частиц в Л-системе.

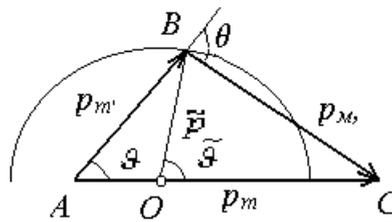


Рис. 4.2.

### Примеры решения задач

Задача 1. Найти энергию реакции



если известно, что кинетические энергии протона  $T_H = 5,45$  МэВ, ядра гелия  $T_{He} = 4$  МэВ и что ядро гелия вылетело под углом  $90^\circ$  к направлению движения протона. Ядро-мишень  ${}^9\text{Be}$  неподвижно.

*Решение.* Энергия реакции  $Q$  есть разность между суммой кинетических энергий ядер-продуктов реакции и кинетической энергией налетающего ядра:

$$Q = T_{Li} + T_{He} - T_H$$

В этом выражении неизвестна кинетическая энергия  $T_{Li}$  лития. Для ее определения воспользуемся законом сохранения импульса

$$p_H = p_{He} + p_{Li} \quad (2)$$

Векторы  $p_H$  и  $p_{He}$ , по условию задачи, взаимно перпендикулярны и, следовательно, вместе с вектором  $p_{Li}$  образуют прямоугольный треугольник. Поэтому

$$p_{Li}^2 = p_{He}^2 + p_H^2 \quad (3)$$

Выразим в этом равенстве импульсы ядер через их кинетические энергии. Так как кинетические энергии ядер, по условию задачи, много меньше энергий покоя этих ядер, то можно воспользоваться классической формулой

$$p^2 = 2mT \quad (4)$$

Заменив в уравнении (3) квадраты импульсов ядер их выражениями (4), после упрощения получим

$$m_{Li}T_{Li} = m_{He}T_{He} + m_H T_H$$

откуда

$$T_{Li} = (m_{He}T_{He} + m_H T_H) / m_{Li} = 3.58 \text{ МэВ}$$

Подставив числовые значения в формулу (1), найдем

$$Q = T_{He} + T_{Li} - T_H = 2.13 \text{ МэВ.}$$

*Ответ:*  $Q = 2.13 \text{ МэВ}$

Задача 2. Решить задачу предыдущего примера, считая, что кинетические энергии и направления движения ядер неизвестны.

*Решение.* Применим закон сохранения релятивистской полной энергии

$$E_{Be} + E_H = E_{He} + E_{Li} \quad (1)$$

Релятивистская полная энергия ядра равна сумме энергии покоя и кинетической энергии:

$$E = mc^2 + T. \quad (2)$$

В формуле (2) для упрощения записи масса покоя обозначена не через  $m_0$ , а через  $m$

Так как ядро-мишень  ${}^9\text{Be}$  неподвижно, то на основании формулы (2) уравнение (1) примет вид

$$m_{Be} c^2 + m_H c^2 + T_H = m_{He} c^2 + T_{He} + m_{Li} c^2 + T_{Li} \quad (3)$$

Определим энергию реакции;

$$Q = T_{He} + T_{Li} - T_H = c^2 [(m_{Be} + m_H) - (m_{He} + m_{Li})]. \quad (4)$$

При числовом подсчете массы ядер заменим массами нейтральных атомов. Легко убедиться, что такая замена не повлияет на результат вычисления. В самом деле, так как масса  $m$  ядра равна разности между массой  $m_a$  нейтрального атома и массой  $Zm_e$  электронов, образующих электронную оболочку, то

$$Q = c^2 [(m_{Be} - 4m_e + m_H - m_e) - (m_{He} - 2m_e + m_{Li} - 3m_e)]. \quad (5)$$

Упростив уравнение (5), найдем

$$Q = c^2 [(m_{Be} + m_H) - (m_{He} + m_{Li})]. \quad (6)$$

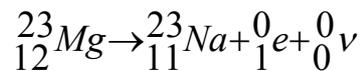
Подставив числовые значения коэффициента пропорциональности  $c^2$  и масс нейтральных атомов, получим

$$Q = 2,13 \text{ МэВ},$$

что совпадает с результатом, полученным в примере 1.

**Задача 3.** Радиоактивное ядро магния  $^{23}\text{Mg}$  выбросило позитрон и нейтрино. Определить энергию  $Q$   $\beta^+$ -распада ядра.

*Решение.* Реакцию  $\beta^+$ -распада ядра магния можно записать следующим образом:



Принимая, что ядро магния было неподвижным, и учитывая, что масса покоя нейтрино равна нулю, напомним уравнение энергетического баланса. На основании закона сохранения релятивистской полной энергии имеем

$$c^2 m_{Mg} = c^2 m_{Na} + T_{Na} + c^2 m_e + T_e + T_\nu \quad (1)$$

Энергия распада

$$Q = T_{Na} + T_e + T_\nu = c^2(m_{Mg} - m_{Na} - m_e) \quad (2)$$

Выразим массы ядер магния и натрия через массы соответствующих нейтральных атомов:

$$Q = c^2 [(m_{Mg} - 12 m_e) - (m_{Na} - 11 m_e) - m_e]$$

Так как массы покоя электрона и позитрона одинаковы, то после упрощений получим

$$Q = c^2 (m_{Mg} - m_{Na} - 2 m_e)$$

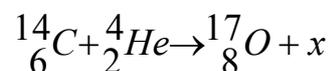
Сделав подстановку, найдем

$$Q = 3,05 \text{ МэВ}.$$

*Ответ:*  $Q = 3,05 \text{ МэВ}$ .

### Задачи

1. Определить порядковый номер  $Z$  и массовое число  $A$  частицы, обозначенной буквой  $x$ , в символической записи ядерной реакции:



То же, для реакции  ${}_{13}^{27}\text{Al} + x \rightarrow {}_{1}^1\text{H} + {}_{12}^{26}\text{Mg}$

Является ли реакция  ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$  эндотермической или экзотермической? Даны удельные энергии связи ядер в МэВ:  $\epsilon(d) = 1.11$ ,  $\epsilon(\alpha) = 7.08$ ,  $\epsilon(\text{Li}) = 5.33$ .

Вычислить пороговую энергию реакции  ${}^{14}\text{N} + \alpha \rightarrow {}^{17}\text{O} + p$ , в двух случаях, если налетающей частицей является: 1) альфа – частица, 2) ядро азота.

Определить кинетическую энергию конечно ядра при  $\beta^-$  распаде ядра  ${}^{64}\text{Cu}$  когда: 1) энергия  $\tilde{\nu}_e = 0$ , 2) энергия электрона равна нулю. Энергия связи ядер  ${}^{64}\text{Cu} = 559.32$  МэВ,  ${}^{64}\text{Zn} = 559.12$  МэВ.

$\pi^0$  – мезон, кинетическая энергия которого равна энергии покоя, распадается на два гамма-кванта, энергии которых равны. Каков угол между направлениями движения гамма-квантов.

Протон с кинетической энергией 2 МэВ налетает на неподвижное ядро  ${}^{197}\text{Au}$ . Определить дифференциальное сечение  $d\sigma/d\Omega$  на угол  $60^\circ$ . Как изменится величина дифференциального сечения рассеяния, если в качестве ядра выбрать ядро  ${}^{27}\text{Al}$ .

Определить величину суммарной кинетической энергии  $\pi$  – мезонов, образующихся при распаде покоящегося  $K^+$  - мезона.

#### **Задачи для расчетно-графической работы по теме 4.**

1. Определить суммарную кинетическую энергию  $T$  ядер, образовавшихся в результате реакции  ${}^{13}\text{C}(d, \alpha){}^{11}\text{B}$ , если кинетическая энергия  $T_1$  дейтрона равна 1,5 МэВ. Ядро-мишень  ${}^{13}\text{C}$  считать неподвижным.
2. Ядро урана  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , захватив один нейтрон, разделилось на два осколка, причем освободилось два нейтрона. Одним из осколков оказалось ядро ксенона  ${}^{140}_{54}\text{Xe}$ . Определить порядковый номер  $Z$  и массовое число  $A$  второго осколка.
3. Найти энергию реакции  ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ , если известно, что средняя энергия связи на один нуклон в ядрах  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^4\text{He}$  равна соответственно 5,60 и 7,06 МэВ.
4. Частица массы  $m$  налетает на покоящееся ядро массы  $M$  возбуждая эндонергетическую реакцию. Показать, что пороговая (минимальная) кинетическая энергия, при которой эта реакция становится возможной, определяется формулой (4.4).
5. Ядро  ${}^7\text{Li}$  захватывает медленный нейтрон и испускает гамма-квант. Чему равна энергия гамма-кванта.

## ТЕМА 5. ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

### Краткая теория

Все физические явления можно отнести к одному из четырех взаимодействий: сильному, электромагнитному, слабому, гравитационному.

Экспериментально установлено, что различные взаимодействия отличаются друг от друга законами сохранения определенных физических величин, которые либо выполняются, либо не выполняются в них. Перечень основных законов и возможность их применения к различным взаимодействиям указаны в таблице.

Таблица

Сохраняющаяся величина	Взаимодействие		
	сильное	Электромагнитное	слабое
$M$ (момент количества движения)	Да	Да	Да
$I$ (полный изоспин)	“	Нет	Нет ( $\Delta I = \frac{1}{2}$ , или $\Delta I = 1$ )
$I_3$ (проекция изоспина)	“	Да	Нет
$B$ (барионный заряд)	“	“	Да
$L$ (лептонный заряд)	“	“	“
$P$ (четность)	“	“	Нет
$C$ (зарядовая четность)	“	“	Нет
$S$ (странность)	“	Да	Нет ( $\Delta S = 1$ , $\Delta Q = \Delta S$ )
$C$ (очарование)	“	“	Нет ( $\Delta C = \Delta S$ )
$b$ (прелесть)	“	“	Нет

Некоторые физические величины, сохраняющиеся в сильном и электромагнитном взаимодействиях, не сохраняются в слабом взаимодействии. Обычно эти нарушения подчиняются определенным правилам. В распадах странных частиц нет переходов с  $\Delta S = 2$ . В нелептонных распадах странных частиц с  $\Delta S = 1$ , по-видимому, выполняется правило  $\Delta I = \frac{1}{2}$ , и для распадов с  $\Delta S = 0$  – правило  $\Delta I = 1$ . Для лептонных распадов, видимо, выполняется правило  $\Delta Q = \Delta S$  (т.е. изменение заряда адрона равно изменению его странности).

Подобного рода правила, по-видимому, имеют место и для распадов, прелестных и других частиц. Так, основные нелептонные распады очарованных частиц удовлетворяют условию  $\Delta C = \Delta S$ . Для них, по-видимому,  $\Delta I = 1$ .

Кварки – частицы со спином  $\frac{1}{2}$  - являются структурными элементами адронов. Согласно квантовой хронодинамике сильные взаимодействия между кварками осуществляются путем обмена глюонами.

Электрический заряд кварков связан с другими их квантовыми характеристиками с помощью обобщенной формулы Гелл-Мана-Нишиджмы

$$Q/e = I_3 + (B+S+C+b+t)/2$$

Процесс взаимодействия элементарных частиц наглядно представляется диаграммой Фейнмана.



Рис. 5.1.

Так выглядит (рис.5.1) элементарный узел- вершина и три линии: две электронных и одна фотонная.

### Примеры решения задач

**Задача 1.** Какие из приведенных ниже реакций под действием антинейтрино возможны, какие запрещены и почему: 1)  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$ ; 2)  $\nu_e + n \rightarrow p + \mu^-$ ; 3)  $\bar{\nu}_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$ .

**Решение.** Реакции происходят в результате слабого взаимодействия. Определим изменения электрического заряда  $Q$ , барионного заряда  $B$ , лептонного электронного  $L_e$  и мюонного  $L_\mu$  чисел в этих реакциях:

$$1) \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$$

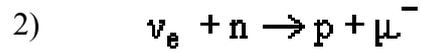
$$Q: \quad 0 + 1 \rightarrow 0 + 1 \quad \Delta Q = 0$$

$$B: \quad 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 \quad \Delta B = 0$$

$$L_e: \quad 0 + 0 \rightarrow 0 + 0 \quad \Delta L_e = 0$$

$$L_\mu: \quad -1 + 0 \rightarrow 0 - 1 \quad \Delta L_\mu = 0$$

Реакция возможна, так как все законы сохранения выполнены.



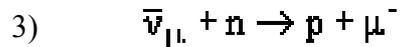
$$Q: \quad 0 + 0 \rightarrow 1 - 1 \quad \Delta Q = 0$$

$$B: \quad 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 \quad \Delta B = 0$$

$$L_e: \quad -1 + 0 \rightarrow 0 + 0 \quad \Delta L_e = 1$$

$$L_\mu: \quad 0 + 0 \rightarrow 0 + 1 \quad \Delta L_\mu = 1$$

Реакция невозможна, так как не сохраняются электронное и мюонное лептонные числа.



$$Q: \quad 0 + 0 \rightarrow 1 - 1 \quad \Delta Q = 0$$

$$B: \quad 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 \quad \Delta B = 0$$

$$L_e: \quad 0 + 0 \rightarrow 0 + 0 \quad \Delta L_e = 0$$

$$L_\mu: \quad -1 + 0 \rightarrow 0 + 1 \quad \Delta L_\mu = 2$$

Реакция невозможна, так как не сохраняется мюонное лептонное число.

### Задачи

1. Какие из нижеследующих процессов запрещены законом сохранения лептонного заряда:

$$1) n \rightarrow p + e^- + \nu; \quad 2) \pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^- + e^+; \quad 3) \pi^- \rightarrow \mu^- + \nu; \quad 4) p + e^- \rightarrow n + \nu;$$

$$5) \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \tilde{\nu}; \quad 6) K^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}.$$

2. Какие из нижеследующих процессов запрещены законом сохранения странности:

$$1) \pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+; \quad 2) \pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + K^-; \quad 3) \pi^- + p \rightarrow K^+ + K^- + n; \quad 4) n + p \rightarrow \Lambda^0 + \Sigma^+;$$

$$5) \pi^- + n \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^-; \quad 6) K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0.$$

3. Указать причины, запрещающие нижеследующие процессы:

$$1) \Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-; \quad 2) \pi^- + p \rightarrow K^+ + K^-; \quad 3) K^- + n \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0; \quad 4) n + p \rightarrow \Sigma^+ + \Lambda^0;$$

$$5) \pi^- \rightarrow \mu^- + e^+ + e^-; \quad 6) \mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu.$$

4. Выяснить помощью законов сохранения лептонного и барионного зарядов, возможны ли следующие процессы:

$$1) n \rightarrow p + e^- + \nu_e; \quad 4) K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \pi^0;$$

$$2) \tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+; \quad 5) \mu^+ \rightarrow e^+ + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu;$$

$$3) \pi^- + n \rightarrow K^- + K^0; \quad 6) K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-.$$

5. Какие из приведенных ниже реакций запрещены законом сохранения странности:

$$1) \pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0; \quad 4) n + \tilde{p} \rightarrow \Lambda + \tilde{\Sigma}^+;$$

$$2) \pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + K^-; \quad 5) \Sigma^- + p \rightarrow \Lambda + n;$$

$$3) \tilde{p} + p \rightarrow \tilde{\Sigma}^0 + \tilde{K}^0 + n; \quad 6) \pi^- + n \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^-.$$

6. Являются ли реакции распада  $K^+$  - мезона на  $\mu^+ + \nu_\mu$  и  $\pi^+ + \pi^0$  реакциями слабого взаимодействия?

7. Рассмотреть перечисленные ниже реакции и установить, какие из них запрещены законами сохранения:

$$1) \Sigma^- + p \rightarrow \Lambda^0 + n; \quad 7) \Sigma^+ + p \rightarrow K^+ + p;$$

$$2) p \rightarrow n + e^+ + \tilde{\nu}_e; \quad 8) \Omega^- \rightarrow n + \pi^-;$$

3)  $J/\psi \rightarrow D^0 + \tilde{D}^0$ ;

9)  $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \tilde{K}^0$ ;

4)  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$ ;

10)  $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + K^-$ ;

5)  $\pi^- + p \rightarrow D^0 + \Lambda^0$ ;

11)  $\mu^+ \rightarrow e^+ + e^- + e^+$ ;

6)  $K^+ + n \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0$ ;

12)  $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^0$ .

8. Приведите примеры простейших реакций, за которые ответственны перечисленные ниже комбинации заряженных и нейтральных кварковых и лептонных токов:

1)  $(ud) (e\nu_e)$ ;

7)  $(ud) (\mu \nu_\mu)$ ;

2)  $(su) (e\nu_e)$ ;

8)  $(su) (\mu \nu_\mu)$ ;

3)  $(cs) (e\nu_e)$ ;

9)  $(cd) (e\nu_e)$ ;

4)  $(cs) (\mu \nu_\mu)$ ;

10)  $(cd) (\mu \nu_\mu)$ ;

5)  $(\mu \nu_\mu) (e\nu_e)$ ;

11)  $(\tau\nu_\tau) (e\nu_e)$ ;

6)  $(\tau\nu_\tau) (\mu \nu_\mu)$ ;

12)  $(e\nu_e) (e\nu_e)$ .

9. Нарисуйте простейшую фейнмановскую диаграмму для электромагнитного распада  $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^-$ .

### Задачи для расчетно-графической работы по теме 5.

1. На основании законов сохранения барионного заряда и странности определить, какие из приведенных реакций возможны:

1)  $\pi^0 + p \rightarrow K^+ + K^0 + n$ ;

4)  $K^- + p \rightarrow \pi^0 + \Lambda^0$ ;

2)  $\pi^0 + n \rightarrow K^+ + K^-$ ;

5)  $K^- + p \rightarrow \Xi^- + \pi^+ + K^0 + K^0 + \tilde{K}^0$ ;

3)  $K^- + d \rightarrow \Lambda^0 + n$ ;

6)  $p + p \rightarrow p + \tilde{K}^0 + K^0$ .

2. Рассмотреть следующие реакции и указать, какие из них запрещены законами сохранения лептонных зарядов:

- |  |  |
|--|--|
| 1) $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$ ; | 5) $\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$ ; |
| 2) $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ ;                  | 6) $K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^0$ ;             |
| 3) $\nu_e + p \rightarrow n + e^+$ ;                   | 7) $\tilde{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$ ;       |
| 4) $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_e$ ;                   | 8) $\tilde{\nu}_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ .       |

3. Принимая во внимание закон изотопического спина в ядерных реакциях, установите, какие реакции возможны:

- |   |   |
|---|---|
| 1) ${}^2\text{H} + d \rightarrow \pi^0 + {}^4\text{He}$ ; | 3) $d + d \rightarrow \pi^0 + d + d$ ;  |
| 2) $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ ;                        | 4) $\gamma + n \rightarrow \pi^- + p$ . |

4. Укажите основные каналы распада частиц:  $\pi^0, \pi^+, \pi^-, \mu^+, \mu^-, K^\pm, \Lambda^0, \Sigma^0, \Xi^0, \Omega^-$ .

5. Какое взаимодействие ответственно за распад  $\eta$ - мезона по каналу  $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ ?

6. Установить, какие из перечисленных ниже реакций разрешены по правилу  $\Delta Q = \Delta S$ :

- |  |   |
|--|---|
| 1) $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$ ;               | 10) $K^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \tilde{\nu}_e$ ;   |
| 2) $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$ ;               | 11) $K^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$ ;   |
| 3) $\tilde{K}^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$ ;       | 12) $\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \tilde{\nu}_e$ ;  |
| 4) $\Sigma^- \rightarrow n + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$ ;  | 13) $\Sigma^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ ;          |
| 5) $\Lambda^0 \rightarrow p + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$ ; | 14) $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$ ; |
| 6) $K^+ \rightarrow \pi^+ + \mu^+ + \mu^-$ ;             | 15) $K^0 \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^-$ ;           |
| 7) $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ + e^- + \tilde{\nu}_e$ ;  | 16) $K^0 \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \pi^+$ ;   |
| 8) $K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu$ ;           | 17) $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^- + e^+ + \nu_e$ ;      |
| 9) $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^+ + e^-$ ;                 | 18) $n + \nu_\mu \rightarrow \Sigma^+ + \mu^-$ .      |

7. Нарисуйте простейшие диаграммы одномезонного обмена, указав переносчик взаимодействия, с помощью которого можно было бы описать следующие процессы:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p; \quad K^- + p \rightarrow K^- + p; \quad \pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n; \quad K^- + p \rightarrow \tilde{K}^0 + n.$$

## ПРИМЕРНЫЕ ЗАДАНИЯ САМОСТОЯТЕЛЬНЫХ РАБОТ

### ПО ТЕМЕ 1

1. Массы нейтрона и протона в энергетических единицах равны соответственно  $m_n = 939.6$  МэВ и  $m_p = 938.3$  МэВ. Определить массу ядра  ${}^2\text{H}$  в энергетических единицах, если энергия связи дейтрона  $E_{\text{св}}({}^2\text{H}) = 2.2$  МэВ.
2. Считая, что разность энергий связи зеркальных ядер определяется только различием энергий кулоновского отталкивания в этих ядрах, вычислить радиусы зеркальных ядер  ${}^{23}\text{Na}$ ,  ${}^{23}\text{Mg}$ .  $E_{\text{св}}({}^{23}\text{Na}) = 186.56$  МэВ,  $E_{\text{св}}({}^{23}\text{Mg}) = 181.72$  МэВ.

### ПО ТЕМЕ 2

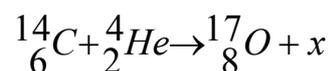
1. Активность препарата  ${}^{32}\text{P}$  равна 2 мкКи (1 Ки =  $3.7 \cdot 10^{10}$  распад/с). Сколько весит такой препарат?
2. Определить верхнюю границу возраста Земли, считая, что весь имеющийся на Земле  ${}^{40}\text{Ar}$  образовался из  ${}^{40}\text{K}$  в результате  $e$ -захвата. В настоящее время на каждые 300 атомов  ${}^{40}\text{Ar}$  приходится один атом  ${}^{40}\text{K}$  ( $T_{1/2} = 1.277 \cdot 10^9$  лет). При радиоактивном распаде  ${}^{40}\text{K}$  путем  $e$ -захвата распадается только 10.67% ядер.

### ПО ТЕМЕ 3

1. На какую глубину нужно погрузить в воду источник узкого пучка  $\gamma$ -излучения (энергия  $\varepsilon$  гамма-фотонов равна 1,6 МэВ), чтобы интенсивность  $I$  пучка, выходящего из воды, была уменьшена в  $k = 1000$  раз?
2. Под действием космических лучей в воздухе объемом  $V = 1$  см<sup>3</sup> на уровне моря образуется в среднем  $N = 120$  пар ионов за промежуток времени  $\Delta t = 1$  мин. Определить экспозиционную дозу  $X$  излучения, действию которого подвергается человек за время  $t = 1$  сут.

### ПО ТЕМЕ 4

1. Определить порядковый номер  $Z$  и массовое число  $A$  частицы, обозначенной буквой  $x$ , в символической записи ядерной реакции:



2. Определить суммарную кинетическую энергию  $T$  ядер, образовавшихся в результате реакции  ${}^{13}\text{C} (d, \alpha) {}^{11}\text{B}$ , если кинетическая энергия  $T_d$  дейтрона равна 1,5 МэВ. Ядро-мишень  ${}^{13}\text{C}$  считать неподвижным.

### ПРИМЕРНЫЕ ЗАДАНИЯ ИТОГОВОЙ КОНТРОЛЬНОЙ РАБОТЫ

1. Масса нейтрального атома  ${}^{16}\text{O}$   $m_{\text{ат}}(A, Z) = 15.9949$  а.е.м. Определить удельную энергию связи ядра  ${}^{16}\text{O}$ .
2. Во сколько раз число распадов ядер радиоактивного йода  ${}^{131}\text{I}$  в течение первых суток больше числа распадов в течение вторых суток? Период полураспада изотопа  ${}^{131}\text{I}$  равен 193 часам.
3. Радиоактивное ядро магния  ${}^{23}\text{Mg}$  выбросило позитрон и нейтрино. Определить энергию  $Q_{\beta^+}$  - распада ядра.