

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ В
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Саровский физико-технический институт -
филиал федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего обра-
зования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
(СарФТИ НИЯУ МИФИ)

УТВЕРЖДАЮ

Декан физико-технического
факультета СарФТИ НИЯУ
МИФИ

_____ А.К.Чернышев
«...» _____ 2021 г.

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА ДИСЦИПЛИНЫ
Физика атомного ядра и элементарных частиц
(наименование дисциплины)

Направление подготовки (специальность) 03.03.01 Прикладные математика и физика

Квалификация (степень) выпускника _____ бакалавр

Форма обучения _____ очная

Автор _____ д.ф.-м. н. С.Н. Абрамович

Рецензент _____ д.ф.-м. н. Н.В. Завьялов

Зав. кафедрой ЯРФ _____ д.ф.-м.н. Н.В. Завьялов

Руководитель ОПП _____ д.ф.-м.н. Н.В. Завьялов

Программа составлена в соответствии с требованиями ФГОС ВО и ОС НИЯУ МИФИ
(актуализирован Ученым советом университета, Протокол №21/11 от 27.07.2021 г)

Программа актуализирована на заседании кафедры
Ядерной и радиационной физики
от 30.08.21 протокол №1

г. Саров, 2021 г.

ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ОСВОЕНИЯ УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ

Цель изучения дисциплины – формирование у студентов современных фундаментальных знаний в области физики атомного ядра. Физика атомного ядра, являясь одним из основных разделов науки о природе, своими методами и приложениями прочно вошла в инженерную практику и различные разделы фундаментальной науки. Этим определяется необходимость углублённого изучения физики атомного ядра при подготовке специалистов для любых разделов естествознания и техники.

1. Цель преподавания – дать студентам представление о месте ядерной физики в ряду естественных наук, о роли этой дисциплины в развитии фундаментальных знаний о природе вещества, ознакомить с современным состоянием сведений о свойствах атомных ядер, ознакомить с процессами внутриядерных превращений, показать роль экспериментальных методов ядерной физики в науке и технике.

2. Задача преподавания – обеспечить необходимый объём знаний о свойствах атомных ядер и о ядерных превращениях, а также овладение основами методов экспериментальной ядерной физики.

В итоге изучения курса студент должен освоить основной фактический материал, уметь применять на практике методы экспериментальной ядерной физики, научиться работать с научной периодикой, овладеть техникой представления результатов в виде доклада, научно-технического отчёта, статьи в научное издание.

Задачи дисциплины:

- дать представление о месте и роли физики атомного ядра в современной науке и технике;
- дать знания об истории возникновения физики атомного ядра как раздела естествознания;
- ознакомить с основными свойствами атомных ядер;
- сообщить сведения о процессах взаимодействия ядерных излучений с веществом;
- показать роль ядерных реакций в природе;
- ознакомить с важнейшими проблемами ядерной энергетики;
- стимулировать развитие способности к самостоятельному поиску и обработке ядерно-физической информации.

1. МЕСТО УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ В СТРУКТУРЕ ООП ВО

Курс «Физика атомного ядра и элементарные частицы» читается в 7-8 семестрах обучения по ООП и является важным компонентом в подготовке бакалавров. Он обеспечивает необходимый уровень знаний в этой области для самостоятельного изучения научной литературы и применения методов ядерной физики для решения различных проблем науки и техники.

Дисциплины, предварительное изучение которых необходимо студентам:

Высшая математика (дифференциальное и интегральное исчисления, обыкновенные и в частных производных дифференциальные уравнения, векторный анализ, матричное исчисление, основы теории вероятностей).

Общая физика (классическая механика, электричество и магнетизм, электродинамика, основы частной теории относительности, представление о квантовой механике, основные сведения из статистической физики).

2. КОМПЕТЕНЦИИ СТУДЕНТА, ФОРМИРУЕМЫЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ ОСВОЕНИЯ УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ. ОЖИДАЕМЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАЗОВАНИЯ, КОМПЕТЕНЦИИ СТУДЕНТА ПО ЗАВЕРШЕНИЮ ОСВОЕНИЯ ПРОГРАММЫ УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ

В совокупности с другими дисциплинами «Физика атомного ядра и элементарных частиц» направлена на формирование следующих **универсальных компетенций и профессиональных компетенций** бакалавра по направлению 03.03.01 Прикладная математика и физика:

УК-2 - Способен определять круг задач в рамках поставленной цели и выбирать оптимальные способы их решения, исходя из действующих правовых норм, имеющихся ресурсов и ограничений.

ПК-1 - Способен проводить сбор, анализ научно-технической информации, отечественного и зарубежного опыта по тематике исследования

ПК-3 - Способен применять численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений для различных физико-технических задач

В результате изучения дисциплины студент должен получить комплексную систему знаний о предмете и методах физики атомного ядра:

- **Место физики атомного ядра в естествознании** (содержание физики атомного ядра как раздела естествознания и учебной дисциплины, её структура, её роль в фундаментальной науке и приложениях, место в истории физики и философии).

- **Основные понятия физики атомного ядра** (основные характеристики атомного ядра: размеры, заряд, состав, квантовые характеристики; радиоактивность и её виды; силы, действующие внутри ядра; взаимодействие ядерных излучений с веществом; ядерные реакции).

- **Основные представления об элементарных частицах** (классификация элементарных частиц, основные свойства и характеристики).

- **Астрофизические аспекты ядерной физики** (Теория Большого Взрыва, эпохи эволюции Вселенной, нуклеосинтез во Вселенной, космо- и геохронология).

- **Энергетические приложения ядерной физики** (Ядерная энергетика, экологические проблемы, обращение с радиоактивными отходами, проблемы термоядерной энергетики, ядерное и термоядерное оружие).

- **Ядерно-физические методы и их применение в науке и технике** (Ядерная медицина, радиобиология, ядерная геология, применения ядерно-физических методов в аналитике и криминалистике).

3. СТРУКТУРА И СОДЕРЖАНИЕ УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ

Общая трудоемкость дисциплины за 2 семестра: 252 а.ч.

4.1 СТРУКТУРА УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ (Курс IV, 7 семестр) 64 аудиторных часов, 8 часа СРС

Раздел	Недели	Виды учебной деятельности			Текущий контроль успеваемости	Аттестация раздела	Балл за раздел
		Лекции. (час)	Практика. (час)	Самост. Нед. (час)			
1. Ядерная физика в ряду естественных наук					Обсуждение вопросов, тем, ответы на контрольные вопросы в ходе занятий, решение задач, участие в дискуссии, контрольная работа		

1.1 Историческая справка	1	2	2 - Семинар «Теорема Ирншоу»		Дискуссия на тему семинара		
1.2 Области перекрытия с другими фундаментальными науками							
1.3 Ядерная физика в прикладных науках и технике				2			
2. Необходимые сведения из смежных наук					Обсуждение вопросов, тем, ответы на контрольные вопросы в ходе занятий, решение задач участие в дискуссии, контрольная работа		
2.1 Основные соотношения релятивистской механики	2	2	2 - Сем. «Энергия заряженного шара»	2	Дискуссия на тему семинара		
2.2 Уравнение Шредингера, волновая функция, корпускулярно-волновой дуализм, принцип неопределенности, уравнение Дебройля, квазиклассическое приближение, туннельный эффект.				2			
2.3 Понятие о квантовых статистиках, бозоны и фермионы	3	2					
3. Основные характеристики атомного ядра					Обсуждение вопросов, тем, ответы на контрольные вопросы в ходе занятий, решение задач участие в дискуссии, контрольная работа, тест		
3.1 Заряд. 3.2 Масса							
	3		2 - Сем. «Прони-		Дискуссия на тему семинара		

			цаемость потенци- ального барьера»				
3.2.1 Насыще- ние ядерных сил	4	2	2				
3.2.2 Энергия связи, дефект масс, закон сохранения массы-энергии							
3.2.3. Капель- ная модель и формула масс. Долина устой- чивости							
3.3 Радиус яд- ра							
3.4 Спин ядра, статистики квантовых объектов	5	2	1				
3.5 Магнит- ный момент ядра							
3.6 Четность волновой функции ядра							
3.7 Квадру- польный элек- трический мо- мент ядра							
4. Радиоак- тивность					Обсуждение вопросов, тем, от- веты на контрольные вопросы в ходе занятий, решение задач участие в дискуссии, контроль- ная работа		
4.1 Естествен- ная радиоак- тивность, об- щие законо- мерности, ра- диоактивные семейства. За- коны радиоак- тивного рас- пада. Искус- ственная ра- диоактивность	6	2	2 Семи- нар «Распад несколь- ких ве- ществ, вековое равнове- сие»	2	Дискуссия на тему семинара		
4.2 Виды ра- диоактивно-	7	2	2				

сти. α , β^+ , β^- , e^- -захват, запаздывающие частицы, γ -кванты, электронная конверсия, спонтанное деление, кластерная радиоактивность, протонная и дупротонная							
4.3 α -распад							
4.3.1 Основные эмпирические данные. Правило Гейгера-Неттола. Тонкая структура α -спектров, длиннопробежные α -частицы.							
4.3.2 Элементарная теория α -распада. Энергия α -распада, формула масс и границы устойчивости. Туннельный эффект. Влияние центробежного барьера. Вероятность образования α -частицы внутри ядра.	8	1	2				
4.4 β -распад							
4.4.1 Виды β -распада. Формула масс. Основные экспериментальные данные. Форма β -спектра.	9	2	2				
4.4.2 Гипотеза							

Паули. Экспериментальное доказательство существования нейтрино.							
4.4.3 Упрощенная теория β -распада. Правила отбора. Запрещенные переходы.	10	2	2				
4.4.4 Несохранение чётности при β -распаде. Внутреннее тормозное излучение. Запоздывающие частицы.	11	2	2				
4.5 γ -распад ядер. Процессы, сопровождающиеся γ -излучением.							
4.5.1 Классификация γ -переходов. Е- и М-переходы. Мультиполность. Правила отбора.	12	2	2				
4.5.2 Внутренняя электронная конверсия. Парная конверсия.							
4.5.3 Ядерная изомерия. Изомерия формы. Острова изомерии.							
4.5.4 Эффект Мёссбауэра. Опыты Паунда-Рибке.							
4.5.5 Спонтанное деление. Формула	13	2	2				

масс. Границы стабильности. Проблема ограничения таблицы Менделеева. Острова стабильности.							
4.7 Кластерная радиоактивность. Одно- и двупротонная радиоактивность.							
5. Ядерные силы 5.1 Типы взаимодействий в природе.	14, 15	3	3		Обсуждение вопросов, тем, ответы на контрольные вопросы в ходе занятий, решение задач участие в дискуссии, контрольная работа		
5.2 Свойства ядерных сил.							
5.3 Гипотеза Юкавы, мезонная теория ядерных сил.							
5.4 Нуклон-нуклонное взаимодействие. Проблема двух тел. Зарядовая симметрия и зарядовая инвариантность. Изоспин. Обобщённый принцип Паули.							
5.5 Задача многих тел. Многонуклонное ядро.					Дискуссия (4 часа)		
6. Модель оболочек и ядерная спектроскопия					Обсуждение вопросов, тем, ответы на контрольные вопросы в ходе занятий, решение задач участие в дискуссии (1 час), контрольная работа		
6.1 Эмпирические осно-							

вания модели оболочек.							
6.2 Схема заполнения уровней. (Is)-взаимодействие.							
6.3 Область применения оболочечной модели.							
6.4 Спектроскопические характеристики уровней.					Дискуссия (2 час)		
7. Взаимодействие ядерных излучений с веществом					Обсуждение вопросов, тем, ответы на контрольные вопросы в ходе занятий, решение задач участие в дискуссии, контрольная работа		
7.1 Виды ядерных излучений.	16	2	2		Дискуссия (2 час)		
7.2 Взаимодействие заряженных частиц с веществом.							
7.2.1 Ионизационное торможение.							
7.2.2 Радиационное торможение.							
7.2.3 Ядерное взаимодействие.							
7.2.4 Черенковское и переходное излучения.							
7.3 Взаимодействие нейтронов с веществом.							
7.3.1 Взаимодействие с атомами электронами.							
7.3.2 Упругое и неупругое рассеяние на							

ядрах.							
7.3.3 Теория замедления.	17	2					
7.3.4 Теория диффузии нейтронов в веществе							
7.4 Взаимодействие γ -излучения с веществом.							
7.4.1 Когерентное рассеяние.							
7.4.2 Некогерентное рассеяние.							
7.4.3 Фотоэффект.							
7.4.4 Образование пар.							
7.4.5 Фотоядерные реакции.							
Работа в семестре	1-17						50
Зачёт	17		2				50
Итоги за семестр		32	32	8			100

ЧАСТЬ ВТОРАЯ (Курс IV, 8 семестр) (16 часов лекции, 32 практика, 96 часов С.Р.С)

Раздел	Недели	Виды учебной деятельности				Текущий контроль успеваемости	Аттестация раздела	Бал за раздел
		Лекции (час).	Практика (час)		Самост. Нед. (час)			
8. Ядерные реакции					рефераты. 1-7 недели, (96 часов)	Обсуждение вопросов, тем, ответы на контрольные вопросы, участие в дискуссии, решение задач, тестирование, контрольная работа		
8.1 Общие закономерности.								

8.1.1 Законы сохранения энергии, импульса, момента количества движения, заряда, числа нуклонов, четности, изоспина	1	2	2					
8.1.2 Каналы реакции. Двухчастичные и многочастичные процессы.								
8.1.3 Сечение реакции.								
8.1.4 Принцип детального равновесия и теорема взаимности.	2	1	2					
8.1.5 Механизмы ядерных реакций.								
8.1.6 Теория ядерных реакций. Различные модельные подходы.	2	1						
8.2. Реакции, вызываемые нейтронами. Виды взаимодействия нейтронов с ядрами: Упругое и неупругое рассеяние. Радиационный захват. Реакции с образованием заряженных частиц. Реакции (n,xn). Реакции деления ядер.	3	1	2					
8.3 Реакции под действием заряженных частиц.	3	1						
8.4 Фотоядерные реакции.								
8.5 Термоядерные реакции синтеза.	4	1	2			дискуссия		
9. Элементарные частицы						Обсуждение вопросов, тем, ответы на контрольные вопросы, участие в дискуссии		
9.1 Электрон, фотон, протон, нейтрон, позитрон, нейтрино.	4	1	2					

9.2 Мюоны, τ -частицы.								
9.3 Пионы и каоны.								
9.4 Гипероны.								
9.5 Резонансы.								
9.6 Общие закономерности. Законы сохранения лептонного заряда, барионного заряда, странности.	5	2						
9.7 Классификация элементарных частиц.			4			Дискуссия		
10. Нуклеосинтез во Вселенной						Обсуждение вопросов, тем, ответы на контрольные вопросы, участие в дискуссии, защита рефератов		
10.1 Особенности кривой распространённости нуклидов.	6	2	4					
10.2 Основные характеристики Вселенной в “наше” время.								
10.3 Возникновение Вселенной. Теория Большого взрыва.								
10.4 Дозвёздный нуклеосинтез.								
10.5 Нуклеосинтез в звёздах.	7	2	2					
10.5.1 Водородные циклы.								
10.5.2 Горение гелия. α -процесс.								
10.5.3 e -процесс.								
10.5.4 s -процесс.								
10.5.5 r -процесс.								
10.5.6 p -процесс.								

10.6 Реакции, вызываемые космическими лучами высоких энергий.								
10.7 Космогеохронология	7	2	4			дискуссия		
Обсуждение рефератов	8-9		8			В интерактивной форме		
Работа в семестре								50
Экзамен								50
Итоги за семестр		16	32	96				100

4.2. СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛОВ УЧЕБНОЙ ДИСЦИПЛИНЫ

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

Глава I

ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ О НАУЧНОМ ПОДХОДЕ

*Не ведаем сил мы своих,
И, как дети, играя с огнем,
Обжигаем себя и других.*

А. Блок

*Что значит знать?
Вот, друг мой, в чем вопрос.*

В. Гете

Физика атомного ядра – это сравнительно молодой раздел естествознания, “возраст” которого в 2011 году составил 100 лет. Все особенности, характерные для научного мышления, проявляются и в этом разделе науки. Обратимся к общему определению науки, которое дают толковые и энциклопедические словари: наука – это сфера человеческой деятельности, функция которой состоит в выработке и систематизации объективных знаний о действительности. Непосредственная ее цель – описание, объяснение и предсказание процессов и явлений, происходящих в окружающем мире и в нас самих как части этого мира, на основе открываемых ею законов. Академик А.Б. Мигдал высказывался по этому поводу (Наука и жизнь. 1982. № 1. С. 60): “Задачи науки лежат на границе между известным и неожиданным. Отсюда одна из главных ее черт – открытость новому, способность пересмотреть привычные представления и, если надо, отказаться от них. Науку образуют факты, соотношения между ними и толкование этих соотношений. Факты и соотношения надо чтить, как уголовный кодекс. Хорошо установленные факты неизменны, соотношения только уточняются с развитием науки. Но толкования фактов и соотношений, т. е. представления, основанные на сознательно упрощенной картине явления, нельзя абсолютизировать. Представления, или модели, развиваются и видоизменяются с каждым открытием”.

Рассмотрим основные особенности языка науки.

1. Логика – основа научного мышления.

Дедуктивный и индуктивный подходы. Теория познания на основе гегелевской диалектики: теория триад: тезис, антитезис, синтез.

2. Математизация науки.

Конечно, слова И. Канта “В науке столько науки, сколько в ней математики” нельзя абсолютизировать, однако нельзя не признать победного шествия математических методов во всех областях науки.

3. Качественные подходы.

Интуиция, аналогии, модельные представления. Примеры: генно-хромосомная теория наследственности, законы Менделя и явление неполного доминирования. Закон сцепления генов Т. Моргана и кроссинговер – исключение из правила, подтверждающее правило.

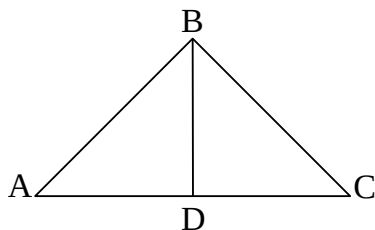


Рис. 1

Качественные соображения могут приводить к количественным результатам. Как иллюстрацию этого утверждения рассмотрим пример из книги академика А. Б. Мигдала “Качественные методы в физике”: доказательство теоремы Пифагора на основе качественных рассуждений.

Рассмотрим прямоугольный треугольник ABC (рис. 1). Положим, что угол при вершине B прямой. Опустим из вершины B высоту BD на гипотенузу AC.

Выскажем чисто качественное соображение: площади подобных фигур пропорциональны квадрату любого гомологичного линейного размера. Это соображение вытекает из нашего повседневного опыта и представляется совершенно убедительным. Тогда относительно площадей треугольников ABC, ABD и BDC можно утверждать, что $S_{ABC} \sim (AC)^2$, $S_{ABD} \sim (AB)^2$, $S_{BDC} \sim (BC)^2$. Из качественных же соображений видно, что $S_{ABC} = S_{ABD} + S_{BDC}$. Отсюда следует, что $(AC)^2 = (AB)^2 + (BC)^2$, т. е. квадрат гипотенузы равен сумме квадратов катетов.

Таким образом, нам удалось доказать теорему Пифагора, используя только чисто качественные соображения.

Глава II

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА – КАК ОНА РОДИЛАСЬ

*Открытия в науке, рассматриваемые как
история человеческих озарений и ослеплений,
являются великими эпопеями.*

Р. Оппенгеймер

*Нет дела, коего устройство было бы труднее,
ведение опаснее, а успех сомнительнее,
нежели замена старых порядков новыми.*

Н. Макиавелли

К концу XIX в. развитие молекулярно-кинетической теории материи убедило ученых-естественников в справедливости атомистической концепции строения материального мира. Философы периодически пытались отрицать эту концепцию, утверждая, что представления об атомах и молекулах есть всего лишь удобная фикция, позволяющая формально описывать и объяснять механизмы явлений (например, “энергетизм” В. Оствальда). Уверенность естествоиспытателей в том, что молекулярно-кинетическая теория на основе ньютоновской механики и максвелловская электродинамика в принципе разрешили все проблемы строения вещества, характеризуется историческим анекдотом: профессор, принимая вступительные экзамены, спросил абитуриента, почему тот хочет посвятить себя физике? Ведь физика практически исчерпала себя. Лишь два облачка туманят горизонт ясного небосвода естественной науки: небольшие неприятности с теорией теплового излучения и опыты Майкельсона. Абитуриента

звали Макс Планк (по другой версии, это был В. Паули). Как известно, первое облачко родило квантовую теорию (при непосредственном участии М. Планка), а второе – теорию относительности.

Представлению о неделимом атоме – центральном понятии молекулярно-кинетической теории – был нанесен сокрушительный удар объяснением явлений, сопровождающих электрический разряд в газах. Ионизация, обнаружение корпускулярных потоков в газовом разряде (катодные лучи, анодные лучи), открытие электронов и ионов показали, что атом может разрушаться, что он имеет внутреннюю структуру. Шокирующее воздействие на ученых произвело открытие естественной радиоактивности солей урана в 1896 г. Антуаном Анри Беккерелем. Таким образом, возникла необходимость получить представление о структуре атома. Первая модель атома – модель Дж. Дж. Томсона – изображала атом в виде положительно заряженного шара, напигованного электронами подобно булке с изюмом. Однако опыты по рассеянию α -частиц тонкими фольгами (Э. Резерфорд, Г. Гейгер и Э. Мерсден) не могли быть объяснены подобной моделью. Планетарная модель атома, предложенная Резерфордом (планетарная модель приходила в голову многим: В. Веберу, Г. Нагаоке, В. Вину, А. Пуанкаре, Ж. Перрену, – но лишь у Резерфорда она основывалась на строгих экспериментальных данных), описывала результаты этих экспериментов, но содержала в себе противоречие с точки зрения классической электродинамики. Это противоречие состояло в том, что движение электрона по круговой орбите в соответствии с электродинамикой должно сопровождаться излучением электромагнитных волн, что приводит к уменьшению энергии электрона и, как следствие, уменьшению радиуса орбиты вплоть до соприкосновения с поверхностью ядра, т. е. все электроны атома неизбежно должны были бы упасть на ядро. Действительно, на электрон действуют две силы: сила электростатического притяжения, направленная в соответствии с законом Кулона к ядру и имеющая модуль $F_c = Ze^2/R^2$, и центробежная сила, направленная в противоположную сторону с модулем $F_{цб} = mv^2/R$ (Z – атомный номер; e , m , и v – заряд, масса и скорость электрона, соответственно; R – радиус орбиты). Условием устойчивого положения электрона на орбите является равенство модулей этих сил: $Ze^2/R^2 = mv^2/R$. Вспомнив, что кинетическая энергия электрона $T = mv^2/2$, найдем из предыдущего соотношения, что $T = Ze^2/(2R)$. Потенциальная энергия электрона $V = -Ze^2/R$, отсюда полная энергия

$$E = T + V = -Ze^2/(2R).$$

Таким образом, уменьшение полной энергии электрона приводит к уменьшению радиуса орбиты.

Назрела ситуация, вошедшая в историю науки и философии под названием “кризис физики”. Для разрешения противоречий планетарной модели атома нужна была “достаточно сумасшедшая идея” (фраза Н. Бора: “...эта идея не достаточно сумасшедшая, чтобы быть истиной...”). Такая идея была высказана самим Бором в виде его знаменитых квантовых постулатов. Бору принадлежит шутка: истины бывают тривиальные и глубокие; тривиальная истина – это истина, противоположность которой есть ложь; глубокая истина – это истина, противоположность которой есть также глубокая истина. Бор, в соответствии с этой шуткой, возвел в разряд глубоких истин положение классической электродинамики о том, что электрический заряд, движущийся с ускорением, неизбежно излучает энергию в виде электромагнитных волн – истину, которую все считали тривиальной. Другими словами, утверждение, что движущийся с ускорением электрический заряд *не излучает* при определенных условиях, Бор объявил глубокой истиной. “Сумасшедшая” идея Бора состоит в утверждении, что электрон в своем орбитальном движении в планетарном атоме может находиться на таких так называемых стационарных орбитах, движение по которым не сопровождается излучением.

Условие стационарности орбиты Н. Бор связывал с квантованностью орбитального момента импульса, т. е. момент импульса электрона L_n на стационарной орбите с номером n должен быть кратен постоянной Планка $\hbar$

$$L_n = n\hbar.$$

Учитывая, что момент импульса для круговой орбиты равен произведению импульса p на радиус орбиты R_n , условие стационарности можно переписать

$$pR_n = n\hbar. \quad (1)$$

Как известно из курса атомной физики, n есть главное квантовое число, равное номеру орбиты, считая от ядра. Заметим, что условие стационарности (1) имеет ясный смысл: оно эквивалентно требованию, чтобы на стационарной орбите укладывалось целое число волн де Бройля, описывающих электрон на данной орбите. Подставляя в (1) уравнение де Бройля $p = 2\pi\hbar/\lambda$, где λ – длина волны электрона, получим

$$2\pi R_n = \lambda n.$$

Таким образом, годом рождения ядерной физики является 1911 г. – год создания планетарной модели атома.

В своем историческом экскурсе мы подошли к моменту формирования современных представлений об атоме, состоящем из электронного облака с линейным размером около 10^{-10} м (атомная единица длины $\text{\AA}$ (ангстрем) = 10^{-8} см), в центре которого находится положительно заряженное ядро с характерным размером несколько фемтометров ($1 \text{ Фм} = 10^{-15}$ м; эту единицу часто называют “Ферми” в честь великого физика). Электронное облако имеет ярко выраженную оболочечную структуру. Именно *структура внешних оболочек атома определяет основные физико-химические свойства вещества*, которое состоит из атомов данного сорта: химическая активность, тип вещества (металл-металлоид), валентность, тип химической связи, тип кристаллической решетки, теплопроводность, электропроводность, агрегатное состояние, плотность, твердость и т. д.

Возник вопрос о структуре ядра: как ядро устроено? из чего состоит? К моменту создания Резерфордской модели атома были известны три элементарные частицы – фотон, электрон и протон, поэтому первая попытка построить модель ядра базировалась на протонах и электронах. Она так и называлась – протонно-электронная. По этой модели ядро состоит из протонов, число которых равно округленному до целого атомному весу (так называемое массовое число A), и электронов, число которых определяется требованием нейтральности атома, имеющего Z (атомный номер) орбитальных электронов. Отсюда следует, что число электронов в ядре должно быть $A - Z$.

Протонно-электронная модель ядра содержала ряд противоречий. Наиболее резкое из них состоит в том, что экспериментальный факт о целочисленности спина нечетно-нечетных ядер (ядра с нечетным Z и четным A) противоречит предсказанию протонно-электронной модели о “полуцелости” их спина. Аналогично протонно-электронная модель предсказывает для четно-нечетных ядер (ядра с четным Z и нечетным A) целочисленный спин, а эксперимент дает для них полуцелые значения спина. Примерами могут служить ядра ^{14}N и ^{17}O . Действительно, по протонно-электронной модели ядро ^{14}N состоит из 14 протонов и 7 электронов. Спин и протона, и электрона равен $1/2$, следовательно, любая аддитивная комбинация четного числа протонов и нечетного числа электронов приведет к полуцелому спину, т. е. спин ^{14}N должен быть полуцелым, в то время как эксперимент с непреклонностью установил, что спин ядра ^{14}N равен 1, т. е. он целочисленный. Аналогичные рассуждения приводят к тому, что с точки зрения протонно-электронной модели спин ядра ^{17}O должен быть целочисленным, что противоречит спектроскопическим данным, по которым спин ядра ^{17}O равен $5/2$.

Сразу после открытия Дж. Чедвиком нейтрона Д. Иваненко и В. Гейзенберг высказали гипотезу о протонно-нейтронном устройстве атомного ядра. Протонно-нейтронная модель, предполагающая, что ядро состоит из Z протонов и $A - Z$ нейтронов, ликвидировала все трудности протонно-электронной модели и в дальнейшем стала общепринятой теорией. С точки зрения этой модели, все ядра (кроме протона, который является ядром атома изотопа водорода протия) состоят из A протонов и $N = A - Z$ нейтронов. Протоны и нейтроны, входящие в состав ядра, называют нуклонами.

Глава III

НЕОБХОДИМЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ СМЕЖНЫХ НАУК

Repetitio est mater studiorum.
Латинская поговорка

*Чтобы что-то узнать,
нужно уже что-то знать.*
С. Лем

Здесь мы кратко рассмотрим сведения, необходимые для понимания основных идей и положений изучаемой дисциплины, чтобы избежать отвлечений во время изложения. Особое внимание уделено положениям квантовой механики и частной теории относительности.

3.1. Математика

Математика – суть нашего знания о реальном мире.
М. Клайн

В науке столько науки, сколько в ней математики.
И. Кант

*Математика – это единственный совершенный
метод водить самого себя за нос.*
А.Эйнштейн

Наш курс предполагает наличие знаний математики в объеме обычного курса для технических вузов: дифференциального и интегрального исчислений, начал векторного анализа, теории обыкновенных дифференциальных уравнений. Нам понадобятся минимальные сведения из теории вероятностей. Учитывая, что последняя не всегда присутствует в вузовских курсах, сформулируем основные понятия, которые нам потребуются.

Теория вероятностей.

1. Дифференциальная функция распределения (плотность вероятности) $w(x, y, z, t)$ определяется тем, что вероятность dW обнаружить некий объект в области пространства, ограниченной координатами x и $(x + dx)$, y и $(y + dy)$, z и $(z + dz)$ в момент времени t , связана с ней соотношением

$$dW = w(x, y, z, t) dx dy dz .$$

Событие, состоящее в обнаружении объекта в хоть какой бы то ни было области пространства в некий момент времени, является достоверным, т. е. имеющим вероятность, равную единице. Отсюда возникает требование к дифференциальной функции распределения (условие нормировки)

$$\int w(x, y, z, t) dx dy dz = 1.$$

2. Теорема сложения вероятностей. Вероятность сложного события, состоящего в появлении хотя бы одного из группы несовместных событий, равна сумме вероятностей этих событий. Условие нормировки можно рассматривать как следствие этой теоремы.

3. Теорема произведения вероятностей. Вероятность сложного события, состоящего в одновременном появлении группы независимых событий, равна произведению вероятностей этих событий.

4. Среднее значение $\langle \Phi \rangle$ любой функции координат и времени $\Phi(x, y, z, t)$ может быть вычислено, если известна дифференциальная функция распределения, с помощью выражения

$$\langle \Phi \rangle(t) = \int \Phi(x, y, z, t) w(x, y, z, t) dx dy dz / \int w(x, y, z, t) dx dy dz.$$

Если $w(x, y, z, t)$ нормирована, то последнее выражение может быть упрощено

$$\langle \Phi \rangle(t) = \int \Phi(x, y, z, t) w(x, y, z, t) dx dy dz.$$

3.2. Релятивистская механика

*Когда видишь уравнение
 $E = mc^2$, становится стыдно
за свою болтливость.*

С. Лец

...Покой нам только снится.

А.Блок

Во всем виноват Эйнштейн.

*В 1905 году он заявил, что
абсолютного покоя нет, и с
тех пор его действительно нет.*

С. Ликок

Поскольку знакомство с частной теорией относительности предполагается в курсе физики, который вам был прочитан на первых курсах, мы не будем подробно останавливаться на ее основах. Напомним лишь два исходных факта, побудивших А. Эйнштейна пересмотреть механику Ньютона:

1. В опытах А. Майкельсона установлено, что скорость света в вакууме есть величина постоянная, не зависящая от скорости относительного движения источника и наблюдателя.

2. Законы электродинамики (уравнения Дж. Максвелла) инвариантны относительно преобразований Х. Лоренца, а законы классической механики – относительно преобразований Г. Галилея.

Эйнштейн был убежден, что все явления природы подчиняются общим законам, т. е. механика и электродинамика должны быть инвариантны относительно одних и тех же преобразований. Так как уравнения Максвелла не удается видоизменить так, чтобы они стали инвариантны относительно преобразований Галилея, Эйнштейн высказал “сумасшедшую” мысль: попытаться так видоизменить законы механики, чтобы они стали инвариантны относительно преобразований Лоренца. При этом новая механика должна объяснить все опытные данные в области механических явлений, послужившие обоснованием ньютоновской механики. Другими словами, новая механика должна содержать в себе ньютоновскую как предельный переход при скоростях движения, много меньших скорости света. Математический аппарат новой механики был разработан Х. Лоренцом и А. Пуанкаре. Г. Минковский придал ему изящную четырехмерную форму. Сложность восприятия идеологической и математической оболочек релятивистской механики вошла в поговорку, хотя последующее развитие физических идей затмило по этой части релятивистскую механику. Ясность и наглядность восприятия ньютоновской теории современниками охарактеризовал Р. Бернс:

Весь мир был тьмой густой окутан.

– Да будет свет! – И вот явился Ньютон.

Переведя эти строки, С. Я. Маршак добавил двустихие, характеризующее ужас обывателя перед новой теорией:

Но сатана недолго ждал реванша:

Пришел Эйнштейн – и стало все как раньше.

В книге Ханса Оханняна «Эйнштейн, настоящая история великих открытий», М.: ЭКСМО, 2009, с. 236, приводится другая версия этих стихов (под другим авторством) и несколько ви-

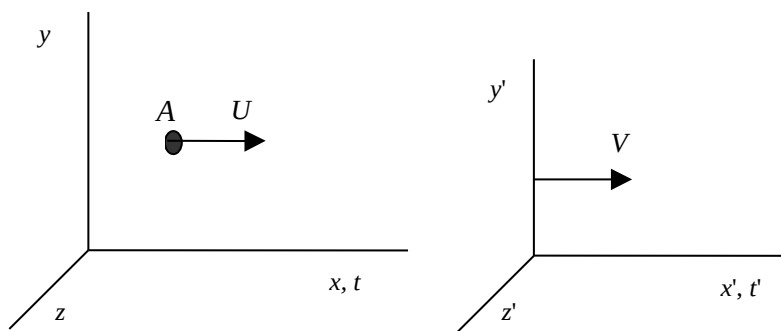


Рис. 2

доизменённый текст:

*Природы строй, её закон в извечной тьме таился,
И бог сказал: «Явись Ньютон!» и всюду свет разлился.
Недолго это длилось, дьявол крикнул «О!
Эйнштейн, и ты явись», чтоб сохранилось статус-кво.*

Существует определенный груз традиций, который стесняет свободу фантазии, необходимую для рождения новых идей и подходов. Здесь уместно привести цитату из книги «Лос-Аламосский букварь или как создать атомную бомбу» Роберта Сербера: "...Иногда лучше не знать. В незнании, отчасти, заключается причина того, что все великие открытия в физике почти всегда делали очень молодые люди. То, чего они не знают, не встаёт на пути новых идей..." Определенную роль играет эффект отсутствия перегруженности традиционными догмами. Другими словами, для ученого-новатора в известной степени полезной является некоторая безграмотность. Известен анекдот об Эйнштейне, к которому на светском рауте некая дама обратилась с вопросом, не может ли уважаемый профессор объяснить, как ему удастся делать великие открытия. На это Эйнштейн якобы ответил: "Очень просто, мадам! Все грамотные люди знают, что такого быть не может, а я, вследствие своей малограмотности, не знаю, поэтому делаю открытие". В этой шутке есть доля правды. Существуют консервативное и революционное начала и диалектика их взаимодействия. Роль предшествующих ученых, знаний, добытых ими, неоспорима. Ньютон говорил по этому поводу: "Я видел так далеко потому, что был карликом, стоящим на плечах гигантов".

Сформулируем постулаты частной теории относительности:

1. Все законы физики (т. е. механики и электродинамики) одинаковы в любых двух инерциальных системах отсчета.

2. Все наблюдатели при измерении скорости света в вакууме должны получать одно и то же значение независимо от скорости движения их инерциальной системы отсчета относительно инерциальной системы отсчета источника света.

Пусть тело A (рис. 2) в неподвижной системе координат (x, y, z) движется вдоль оси x со скоростью U , система координат (x', y', z') движется равномерно со скоростью V так, что ось x' перемещается вдоль оси x .

Преобразования Галилея: $x' = x - Vt$; $y' = y$, $z' = z$, $t' = t$.

Выведем закон сложения скоростей в случае преобразований Галилея: $dx = dx' + Vdt$, т. е. $dx/dt = dx'/dt' + V$. Учитывая, что $dx/dt = U$ и $dx'/dt' = U'$, окончательно получим $U' = U - V$, т. е. скорость тела A в движущейся системе равна разности: скорость в неподвижной системе минус переносная скорость.

Рассмотрим преобразования Лоренца для этой же системы

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

$$y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - \beta x/c}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

где c – скорость света в вакууме; $\beta = V/c$.

Обратное преобразование Лоренца:

$$x = \frac{x' + Vt'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} = \frac{x' + Vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

$$y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \beta x'/c}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Получим релятивистский закон сложения скоростей

$$dx = \frac{dx' + Vdt'}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

$$dy = dy', \quad dz = dz', \quad dt = \frac{dt' + \beta dx'/c}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

откуда $dx/dt = \frac{dx' + Vdt'}{dt' + \beta dx'/c} = \frac{dx'/dt' + V}{1 + (V/c^2)dx'/dt'}$.

Помня, что $dx/dt = U_x$ и $dx'/dt' = U'_x$, запишем

$$U_x = (U'_x + V)(1 + U'_x V/c^2).$$

Учитывая, что направление скорости тела A параллельно осям x и x' , имеем $U_y = U'_y = U_z = U'_z = 0$.

В этом случае

$$U = \sqrt{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2} = U_x; \quad U' = \sqrt{U'^2_x + U'^2_y + U'^2_z} = U'_x,$$

тогда

$$U = \frac{U' + V}{1 + U'V/c^2}.$$

Для обратного преобразования

$$U' = \frac{U - V}{1 - UV/c^2}.$$

Предположим, что тело A в системе (x, y, z) движется со скоростью $U = c$. Вычислим скорость тела A в системе (x', y', z') : $U' = (c - V)/(1 - cV/c^2) = c$ при любом V в полном соответствии со вторым постулатом.

Рассмотрим основные соотношения релятивистской механики.

1. Релятивистский импульс

$$p = \frac{m_0 V}{(1 - \beta^2)^{1/2}},$$

где m_0 – масса тела при его скорости, равной нулю (так называемая масса покоя). Если вве-

сти $m = \frac{m_0}{(1 - \beta^2)^{1/2}}$, то выражение для релятивистского импульса примет формально тот же вид, что и выражение для импульса в классической механике

$$p = mV,$$

при этом m следует рассматривать как эффективную, зависящую от скорости релятивистскую массу.

2. Энергия тела, движущегося со скоростью V ,

$$E = \frac{m_0 c^2}{(1-\beta^2)^{1/2}}.$$

Посмотрим, превращается ли выражение для релятивистской энергии в классическое при малых скоростях, т. е. когда $V \ll c$. Действительно, при этом $\beta = V/c \ll 1$. Но тогда, разложив знаменатель в ряд Маклорена и взяв только линейный член разложения, получим для него $(1-\beta^2)^{-1/2} \approx 1 + \frac{\beta^2}{2}$. Откуда $E \approx m_0 c^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right) = m_0 c^2 + \frac{m_0 V^2}{2}$. Как известно, в классической механике энергия определена с точностью до произвольной постоянной, обычно принимаемой равной нулю. Релятивистская механика жестко определяет эту постоянную $E_0 = m_0 c^2$ и трактует ее как энергию покоя.

3. Кинетическую энергию определим как

$$T = E - E_0 = E - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left((1-\beta^2)^{-1/2} - 1 \right).$$

4. Уравнение динамики (релятивистский аналог второго закона Ньютона) формально совпадает с классическим выражением

$$\mathbf{F} = d\mathbf{p}/dt,$$

где $\mathbf{F}$ – сила; $\mathbf{p} = m_0 \mathbf{V} / (1-\beta^2)^{1/2}$ – релятивистский импульс.

5. Соотношение между изменением массы системы и изменением ее энергии.

Изменение энергии $dE = (\mathbf{F} \cdot d\mathbf{S})$, где $\mathbf{S}$ – вектор перемещения. Для простоты будем считать векторы $\mathbf{F}$ и $d\mathbf{S}$ однонаправленными (коллинеарными), тогда $dE = (F \cdot dS)$. Учитывая, что $F = dp/dt = d(mV)/dt$, запишем $dE = d(mV)/dt dS = d(mV) dS/dt$. Но $dS/dt = V$, тогда

$$dE = V d(mV) = V^2 dm + mV dV. \quad (2)$$

Возведя левую и правую части выражения для релятивистской массы $m = \frac{m_0}{(1-\beta^2)^{1/2}}$ в

квадрат, получим $m^2(c^2 - V^2) = m_0^2 c^2$. Дифференцируя последнее равенство, имеем $2mdmc^2 - 2mdmV^2 - 2VdVm^2 = 0$, или $dmc^2 = dmV^2 + mVdV$. Сравнивая правую часть последнего равенства с правой частью (2), окончательно получим

$$dE = dmc^2.$$

Это и есть знаменитая формула Эйнштейна, связывающая изменение массы системы с изменением ее энергии. Обычно ее записывают в виде

$$\Delta E = \Delta mc^2.$$

Таким образом, частная теория относительности объединила два классических закона сохранения – закон сохранения массы и закон сохранения энергии – в один закон сохранения массы-энергии. Отсюда следует, что закон сохранения массы в химических процессах, экспериментально установленный М. В. Ломоносовым и А. Лавуазье, носит приближенный характер. Опыт Ломоносова состоял в том, что сжигалось вещество в запаянной реторте, которая взвешивалась с максимально возможной точностью до сжигания и после него. Равенство результатов до и после взвешивания трактовалось как равенство масс веществ, вступивших в реакцию и полученных в ходе ее.

Оценим порядок величины изменения массы за счет выделения энергии в результате экзотермической реакции горения. Предположим, что сжигался уголь. Пусть объем реторты составляет 10 л, тогда количество прореагировавшего кислорода составит

$10/22,4 \approx 0,5$ моль. Такое же количество грамм-атомов углерода вступило в реакцию, что составляет ≈ 6 г. Учитывая, что теплотворная способность угля около 900 кал/г, найдем тепловыделение $Q = 5400$ кал. Оценим соответствующее уменьшение массы $\Delta = Q/(qc^2)$, где $q \approx 0,24$ кал/Дж – механический эквивалент теплоты. Таким образом,

$$\Delta m = \frac{5400}{0,24 \cdot (3 \cdot 10^8)^2} \approx 2,5 \cdot 10^{-10} \text{ г}, \text{ что находится далеко за пределами чувствительности даже}$$

современных аналитических весов, составляющей около 10^{-6} г. Следовательно, экспериментально обнаружить нарушение закона сохранения масс в химических реакциях Ломоносов не мог. Имея приближенный характер, закон, однако, сыграл важную роль в становлении аналитической химии. Вспомним слова Ломоносова, основанные именно на этом законе: “Химия – наука точная”.

6. Соотношение между импульсом и энергией. Используя выражение для энергии и импульса

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad p = \frac{m_0 V}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

после возведения в квадрат обоих выражений и вычитания из первого выражения второго, умноженного на квадрат скорости света, получим

$$E^2 = p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2.$$

Важный частный случай этого выражения для частиц с массой покоя, равной нулю,

$$p = \frac{E}{c}.$$

3.3. Квантовая механика

Случай – уступка черной магии со стороны точной механики, открывшей в мельтешении атомов происхождение вещей и под носом у растерянной церкви исхитрившейся объяснить миропорядок беспорядком, из которого, как в цилиндре факира, внезапным столкновением шариков образовалась цивилизация, не нуждавшаяся в творце.

А. Терц

Корпускулярно-волновой дуализм света. Идея корпускулярной природы света принадлежит древним грекам. Черты теории она обрела в трудах Ньютона, хотя сам Ньютон был менее последовательным приверженцем корпускулярной теории, чем его ученики. Однако под давлением экспериментальных данных сторонники корпускулярной теории вынуждены были сдать свои позиции, и наступил период триумфального шествия волновой теории света, созданной Х. Гюйгенсом. отождествление света с электромагнитными волнами (М. Фарадей, Дж. Максвелл) окончательно убедило физиков в верности волновой теории света. “Но сатана недолго ждал реванша...” Опять этот Эйнштейн! Удар по волновым представлениям пришел с неожиданной стороны. Проблема описания формы спектра излучения абсолютно черного тела привела М. Планка к знаменитой формуле и некой новой константе h , имеющей размерность действия (энергия, умноженная на время).

А. Эйнштейн в очередной раз высказал “достаточно сумасшедшую идею” – он стал трактовать произведение частоты излучения ν на постоянную h , входящую в формулу Планка, как порцию энергии, т. е. считал, что электромагнитная энергия излучается порциями, квантами,

квазичастицами, энергия которых равна $h\nu$. Эйнштейн перевел утверждение, что световое излучение имеет волновую природу, из разряда “тривиальных” истин в разряд “глубоких”. Вскоре А. Комптон экспериментально доказал реальность существования квантов.

Таким образом, по Эйнштейну, свет представляет собой поток квазичастиц (фотонов) с энергией $E = h\nu$ и импульсом $p = E/c$. Часто вводят круговую частоту $\omega = 2\pi\nu$ и $\hbar = h/(2\pi)$. В этих обозначениях $E = \hbar\omega$, $p = 2\pi\hbar/\lambda = \hbar k$, где $\lambda = c/\nu$ – длина волны; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

Тем не менее, фотоны не являются истинными частицами. Это волновые “пакеты” электромагнитных волн с конечными геометрическими размерами порядка λ и основной частотой ν . Позднее в физике твердого тела появилась аналогичная квазичастица, получившая название “фонон”, которая тоже представляет собой волновой пакет механических звуковых колебаний. Таким образом, сущность фотонов двойственна: в некоторых обстоятельствах проявляется их волновая природа, а в других они ведут себя подобно частицам, корпускулам. Этот факт вошел в науку и философию под названием корпускулярно-волнового дуализма света.

Частицы как квантово-механические объекты. Опыты по дифракции электронов привели Луи де Бройля к мысли о том, что частицам тоже присущ корпускулярно-волновой дуализм, т. е. частицы также характеризуются неким волновым процессом, имеющим основную частоту ν и длину волны λ , определяемые соотношениями, получившими названия уравнений де Бройля,

$$E = h\nu = \hbar\omega, \quad p = h/\lambda = \hbar k,$$

где E , p – энергия и импульс частицы, соответственно.

Волны, отражающие волновую сущность частицы, были названы волнами де Бройля. Таким образом, по мысли де Бройля, свободно движущаяся в пространстве частица с энергией E и импульсом p должна описываться плоской волной

$$\Psi(r, t) \sim e^{-i/\hbar(Et - \vec{p}\vec{r})}.$$

Формально уравнения де Бройля ничем не отличаются от соответствующих уравнений для фотонов, однако если для фотонов эти уравнения описывали волновой процесс электромагнитного поля, то с частицами дело осложнилось неясностью природы волнового процесса. Конструктивная и “достаточно сумасшедшая” идея была высказана М. Борном, давшим статистическую трактовку квантово-механическим представлениям. Суть идеи в том, что волны де Бройля связаны с вероятностью найти частицу в заданной области пространства в заданный момент времени. Функцию, описывающую эту волну вероятности, принято называть волновой функцией.

Волновая функция. По мысли Борна, волновая функция $\Psi(x, y, z, t)$ – такая функция координат и времени, квадрат которой по модулю есть плотность вероятности $\omega(x, y, z, t)$ найти частицу вблизи рассматриваемых значений координат и времени, т. е. вероятность dW найти частицу в области координат от x до $(x+dx)$, от y до $(y+dy)$, от z до $(z+dz)$ в момент t

$$dW = |\Psi(x, y, z)|^2 dx dy dz.$$

Из теоремы сложения вероятностей следует:

$$\iiint |\Psi(x, y, z)|^2 dx dy dz = 1,$$

причем интегрирование ведется по всему пространству. Это соотношение называется условием нормировки. Суть его в том, что если частица в произвольный момент времени существует, то вероятность найти ее хоть в какой-нибудь области пространства равна единице,

так как такое событие является достоверным. Волновая функция системы из N частиц будет функцией $3N$ координат и времени

$$\Psi = \Psi(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \dots, x_N, y_N, z_N, t).$$

Условие нормировки состоит в том, что $3N$ -мерный интеграл по всему $3N$ -мерному пространству от квадрата по модулю этой функции должен быть равен единице. Рассмотрим случай невзаимодействующих частиц. Последнее означает, что нахождение любой из частиц в любом месте пространства является событием независимым. Тогда в соответствии с теоремой произведения вероятностей для независимых событий

$$\begin{aligned} dW &= dW_1 dW_2, \dots, dW_N = \\ &= |\Psi_1(x_1, y_1, z_1, t)|^2 dx_1 dy_1 dz_1 |\Psi_2(x_2, y_2, z_2, t)|^2 dx_2 dy_2 dz_2, \dots \times \\ &\times |\Psi_N(x_N, y_N, z_N, t)|^2 dx_N dy_N dz_N. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что

$$\begin{aligned} \Psi(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \dots, x_N, y_N, z_N, t) = \\ = \Psi_1(x_1, y_1, z_1, t) \Psi_2(x_2, y_2, z_2, t), \dots, \Psi_N(x_N, y_N, z_N, t), \end{aligned}$$

т. е. волновая функция системы невзаимодействующих частиц равна произведению их волновых функций.

В дальнейшем для краткости условимся, что “векторный в n -мерном пространстве” аргумент $\mathbf{r}$ означает зависимость функции от n скаляров – проекций векторного аргумента, а дифференциал векторного аргумента есть произведение дифференциалов его проекций. Так, запись

$$\Psi(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \dots, x_N, y_N, z_N) dx_1 dy_1 dz_1 \cdot dx_2 dy_2 dz_2, \dots, dx_N dy_N dz_N$$

эквивалентна записи $\Psi(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$.

Уравнение Шредингера. Волновая функция системы дает статистически полное ее описание. Возникает проблема: как ее получить, зная начальное состояние и характеристики силового поля, в котором находится рассматриваемая система? Одно из решений было найдено Э. Шредингером, нашедшим дифференциальное уравнение, решения которого и есть искомые волновые функции. Заметим, что получить это уравнение методом дедукции невозможно, как, впрочем, невозможно вывести уравнения динамики ньютоновской механики или теории относительности. На некотором этапе необходимо включение метода индукции, обобщений, которое может быть оправдано только практикой, экспериментом. Основной руководящей идеей является принцип причинности, который применительно к квантовым системам может быть сформулирован следующим образом: волновая функция $\Psi(\mathbf{r}, 0)$ для момента $t = 0$ должна однозначно определять и волновую функцию $\Psi(\mathbf{r}, t)$ в последующие моменты времени. Рассмотрим частицу, движущуюся в пространстве, лишенном силового поля, с энергией E и импульсом p . Как мы знаем, волновой функцией такой частицы является плоская волна

$$\Psi(\vec{r}, t) = Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p}\vec{r})}.$$

Вычислим производную этой волновой функции по времени

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} E Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p}\vec{r})} = -\frac{i}{\hbar} E \Psi. \quad (3)$$

Вычислим лапласиан от Ψ

$$\nabla^2 \Psi = \partial^2 \Psi / \partial x^2 + \partial^2 \Psi / \partial y^2 + \partial^2 \Psi / \partial z^2 = -\hbar^{-2} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \Psi = -\hbar^{-2} p^2 \Psi.$$

Помня, что $p^2/2m = E$, перепишем последнее выражение

$$\nabla^2 \Psi = -(2m/\hbar^2) E \Psi. \quad (4)$$

Сравнивая (3) и (4), получим

$$i\hbar \partial \Psi / \partial t = -\hbar^2 / (2m) \nabla^2 \Psi. \quad (5)$$

Решение этого дифференциального уравнения будем искать в виде:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(\mathbf{r}) e^{-i/\hbar Et}.$$

Вычислив $\partial \Psi / \partial t = -(i/\hbar) E \Psi(\mathbf{r}) e^{-i/\hbar Et}$, подставим это и предыдущее выражение в (5). После упрощений получим

$$E \Psi(\mathbf{r}) = -\hbar^2 / (2m) \nabla^2 \Psi(\mathbf{r}), \quad (6)$$

где E – полная энергия свободной частицы.

Но в то же время для свободной частицы E есть и кинетическая энергия. Вот здесь и наступил момент индукции, обобщения. Будем считать, что величина E в выражении (6) есть кинетическая энергия в любом случае – будь то свободная частица или частица в силовом поле, характеризуемом потенциальной энергией V . Другими словами, в выражение (6) вместо E подставим кинетическую энергию $T = E - V$

$$-\hbar^2 / (2m) \nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) + V \Psi(\mathbf{r}) = E \Psi(\mathbf{r}). \quad (7)$$

Это и есть стационарное уравнение Шредингера для частицы в силовом поле.

Помня, что $\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(\mathbf{r}) e^{-i/\hbar Et}$, вычислим $\partial \Psi / \partial t = -i/\hbar E \Psi(\mathbf{r}, t)$ или, переписав, $-(i/\hbar)^{-1} \partial \Psi / \partial t = E \Psi$. Сравнивая это выражение с уравнением (7), умноженным на $e^{-i/\hbar Et}$, получим

$$i\hbar \partial \Psi(\mathbf{r}, t) / \partial t = -\hbar^2 / (2m) \nabla^2 \Psi(\mathbf{r}, t) + V \Psi(\mathbf{r}, t). \quad (8)$$

Выражение (8) получено в предположении, что волновая функция Ψ меняется во времени по гармоническому закону.

Сделаем еще одно важное обобщение: будем считать, что (8) справедливо при произвольном законе изменения Ψ во времени. В такой трактовке выражение (8) есть временное уравнение Шредингера. В операторной форме уравнения (7) и (8) имеют вид

$$\hat{H} \Psi = E \Psi \text{ и } i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi,$$

где $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V$ – оператор Гамильтона, или гамильтониан. Заметим, что $\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}$, где

$\hat{T} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2$ – оператор кинетической энергии; $\hat{V} = V$ – оператор потенциальной энергии.

Волновые функции могут обладать некоторыми видами симметрии. Для нас существенным является пространственная четность: все функции координат, обладающие этим видом симметрии, можно разделить на четные – функции, не меняющие ни своей величины, ни знака при инверсии координат, и нечетные – меняющие свой знак на обратный при неизменной величине в результате инверсии системы координат (инверсией координат называется изменение направлений координатных осей на противоположные). Четные функции – косинус, степенная функция с четным показателем, полиномы Лежандра четных степеней; нечетные функции – синус, тангенс, степенная функция с нечетным показателем.

Покажем, что все стационарные квантово-механические системы (в том числе все элементарные частицы, все ядра в основных и возбужденных состояниях) обладают определенной четностью. Пусть мы имеем квантово-механическую систему, состоящую из n объектов, ни один из которых не может отличаться для систем координат (x, y, z) и (x', y', z') , причем $x = -x'$, $y = -y'$, $z = -z'$. В этом случае, если $\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n)$ есть собственная функция системы,

соответствующая собственному значению E , то $\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n) \equiv \Psi(-\mathbf{r}_1, \dots, -\mathbf{r}_n)$ также будет собственной функцией системы, соответствующей тому же собственному значению. Будем для простоты рассматривать только случаи без вырождения, т. е. когда существует только одна линейно независимая функция, соответствующая этому собственному значению, а это означает, что $\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n) = C\Psi(-\mathbf{r}_1, \dots, -\mathbf{r}_n)$, где C – постоянная. Отсюда следует, что $\Psi(-\mathbf{r}_1, \dots, -\mathbf{r}_n) = C\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n) = C^2\Psi(-\mathbf{r}_1, \dots, -\mathbf{r}_n)$. Но тогда $C^2 = 1$ и $C = \pm 1$. Следовательно,

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n) = \Psi(-\mathbf{r}_1, \dots, -\mathbf{r}_n), \text{ или } \Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n) = -\Psi(-\mathbf{r}_1, \dots, -\mathbf{r}_n).$$

В первом случае Ψ является четной функцией, во втором – нечетной. Если физические процессы, обусловившие какие-либо изменения в рассматриваемой квантово-механической системе, инвариантны относительно инверсии системы координат, то имеет место закон сохранения четности: *четность волновой функции, описывающей систему до взаимодействия, должна быть равна четности волновой функции, описывающей систему после взаимодействия.*

Уравнение непрерывности. Запишем временное уравнение Шредингера и комплексно-сопряженное ему. Первое умножим слева на комплексно-сопряженную волновую функцию, второе – на волновую функцию и вычтем из первого второе

$$-\left\{ \begin{array}{l} i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + V\Psi \\ -i\hbar \frac{\partial \Psi^*}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi^* + V\Psi^* \end{array} \right| \Psi^* \Psi.$$

В результате получим

$$i\hbar \left(\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial t} \right) = -\frac{\hbar^2}{2m} (\Psi^* \nabla^2 \Psi - \Psi \nabla^2 \Psi^*).$$

После деления левой и правой частей на $i\hbar$, с учетом $\text{div}(\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) = (\Psi^* \nabla^2 \Psi - \Psi \nabla^2 \Psi^*)$, получим

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Psi \Psi^*) = \frac{i\hbar}{2m} \text{div}(\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*).$$

Плотность вероятности $\omega = \Psi \Psi^*$ может быть истолкована как средняя плотность частиц. Величина $\vec{j} = -\frac{i\hbar}{2m} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*)$ – вектор плотности тока вероятности, может быть истолкована как средняя плотность потока частиц. Тогда можно переписать последнее уравнение в виде

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -\text{div} \vec{j}.$$

Это аналог уравнения непрерывности в гидродинамике и электродинамике.

Принцип соответствия. Квантовая механика содержит в себе классическую механику как некоторый предельный случай, отвечающий $\hbar \rightarrow 0$. Каждой физической величине в классической механике соответствует квантово-механический дифференциальный оператор, среднее значение которого соответствует значению классической величины. Это утверждение было сформулировано Н. Бором и известно как принцип соответствия.

Принцип суперпозиции состояний. Если имеется ряд возможных состояний системы, отличающихся друг от друга значением какой-либо величины, описываемых волновыми функциями $\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$, то существует сложное состояние, описываемое волновой функцией Ψ и называемое суперпозицией этих состояний

$$\Psi = c_1 \Psi_1 + c_2 \Psi_2 + \dots + c_n \Psi_n = \sum_{i=1}^n c_i \Psi_i,$$

где $c_1, c_2, \dots, c_n$ – комплексные амплитуды, описывающие вклад этих состояний в суперпозицию.

Если величина, значения которой различают эти состояния, является непрерывной, то сумма заменяется интегралом. Таким образом, произвольную волновую функцию можно рассматривать как суперпозицию плоских волн $\Psi_p = (2\pi\hbar)^{-3/2} \exp(-i(Et - \mathbf{p}\mathbf{r})/\hbar)$

$$\Psi(x, y, z, t) = \iiint_{p=\pm\infty} c(p_x, p_y, p_z, t) \Psi_p(p_x, p_y, p_z, t) dp_x dp_y dp_z, \quad (9)$$

где $c(p_x, p_y, p_z, t)$ – амплитуда волны с импульсом $\mathbf{p}(p_x, p_y, p_z)$, а само выражение (9) есть не что иное как разложение $\Psi(x, y, z, t)$ в тройной интеграл Фурье. Очевидны условия нормировки

$$\iiint_{p=\pm\infty} |c(p_x, p_y, p_z, t)|^2 dp_x dp_y dp_z = \iiint_{x, y, z=\pm\infty} |\Psi(x, y, z, t)|^2 dx dy dz = 1.$$

Вычисление средних значений функций координат и импульсов. Вспомнив, как вычисляется среднее значение некой функции координат $\Phi(\mathbf{r})$

$$\langle \Phi \rangle = \iiint \Phi(\mathbf{r}) w(\mathbf{r}) d\mathbf{r},$$

и зная, что $w(\mathbf{r}) = |\Psi(\mathbf{r})|^2 = \Psi^*(\mathbf{r}) \cdot \Psi(\mathbf{r})$, запишем

$$\langle \Phi \rangle = \iiint \Phi(\mathbf{r}) |\Psi(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} = \iiint \Psi^*(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

при условии нормировки $\iiint \Psi^*(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 1$. Аналогично для функции импульса $\Phi(\mathbf{p})$

$$\langle \Phi \rangle = \iiint \Phi(\vec{p}) w(\vec{p}) d\vec{p}, \quad w(\vec{p}) = |c(\vec{p})|^2 = c^*(\vec{p}) \cdot c(\vec{p})$$

Отсюда

$$\langle \Phi \rangle = \iiint \Phi(\mathbf{p}) |c(\mathbf{p})|^2 dp_x dp_y dp_z = \iiint c^*(\mathbf{p}) \Phi(\mathbf{p}) c(\mathbf{p}) dp_x dp_y dp_z \quad \text{при условии нормировки} \\ \iiint c^*(\mathbf{p}) c(\mathbf{p}) dp_x dp_y dp_z = 1.$$

Сложение квантово-механических векторов. Два вектора $\mathbf{J}_1$ и $\mathbf{J}_2$ можно сложить, образуя в результате $\mathbf{J} = \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2$. Квантовое число J , являющееся модулем возможных значений вектора суммы $\mathbf{J}$, может принимать значения, образующие векторный треугольник. Максимальное значение соответствует вырожденному треугольнику, когда векторы сонаправлены, т. е. $J_1 + J_2$. Минимальное значение соответствует вырожденному треугольнику, когда векторы противоположны, т. е. $J_1 - J_2$. Таким образом, абсолютная величина вектора суммы может иметь значения $|J_1 - J_2| \leq J \leq J_1 + J_2$. Вероятности реализации того или иного значения J определяются коэффициентами векторного сложения (так называемые коэффициенты Клебша – Гордана).

Соотношение неопределенностей Гейзенберга. Мы не будем вдаваться в философские глубины этого сложного вопроса, заметим лишь, что волновая природа частиц является причиной, по которой не всем парам характеристик частицы одновременно могут быть приписаны точные значения. Формальным признаком того, что пара физических характеристик имеет взаимные ограничения по определенности своих значений одновременно, является то, что квантово-механические операторы, соответствующие этим величинам (обозначим их $\hat{F}$ и

$\hat{R}$), не коммутируют между собой, т. е. $\hat{F}\hat{R} - \hat{R}\hat{F} \neq 0$. Произведение неопределенностей значений для такой пары не может быть меньше $\hbar/2$. Это свойство квантово-механических величин называется соотношениями неопределенностей Гейзенберга. Для нас важны две пары: энергия – время и проекция импульса на какую-либо ось – значение координаты по этой оси. Для этих пар соотношение неопределенностей Гейзенберга выглядит следующим образом: $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$; $\Delta p_x \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}$.

Теория квантовых переходов. Если квантово-механическая система находится в некотором состоянии, характеризуемом определенным значением какой-либо механической величины (мы будем для определенности иметь ввиду энергию) $E = E_n$, то она под действием возмущения (мы будем рассматривать только не зависящие от времени возмущения) может перейти в другое состояние, характеризуемое $E = E_m$. Если возмущение достаточно мало, можно воспользоваться для вычисления вероятности перехода теорией возмущений, т. е. свести задачу к решению уравнения

$$\hat{H}\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}),$$

при этом $\hat{H} = \hat{H}^0 + \hat{W}$, где $\hat{H}^0$ – гамильтониан невозмущенной системы; $\hat{W}$ – оператор возмущения. В этом случае вероятность перехода P_{nm} из состояния $E = E_n$ в состояние $E = E_m$ определяется выражением

$$P_{nm}(E) = \frac{2\pi}{\hbar} |W_{nm}|^2 \rho(E),$$

где $\rho(E)$ – число состояний на интервал энергии, т. е. энергетическая плотность состояний; $W_{nm} = \int \Psi_n^* \hat{W} \Psi_m d\vec{r}$ – матричный элемент энергии возмущения.

3.4. Статистическая физика

*Существует три вида лжи: ложь,
наглая ложь и статистика.*

Марк Твен

*Но жалок тот, кто всё предвидит,
чья не кружится голова.*

А. Пушкин

Классическая статистическая физика, распределение Максвелла – Больцмана

$$dn_v = \frac{4nm^{3/2}}{\pi^{1/2}(2kT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{m}{2kT}\left(v^2 + 2\frac{W}{m}\right)\right) v^2 dv,$$

где dn_v – количество частиц с массой m из их общего числа n в единице объема, имеющих скорость в интервале $om V \partial o V + dV$; W – потенциальная энергия частицы; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Учитывая, что кинетическая энергия $E = mv^2/2$ и $dE = mVdv$, перепишем последнее выражение

$$dn_E = \frac{4n}{\pi^{1/2}2(kT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E+W}{kT}\right) \sqrt{E} dE.$$

Согласно гипотезе Уленбека и Гоудсмита, вызванной необходимостью объяснения опытов Штерна и Герлаха, квантово-механические объекты могут обладать собственным механическим моментом (спином), который должен быть кратен $\hbar/2$. Таким образом, все квантово-

механические объекты могут быть разделены на объекты с “целым” спином, т. е. обладающие значением собственного момента из ряда $0, \hbar, 2\hbar, 3\hbar, \dots, n\hbar$, и объекты с “полуцелым” спином, т. е. обладающие значением собственного момента из ряда $1/2\hbar, 3/2\hbar, 5/2\hbar, \dots, (2n+1)/2\hbar$, где n – целое число. Объекты с “целым” спином называют бозонами, и их состояния подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна, согласно которой среднее число частиц в i -ом состоянии $\bar{n}_i = \frac{1}{e^{\frac{E_i - \mu}{kT}} - 1}$. Объекты же с “полуцелым” спином носят название фермионов, и их состояния подчиняются статистике Ферми – Дирака, согласно которой среднее число частиц в i -м состоянии $\bar{n}_i = \frac{1}{e^{\frac{E_i - \mu}{kT}} + 1}$, где μ – химический потенциал, отнесенный к одной частице. Обе квантовые статистики вырождаются в классическую статистику Максвелла–Больцмана при условии $e^{\frac{E_i - \mu}{kT}} \gg 1$, что соответствует $E_i \gg \mu$. Фермионы подчиняются принципу Паули, который гласит: *в изолированной квантово-механической системе не могут находиться две частицы с одинаковым набором квантовых чисел, т. е. в одном и том же состоянии*. Бозоны, в противоположность этому, могут находиться в одинаковом состоянии в неограниченном количестве. Когда это происходит, возникает так называемая бозонная конденсация, которой объясняются сверхтекучесть и сверхпроводимость. К фермионам относятся электроны, нейтрино всех типов, мюоны, нейтроны, протоны и другие элементарные частицы. Бозонами являются фотоны, пионы и другие элементарные частицы. Атомные ядра с четным числом нуклонов относятся к бозонам, с нечетным – к фермионам.

Нам понадобится соотношение между числом состояний W изолированной системы и её энтропией S :

$$S(E) = \ln W(E),$$

а также между энтропией системы и её температурой T :

$$\frac{dS}{dE} = \frac{1}{kT}.$$

Здесь E и k – энергия системы и постоянная Больцмана, соответственно.

3.5. Аналитическая механика

Уравнения Лагранжа для системы из n частиц

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0, \quad (10)$$

где q_i – обобщенная координата; $\dot{q}_i$ – обобщенная скорость; $p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}$ – обобщенный импульс;

$L(t, q_1, \dots, q_n, \dot{q}_1, \dots, \dot{q}_n) = T - V$ – функция Лагранжа для консервативной системы.

Циклической координатой q_j называется координата, отсутствующая среди аргументов лагранжиана L . В этом случае $\frac{\partial L}{\partial q_j} = 0$. Тогда из (10) $\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} = 0$. Это означает, что

$p_j = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} = \text{const}$, т. е. *если какая-либо координата циклическая, то соответствующий ей обобщенный импульс не зависит от времени* (теорема Э. Нетер), что означает существование закона сохранения этой величины.

Введем функцию Гамильтона (гамильтониан): $H = \sum_{i=1}^n p_i \dot{q}_i - L$. Уравнения движения для системы из n частиц представляют собой систему $2n$ обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка (канонические уравнения Гамильтона)

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (i=1, \dots, n).$$

Глава IV

СВОЙСТВА АТОМНЫХ ЯДЕР

В соответствии с Резерфордово-Боровской моделью атома ядро должно представлять некое образование, состоящее из нейтронов и протонов (нуклонов) с характерным геометрическим размером $\approx 10^{-12}$ см. Договоримся число протонов в ядре обозначать Z , число нейтронов N , а полное число нуклонов $A = Z + N$. Число Z принято называть атомным номером, так как это порядковый номер элемента, состоящего из атомов с данным Z в таблице Д. И. Менделеева. Число A называют массовым числом. В соответствии с международным соглашением в качестве символа ядра используется символ элемента с тем же Z , при этом левый верхний индекс у этого символа численно равен массовому числу A , левый нижний – числу протонов Z , а правый верхний – числу нейтронов N . Например, символ ${}_{90}^{232}\text{Th}$ обозначает ядро тория с $A = 232$, $Z = 90$ и $N = 142$. Эта символика обладает двойной избыточностью: сам символ элемента содержит информацию о величине Z , кроме того, число нейтронов легко определяется из соотношения $A = Z + N$, поэтому обычно для краткости используют символ ядра без указания Z и N . Например, символ ${}^7\text{Li}$ означает ядро лития, содержащее 7 нуклонов, из которых 3 – протоны, 4 – нейтроны.

Ядра с одинаковым числом протонов Z называют *изотопами*, с одинаковым числом нейтронов N – *изотонами*, а с одинаковым числом нуклонов A – *изобарами*. Ядра, имеющие одинаковый нуклонный состав, но отличающиеся друг от друга по каким-либо другим признакам, называют *изомерами*.

Перечислим основные характеристики атомных ядер, обусловленные их нуклонным составом и теми взаимодействиями, которые происходят между нуклонами внутри ядра:

- заряд ядра (имеется в виду электрический заряд, так как по аналогии были введены и другие “заряды”: барионный, лептонный, странный и др.);
- геометрические размеры ядра;
- масса ядра;
- собственный момент ядра;
- магнитный момент ядра;
- четность волновой функции ядра;
- квадрупольный электрический момент.

Радиоактивные ядра характеризуются еще рядом свойств, главные из которых вид радиоактивности, период полураспада (среднее время жизни) и энергия радиоактивного распада.

4.1. Основные характеристики атомных ядер

Заряд ядра. Электрический заряд ядра q равен суммарному заряду протонов, входящих в его состав, т. е. $q = Ze$, где $e \approx 4,8 \cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ – заряд протона. Это следует из фундаментального закона сохранения электрического заряда: в замкнутой системе алгебраическая сумма зарядов всех компонентов системы до взаимодействия строго равна алгебраической сумме зарядов всех компонентов системы после взаимодействия.

Исторически самым первым методом, позволившим оценить заряд ядра и отождествить его величину (в зарядах протона) с атомным номером, является исследование углового распределения α -частиц при рассеянии их тонкими фольгами (опыты Герца и Мерседена), которое описывается формулой Резерфорда

$$\sigma(\theta) = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{16E^2 \sin^4(\theta/2)},$$

где Z_1 – атомный номер элемента, из которого изготовлена фольга; $Z_2 = 2$ – атомный номер α -частицы; E – энергия α -частицы; θ – угол рассеяния α -частицы.

Более точно заряды ядер всех элементов Периодической системы были установлены по спектрам характеристического рентгеновского излучения, частота которого ν_{nm} связана с атомным номером элемента Z исследуемого образца законом Мозли

$$\nu_{nm} = R(Z - \sigma)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

где R – постоянная Ридберга; σ – постоянная экранирования; n – главное квантовое число электронной оболочки, на которой образовалась вакансия; m – главное квантовое число электронной оболочки, с которой происходит переход.

Для обеспечения стабильности ядра энергия электростатического отталкивания, обусловленная положительно заряженными протонами, которые входят в его состав, должна компенсироваться энергией связи неэлектрического происхождения, обусловленной силами ядерного взаимодействия. Если предположить, что ядро представляет собой равномерно заряженный шар, то электростатическая энергия ядра $W = \frac{3}{5} \frac{q^2}{R} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R}$.

Геометрические размеры ядра. В первом приближении ядро можно представить себе в виде шара с резкой границей и тогда характеризовать его геометрические размеры радиусом R , хотя в действительности формы ядер могут значительно отличаться от сферической.

Так как ядро представляет собой динамическую систему, состоящую из частиц, движения которых описываются квантовой механикой, поверхность ядра “размыта”.

Тем не менее, для многих задач вполне приемлемо рассматривать ядро как шар с неким эффективным радиусом. Однако и в этих предположениях остается некоторая неопределенность в зависимости от того, что рассматривается – распределение заряда, распределение массы, зона действия ядерных сил и т. д. В зависимости от метода исследования размеров ядер мы будем получать различные радиусы: зарядовый, массовый, протонный, нейтронный и т. д. Н. Хофштадтер предложил условно разделить методы измерения размеров ядер на три группы: методы ядерных сил, электромагнитные и комбинированные методы.

Разные методы приводят к несколько различающимся результатам, однако порядок величины во всех случаях одинаков. Это свидетельствует о том, что само понятие о размерах является отражением объективного свойства ядра.

Самым первым методом, позволившим не только оценить размер ядра, но и сформулировать саму идею планетарной модели атома с центром в виде положительного ядра, является

метод исследования углового распределения α -частиц при рассеянии их тонкими фольгами (опыты Герца и Мерседена).

В современном виде этот метод рассеяния быстрых ионов (не только α -частиц, которые являются ядрами ^4He , но и протонов, дейтронов и других ускоренных ядер) позволил получить информацию о радиусах различных ядер. Для анализа результатов экспериментов по рассеянию используется так называемая оптическая модель, в которой рассматривается движение рассеиваемой частицы в потенциальном поле ядра, описываемом комплексным потенциалом, мнимая часть которого обеспечивает процесс поглощения налетающих частиц.

Обычно рассматривается центральный потенциал (хотя существуют модификации модели с нецентральной частью потенциала) вида

$$V(r) = (V + iW) \left\{ 1 + \exp \frac{r-R}{a} \right\}^{-1} + ze\varphi(r),$$

где V и W – амплитуды вещественной и мнимой частей потенциала; z – атомный номер налетающего ядра (частицы); $\varphi(r)$ – потенциал кулоновского поля ядра, рассматриваемого как равномерно заряженный шар; R – эффективный радиус действия ядерных сил (искомый радиус ядра); a – “размытость” ядерной части потенциала.

Подставляем потенциал в стационарное уравнение Шредингера

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \Psi = E \Psi,$$

которое численно решается при подгонке решения методом наименьших квадратов к полученным экспериментальным данным по угловым распределениям рассеянных частиц. Подгоночные параметры – радиус ядра R и размытие границы ядра a . Результаты такого анализа экспериментов по рассеянию α -частиц на ядрах в широком диапазоне A и Z от ^{12}C до ^{181}Ta показали наилучшее описание всего массива данных при $R = 1,35 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ см и $a = 0,5 \cdot 10^{-13}$ см. Аналогичные результаты получены и по рассеянию протонов: $R = (1,25 \pm 0,5) \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ см и $a = (0,5 \pm 0,05) \cdot 10^{-13}$ см.

Другой метод определения радиуса α -радиоактивных ядер основан на том, что выражение для среднего времени жизни α -радиоактивных ядер τ содержит радиус ядра R

$$\frac{1}{\tau} = \frac{v}{2R} D_0 \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_R^{r_k} \sqrt{2m[V(r) - E]} dr \right\},$$

т. е. измерения времени жизни α -радиоактивных ядер позволяют получить информацию о радиусах ядер. Анализ обширного экспериментального материала о времени жизни α -радиоактивных ядер привел к такому же выражению для радиусов ядер: $R = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 = 1,45 \cdot 10^{-13}$ см.

Следующий метод оценки радиуса ядра, относящийся, как и первые два, по классификации Хофштадтера, к методам ядерных сил, заключается в измерении полных сечений взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами. Как следует из теории ядерных реакций, это сечение σ приближается к удвоенному геометрическому сечению ядра-мишени, т. е. $\sigma = 2\pi R^2$. “Удвоение” сечения обусловлено наличием теневого дифракционного рассеяния, которое составляет πR^2 . Измерения, проведенные этим методом для стабильных ядер, подтвердили зависимость радиуса ядра от массового числа $R = r_0 A^{1/3}$, полученную описанными выше методами, однако константа оказалась несколько меньшей: $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$ см.

Рассмотрим два метода из группы электромагнитных. Первый – метод исследования рассеяния высокоэнергетичных электронов ядрами (опыты Хофштадтера). Анализ результатов измерений ядер показал, что для большинства ядер зарядовое распределение хорошо описывается функцией

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)},$$

где ρ_0 , R и a – подгоночные параметры.

В результате подгонки получим $R = 1,07 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ см.

Этим же методом были оценены радиус зарядового распределения протона $R_p = 0,8 \cdot 10^{-13}$ см и радиус распределения магнитного момента нейтрона $R_n = 0,8 \cdot 10^{-13}$ см.

Второй – метод измерения спектров характеристического излучения μ -мезоатомов. Как говорилось, условие равновесия электрона на орбите с главным квантовым числом n состоит в равенстве центробежной силы и силы притяжения к ядру, т. е.

$$\frac{mV^2}{R_n} = \frac{Ze^2}{R_n^2},$$

откуда

$$R_n = \frac{Ze^2}{mV^2}. \quad (11)$$

Условие квантования Бора $mVR_n = \hbar n$, тогда $mV^2 = \left(\frac{\hbar n}{R_n}\right)^2 m^{-1}$.

Подставив в (11), получим

$$R_n = \frac{\hbar^2 n^2}{Ze^2 m}.$$

Для первой орбиты

$$R_1 = \frac{\hbar^2}{Ze^2 m}.$$

Для обычного атома водорода радиус первой боровской орбиты $R_1(\text{H}) = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см. μ -мезоатомом называют атом, в котором на боровские орбиты захватывается μ -мезон. Захват происходит на верхние орбиты. Затем мезон начинает спускаться на нижние. При переходе мезона с орбиты на орбиту мезоатом излучает кванты характеристического излучения. Оценим радиус нижней орбиты μ -мезоатома урана $R_1(\text{U})$, который должен быть меньше $R_1(\text{H})$ в отношении масс μ -мезона и электрона ($m_\mu / m = 207$) и атомных номеров урана и водорода, т. е. $R_1(\text{U}) = R_1(\text{H}) / (207 \cdot 92) = 2,78 \cdot 10^{-13}$ см. Учитывая, что радиус ядра ^{238}U $R \approx 1,4 \cdot 10^{-13} \cdot 238^{1/3} \approx 8,68 \cdot 10^{-13}$ см больше $R_1(\text{U})$, полагаем, что орбита μ -мезона находится внутри ядра.

По энергии характеристического K -излучения μ -мезоатома можно оценить долю заряда ядра, находящуюся внутри орбиты μ -мезона, и вычислить радиус ядра. Исследования μ -мезоатомов дали для r_0 значение $1,1 \cdot 10^{-13}$ см, близкое к результатам Хофштадтера.

Перечислим три метода, отнесенные Хофштадтером к комбинированным, не вдаваясь в подробности, так как в дальнейшем мы рассмотрим их более детально:

- Метод зеркальных ядер. Зеркальными ядрами называется пара ядер, переходящих друг в друга при замене в одном из них протонов на нейтроны, а нейтронов на протоны. Примерами зеркальных пар являются $n - {}^1\text{H}$, ${}^3\text{H} - {}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li} - {}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be} - {}^9\text{B}$, ${}^{11}\text{B} - {}^{11}\text{C}$. Благодаря зарядовой симметрии ядерных сил энергии связи зеркальных пар отличаются только кулоновским компонентом. Предполагая равномерное распределение заряда по объему ядра, можно по этим кулоновским разностям рассчитать радиус ядра.

- Метод изотопического сдвига в эмиссионных атомных спектрах.

- Метод, основанный на оценке радиуса ядра по кулоновскому члену в формуле Вайцеккера (так называемой формуле масс).

Масса ядра. Масса ядра – одна из важнейших характеристик. Прямое измерение массы нуклида (атома с данным ядром) осуществляется масс-спектрометрами. Метод масс-спектрометрии изобрел Дж. Дж. Томсон.

Существует несколько косвенных методов измерения масс ядер: по энергиям α - и β -распадов можно определить массу материнского ядра при известной массе дочернего, или наоборот, по энергии ядерной реакции – установить массу одного из продуктов, если известны массы остальных. В качестве единицы измерения используется углеродная единица, атомная единица массы (а.е.м.), численно равная массе $1/12$ массы нуклида ^{12}C .

$$\text{а.е.м.} = 1,660566(9) \cdot 10^{-24} \text{ г};$$

$$\text{а.е.м.} \cdot c^2 = 931,5016 \text{ МэВ.}$$

$$\text{Масса электрона } m_e = 0,54858026 \cdot 10^{-3} \text{ а.е.м.} = 9,11 \cdot 10^{-28} \text{ г};$$

$$m_e c^2 = 0,5110034 \text{ МэВ.}$$

$$\text{Масса протона } m_p = 1,007276468 \text{ а.е.м.} = 1,672648 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

$$\text{Масса нейтрона } m_n = 1,0086649 \text{ а.е.м.} = 1,674955 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

$$\text{Разница энергий покоя нейтрона и атома водорода } \Delta_{n-^1\text{H}} = 0,782339 \text{ МэВ}$$

$$\text{Масса } \alpha\text{-частицы } m_\alpha = 4,00150617 \text{ а.е.м.}$$

Масса ядра, состоящего из Z протонов и N нейтронов, определяется выражением

$$M(Z, N) = Zm_p + Nm_n - W/c^2,$$

где W – энергия связи, т. е. энергия, которую необходимо затратить, чтобы разделить ядро на отдельные нуклоны и разнести их на бесконечно большие расстояния друг от друга.

В таблицах масс приводятся не массы ядер, а массы нуклидов, т. е. атомов с соответствующими ядрами. При вычислении энергетических характеристик распадов и ядерных реакций имеют дело с разностями масс, поэтому массы электронов, входящих в состав нуклидов, сокращаются. Таким образом, с точностью до разности энергий связи электронов в нуклидах такая замена приемлема. В расчетах энергий распадов ядер и ядерных реакций вместо энергий связи удобнее использовать так называемые дефекты масс. Дефект массы данного нуклида есть разность между его массой и массовым числом.

4.2. Капельная модель ядра. Формула масс

Капля камень долбит
Пословица

Модельное представление о ядре как капле жидкости, в которой роль молекул жидкости выполняют нуклоны, оказалось очень плодотворным. Капельная модель позволила получить приближенные количественные характеристики ядер. Были определены границы устойчивости ядер относительно испускания нуклонов и различных нуклонных ассоциаций, т. е. границы альфа-распада, спонтанного деления, кластерной радиоактивности, протонной и двупротонной радиоактивности и т. д. Дальнейшее усовершенствование капельной модели (учет квантовых эффектов, введение оболочечных поправок, рассмотрение коллективных мод движения ядерной материи, модель “испарения” и т. д.) привело к созданию на ее основе комбинированных, обобщенных моделей, описывающих более широкий круг явлений.

Исходные предпосылки капельной модели:

1. Радиусы ядер хорошо описываются соотношением $R = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 \approx (1,1 \dots 1,5) \cdot 10^{-13} \text{ см}$, следовательно, плотность ρ у всех ядер приблизительно одинакова

$$\rho = \frac{Am_N}{4/3(\pi R^3)} = \frac{Am_N}{4/3(\pi r_0^3 A)} = \frac{m_N}{4/3(\pi r_0^3)} \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3,$$

где $m_N \approx 1,67 \cdot 10^{-24}$ г – масса нуклона.

2. Представим среднее расстояние между нуклонами как кубический корень из доли объема ядра, приходящейся на один нуклон,

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{V}{A}} = \sqrt[3]{\frac{4}{3}\pi r_0^3} \approx 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Эта величина близка к удвоенному радиусу нуклона, следовательно, нуклоны упакованы в ядре так плотно, что практически соприкасаются своими поверхностями подобно молекулам в капле жидкости.

3. Рассмотрим среднюю энергию связи нуклона в ядре, т. е. энергию связи, приходящуюся на один нуклон, $\bar{\epsilon} = \frac{W}{A}$. В соответствии с релятивистским соотношением между изменением энергии системы и изменением ее массы получим

$$W = [Zm_p + Nm_n - M(Z, N)]c^2.$$

Значение $\bar{\epsilon}$ практически для всех стабильных ядер (исключение составляют лишь ^1H , ^2H , ^3He , ^6Li и ^7Li) находится в пределах 7–9 МэВ/нуклон. Такое постоянство свидетельствует о насыщении ядерных сил подобно силам Ван-дер-Ваальса, обеспечивающим межмолекулярные связи в жидкости.

Теперь попытаемся вычислить энергию связи ядра, используя аналогию с жидкой каплей.

1. Часть энергии связи $W_{\text{об}}$, как и в случае жидкой капли, должна быть пропорциональна объему ядра, а следовательно, и числу нуклонов: $W_{\text{об}} = \alpha A$, где α – коэффициент пропорциональности.

2. Подобно жидкой капле, чьи молекулы, находящиеся на поверхности капли, образуют пленку поверхностного натяжения, ядро также в поверхностном слое нуклонов должно испытывать действие сил, аналогичных силам поверхностного натяжения. Энергия, обусловленная этими силами, должна быть пропорциональна поверхности ядра и отрицательна, так как соответствует “недосвязанности” поверхностных нуклонов по сравнению с остальными. Таким образом, поправка на поверхностное натяжение $W_{\text{пов}} = \beta A^{2/3}$.

3. Протоны, входящие в состав ядра, испытывают кулоновское отталкивание, которое должно уменьшать энергию связи. В предположении равномерного распределения заряда по объему ядра энергия этого отталкивания $W_{\text{кул}} = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R} = \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}$.

Таким образом, аналогия с жидкой заряженной каплей приводит к выражению для энергии связи ядра

$$W = W_{\text{об}} - W_{\text{пов}} - W_{\text{кул}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}.$$

Эта “формула масс” была получена немецким физиком Карлом Вейцеккером. Она грубо описывает экспериментальные данные по энергиям связи ядер. Дальнейшее усовершенствование формулы не связано с капельно-модельными представлениями.

4. Для ядер характерна особая устойчивость при равном (или близком к этому) числе нейтронов и протонов, т. е. $Z = N$. Это свойство ярко проявляется у легких ядер ($A \leq 40$). При дальнейшем увеличении A эта симметрия относительно числа протонов и нейтронов для наиболее стабильных ядер постепенно разрушается кулоновским расталкиванием, из-за чего наиболее стабильные ядра имеют $Z < N$. Для учета этого эффекта в формулу масс была введена энергия симметрии

$$W_{\text{сим}} \sim \frac{(N-Z)^2}{A} = \varepsilon \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A}.$$

5. Существует чисто квантовый “эффект спаривания”, обусловленный спиновой зависимостью ядерных сил. Он состоит в том, что ядра, имеющие четное число нейтронов или протонов, обладают дополнительной энергией связи, обусловленной парным взаимодействием. По этому признаку все ядра разделяются на три группы:

- наиболее устойчивые четно-четные ядра (с четным Z и четным N , т. е. имеющие спаренные протоны и нейтроны);
- наименее устойчивые нечетно-нечетные ядра (с нечетным Z и нечетным N , т. е. имеющие по не спаренному протону и нейтрону);
- нечетные по A , т. е. четно-нечетные и нечетно-четные (с четным Z , нечетным N и с нечетным Z и четным N).

Для учета эффекта спаривания в формулу масс ввели еще один член

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

В окончательном виде формула Вейцзеккера выглядит как

$$W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(0,5A - Z)^2}{A} + \delta, \quad (12)$$

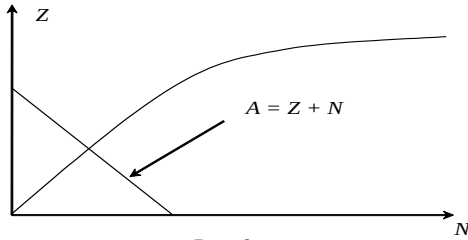


Рис. 3

где $\alpha = 15,75 \text{ МэВ}$; $\beta = 17,75 \text{ МэВ}$;
 $\gamma = 0,71 \text{ МэВ}$; $\varepsilon = 98,8 \text{ МэВ}$; $|\delta| = 33,5 A^{-3/4} \text{ МэВ}$.

Численные значения коэффициентов получены в результате МНК-подгонки формулы (12) под экспериментальные значения энергий связи всех известных ядер.

Помня, что масса ядра $M = Zm_p + Nm_n - W/c^2$, формулу (12) можно переписать для массы ядра следующим образом:

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - \left[\alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(0,5A - Z)^2}{A} + \delta \right] / c^2$$

$$\text{и массы нуклида } M_n(A, Z) = Zm_n + (A - Z)m_n - \left[\alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(0,5A - Z)^2}{A} + \delta \right] / c^2,$$

где m_n – масса атома протия.

Учитывая, что $A = N + Z$, построим массовую поверхность $M(N, Z)$ в осях OZ , ON , OM . Величина δ/c^2 , учитывающая эффект спаривания, расщепляет массовую поверхность на три поверхности: для четно-четных ядер, ядер с нечетным A и нечетно-нечетных ядер.

Найдем уравнение минимумов кривых, полученных пересечением массовой поверхности плоскостями $A = Z + N = \text{const}$ (рис. 3),

Рис. 3.

$$\left. \frac{\partial M_n(A, Z)}{\partial Z} \right|_{A=\text{const}} = 0.$$

Выполним дифференцирование

$$\Delta_{H_n} + \frac{2\gamma}{A^{1/3}} Z_0 - \frac{\varepsilon}{A} 2 \left(\frac{A}{2} - Z_0 \right) = 0,$$

откуда для Z ядра, имеющего минимальную массу (максимальную энергию связи W) в изобарном семействе с массовым числом A ,

$$Z_0 = \frac{\varepsilon - \Delta_{H_n}}{\frac{2\gamma}{A^{1/3}} + \frac{2\varepsilon}{A}} = \frac{A(\varepsilon - \Delta_{H_n})}{2\gamma A^{2/3} + 2\varepsilon} \approx \frac{A}{2,016 + 0,0145A^{2/3}}.$$

Уравнение кривой, являющейся геометрическим местом точек минимальных значений масс в осях OZ , ON , OM , имеет вид

$$\begin{cases} Z = \frac{A}{2,016 + 0,0145A^{2/3}}, \\ A = Z + N. \end{cases}$$

Выпишем уравнение пересечения массовой поверхности плоскостью $A = \text{const}$, сгруппировав члены, содержащие Z^2 и Z ,

$$M = KZ^2 + LZ + Q + \delta/c^2, \quad (13)$$

$$\text{где } K = \frac{\gamma}{c^2 A^{1/3}} + \frac{\varepsilon}{Ac^2}; \quad L = \Delta_{Hn} - \varepsilon/c^2;$$

$$Q = Am_n - c^{-2} (\alpha A - \beta A^{2/3} - \varepsilon A/4).$$

Рассмотрим уравнение (13) для случая ядер с нечетным A . График функции $M(Z)$ представляет собой параболу с минимумом в точке $Z = Z_0$ (рис. 4).

Для ядер с четным A возможны два случая: Z_0 приходится на четно-четное ядро и на нечетно-нечетное ядро. В обоих случаях график $M(Z)$ расщепляется на две эквидистантные параболы со смещением относительно друг друга 2δ , но в первом случае ядро с Z_0 находится на нижней параболе (рис. 5), и тогда в изобарном семействе имеется три стабильных ядра.

Во втором случае ядро с Z_0 находится на верхней параболе (рис. 6), и тогда в изобарном семействе имеется два стабильных ядра с $Z = Z_0 - 1$ и $Z = Z_0 + 1$ или одно с $Z = Z_0$.

Из анализа формулы масс следует, что изобарное семейство с нечетным A должно иметь один β -стабильный нуклид, все остальные члены семейства могут испытывать лишь один вид β -распада: либо β^- - для $Z < Z_0$, либо β^+ - (включая и E -захват) для $Z > Z_0$.

Изобарные семейства с четным A могут иметь три стабильных нуклида (A четное, Z_0 четное), два стабильных нуклида (A четное, Z_0 нечетное) при

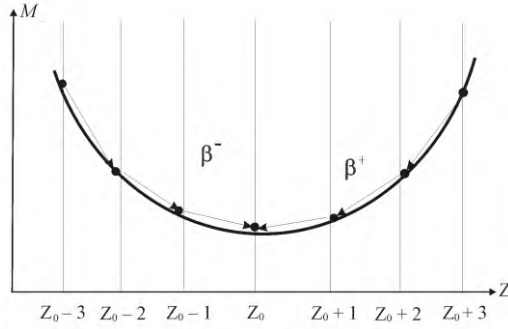


Рис. 4

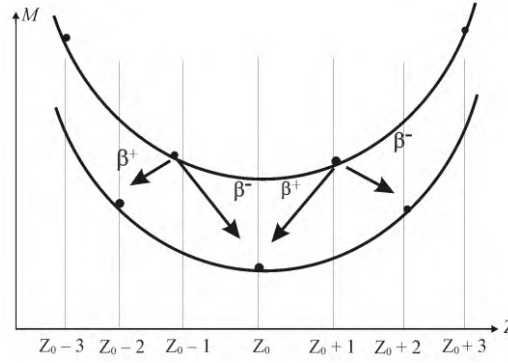


Рис. 5

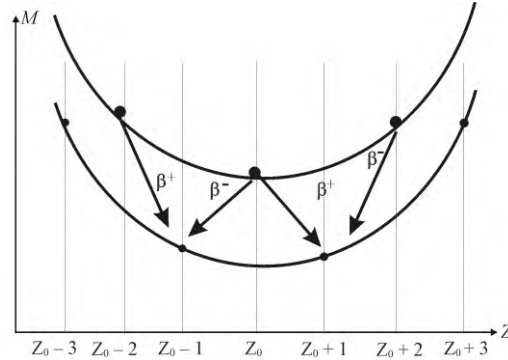


Рис. 6

$M(A, Z_0 - 1) < M(A, Z_0) > M(A, Z_0 + 1)$, один стабильный нуклид (A четное, Z_0 нечетное) при $M(A, Z_0 - 1) > M(A, Z_0) < M(A, Z_0 + 1)$.

Последний случай (рис. 7) реализуется только для двух изобарных семейств $A = 10$ и $A = 14$. В изобарных семействах могут быть ядра, испытывающие β^- - и β^+ -распад одновременно.

Аналогичный анализ массовой поверхности может быть сделан для изотопных и изотонных семейств. Массовую поверхность нужно расщепить плоскостями $Z = A - N = \text{const}$ ($N = A - Z = \text{const}$) и исследовать на минимум кривые пересечения.

Таким образом, формула масс позволяет определить область стабильных относительно β -распада ядер и предсказать вид β -радиоактивности конкретного нуклида.

Капельная модель позволяет также оценить границы другого вида нестабильности ядер, связанного с энергетической возможностью ядра испустить нуклон или нуклонную ассоциацию. К таким типам радиоактивного распада относятся α -распад, спонтанное деление, протонная, двупротонная и кластерная радиоактивность.

Указания на такой тип ядерной нестабильности вытекают из анализа кривой зависимости энергии связи $\bar{\varepsilon} = \frac{W(A, Z_0)}{A}$, приходящейся на один нуклон, от массового числа A для β -стабильных ядер. Из графика этой функции (рис. 8) видно, что для тяжелых ядер ($A \gg 60$) процесс уменьшения A (α -распад, спонтанное деление, кластерная радиоактивность, ядерные реакции, приводящие к уменьшению A) должен приводить к увеличению общей энергии связи, поэтому является процессом экзотермическим, т. е. сопровождается выделением энергии и не имеет запрета со стороны закона сохранения энергии.

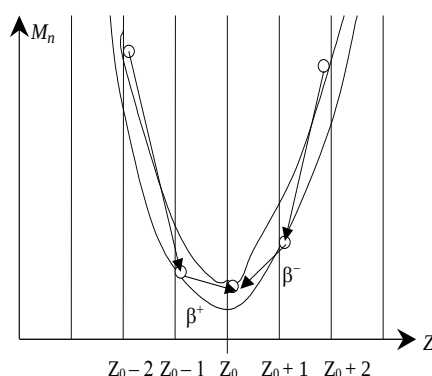


Рис. 7.

Таким образом, капельная модель не только предсказывает существование таких типов ядерной нестабильности, но и указывает путь для выделения внутриядерной энергии. Действительно, современная ядерная энергетика основана на реакции деления тяжелых ядер. Очевидно, сюда же относится и создание ядерных зарядов, являющихся основой ядерного и термоядерного оружия.

Анализируя участок этой функции для $A < 60$ (рис. 8), можно прийти к выводу, что ядерные реакции синтеза для ядер с $A \ll 60$ должны также приводить к увеличению суммарной энергии связи продуктов реакции и, следовательно, могут быть использованы для выделения внутриядерной энергии. На этом принципе основано создание термоядерного оружия (так называемой водородной бомбы). Пять десятков лет ученые и инженеры бьются над про-

блемой создания управляемого термоядерного реактора, однако, несмотря на определенный прогресс, эта задача еще не решена.

Предсказания капельной модели в рассмотренной нами модификации хорошо согласуются с экспериментальными данными. Однако в окрестностях ядер с некоторыми значениями Z или N расхождения с экспериментальными данными очень велики. Эти значения получили названия магических чисел и составляют следующий ряд: 2, 8, 20, 50, 82, 126. Явление магических чисел и многие другие особенности характеристик ядер получили объяснение в модели ядерных оболочек. Интересная ситуация сложилась с предсказаниями характеристик ядер конца таблицы Менделеева. Капельная модель предсказывает монотонное падение $\bar{\epsilon}$ с ростом A , которое, в конце концов, приводит к времени жизни ядра $\approx 10^{-22}$ с, равному времени пролета нуклоном линейного размера ядра, т. е. деление ядра происходит в момент его образования.

Расчеты по современным модификациям оболочечной модели предсказывают существование замкнутой протонной оболочки, соответствующей магическому числу 114, и замкнутой нейтронной оболочки, соответствующей магическому числу 162. Следовательно, ядра с Z и N в районе этих магических чисел должны обладать повышенной стабильностью, т. е. в этой области должен находиться “остров стабильности” сверхтяжелых нуклидов. Последние эксперименты, проведенные в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова (Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна), подтвердили это предположение. В настоящее время получен элемент с $Z=118$. Элементам с $Z=114$ и $Z=116$ присвоены имена Флёрый и Ливерморий, соответственно.

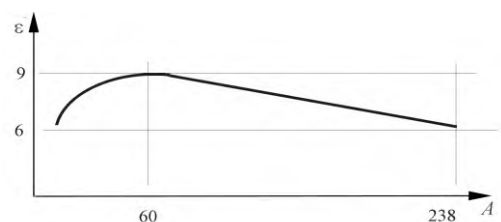


Рис. 8

4.3. Радиоактивность

Как видно из анализа формулы масс, для ядер, лежащих вдали от дна долины массовой поверхности, энергетически разрешен изобарный процесс, приводящий к изменению нуклонного состава ядра, соответствующего приближению к дну долины. Такой процесс называется β -распадом. С другой стороны, для тяжелых ядер энергетически разрешен процесс испускания нуклонных ассоциаций. Оба процесса получили название радиоактивности.

Различают *естественную* радиоактивность тяжелых ядер, открытую в 1896 г. Антуаном Анри Беккерелем совместно с П. Кюри и М. Склодовской-Кюри (Нобелевская премия 1903 г. по физике), и *искусственную* (или *наведенную*) радиоактивность, открытую И. Жолио-Кюри и Ф. Жолио-Кюри в 1934 г. (Нобелевская премия 1935 г. по химии).

Радиоактивность – самопроизвольное превращение неустойчивых атомных ядер в ядра других элементов, сопровождающееся испусканием ядерных излучений.

Перечислим известные в настоящее время виды радиоактивности.

1. Альфа-радиоактивность представляет собой процесс испускания α -частиц, являющихся ядрами изотопа гелия ${}^4\text{He}$.

2. Бета-радиоактивность. Различают три вида бета-радиоактивности: β^- -радиоактивность, сопровождаемая испусканием из ядра электронов; β^+ -радиоактивность, сопровождаемая испусканием из ядра позитронов, и E -захват – процесс захвата ядром орбитального электрона атома.

3. Гамма-радиоактивность – процесс испускания ядром γ -излучения. Это переход ядра из возбужденного состояния в основное или возбужденное за счет излучения кванта электромаг-

нитной энергии (радиационный переход), но с меньшей энергией возбуждения. Конкурирующим процессом является безрадиационный переход: возбужденное ядро передает свою энергию возбуждения (или ее часть) орбитальному электрону атома вследствие неупругого удара второго рода. Этот процесс называется внутренней электронной конверсией.

4. Спонтанное деление тяжелых ядер (Г. Н. Флеров, К. А. Петржак, 1940 г.). Это самопроизвольный распад тяжелого ядра на два близких по массе ядра-осколка. Обнаружено и тройное деление, которое происходит с меньшей на 3–4 порядка вероятностью.

5. Протонная и двупротонная радиоактивность (последняя была предсказана В. И. Гольданским), которая состоит в эмиссии протонов сильно протонноизбыточными тяжелыми ядрами с $Z > 50$.

6. Кластерная радиоактивность обнаружена в 1984 г. в Оксфорде. Это испускание тяжелыми ядрами нуклонных ассоциаций более тяжелых, чем α -частицы, но более легких, чем осколки деления. В настоящее время обнаружена кластерная радиоактивность более чем у десятка нуклидов, от радия до плутония, с вылетом в качестве кластеров ^{14}C , ^{24}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si .

7. Запаздывающие нейтроны, протоны, α -частицы. Эти частицы сопровождают β -распад в случае наличия переходов на такие возбужденные состояния дочернего ядра, которые по энергии возбуждения оказываются выше энергии отделения нейтрона, протона или α -частицы, соответственно.

Закон радиоактивного распада. Многочисленные исследования показали, что само явление радиоактивности и его характеристики выглядят сугубо специфическими свойствами данного ядра. Эти свойства не зависят от внешних условий. Ни температура, близкая к абсолютному нулю, ни максимально достижимая температура, ни сверхвысокие давления, ни вакуум, близкий к абсолютному, не способны повлиять на вид и вероятность радиоактивного распада, его энергетические характеристики. Поэтому в умах естествоиспытателей возникло очередное “табу”, аналогичное “неделимости” атома. Однако по мере понимания внутренней структуры атома и атомного ядра появились ясные представления о причинах таких “чудесных” свойств радиоактивности. Эти причины заключаются в глубокой изолированности атомного ядра, высоких плотностях энергии и интенсивностях силовых полей вблизи и внутри ядра.

Современные достижения науки способны создать такие условия, когда это “табу” нарушается, но при “нормальных” условиях постоянство характеристик радиоактивности реализуется в полной мере.

Итак, сформулируем основное свойство радиоактивности: для ядер некоторого типа вероятность распада одного ядра за единицу времени λ есть величина постоянная, не зависящая от времени и внешних условий. Она так и называется – постоянная распада. Это означает, что количество ядер dN , распавшихся за время dt , пропорционально числу ядер N , причем коэффициентом пропорциональности является постоянная распада λ , т. е. $dN = -\lambda N dt$. Знак “минус” означает, что число ядер N убывает во времени в результате радиоактивного распада. Интегрируя это дифференциальное уравнение, получим $N(t) = C \exp(-\lambda t)$.

Учитывая, что при $t=0$ мы имеем начальное число ядер $N(0) = N_0$, найдем $C = N(0) = N_0$. Отсюда закон радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t).$$

Найдем время $t = T_{1/2}$, за которое начальное число ядер N_0 уменьшится вдвое,

$$N(T_{1/2}) = \frac{N_0}{2} = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2}),$$

откуда $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$, где $T_{1/2}$ – период полураспада.

В качестве характеристики скорости распада часто используется среднее время жизни τ . Для его вычисления определим дифференциальную функцию распределения во времени числа распадающихся ядер

$$w(t) = \frac{dN(t)}{dt},$$

тогда

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} tw(t) dt}{\int_0^{\infty} w(t) dt} = \frac{\int_0^{\infty} t \frac{dN(t)}{dt} dt}{\int_0^{\infty} \frac{dN(t)}{dt} dt} = \frac{-N_0 \int_0^{\infty} t \lambda \exp(-\lambda t) dt}{N_0} = \frac{1}{\lambda}.$$

Учитывая, что $N(\tau) = N_0 e^{(-\lambda\tau)} = N_0/e$, видим, что τ – отрезок времени, за который начальное число ядер уменьшится в e раз.

Для характеристики степени радиоактивности препарата, содержащего радиоактивные вещества, часто используют понятие активности. Активность есть мгновенная скорость распада, т.е. количество актов распада в единицу времени, если бы начиная с этого момента число распадающихся ядер не менялось. Если препарат содержит радиоактивные ядра одного типа, то по определению активность $A(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t)$. Традиционной внесистемной единицей активности является активность одного грамма ^{226}Ra , названная кюри (Ки). $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. В системе СИ используется единица активности беккерель (Бк). $1 \text{ Бк} = 1 \text{ с}^{-1}$.

В некоторых случаях у одного нуклида наблюдается сразу два (и больше) вида радиоактивности (β^+ и β^- , β^- и α , α и спонтанное деление и т. д.). Учитывая, что реализация распада по той или иной ветви не зависит от того, произошел распад по другой или нет, полная вероятность распада в соответствии с теоремой сложения вероятностей равна сумме вероятностей распада по отдельным ветвям (парциальных вероятностей)

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2,$$

для случая двух ветвей или в общем виде для n ветвей

$$\lambda = \sum_i^n \lambda_i.$$

Помня, что $\tau = \frac{1}{\lambda}$, для случая двух ветвей имеем

$$\tau = \frac{1}{\lambda_1 + \lambda_2}.$$

Введем понятие парциальных времен жизни

$$\tau_1 = \frac{1}{\lambda_1}, \tau_2 = \frac{1}{\lambda_2}.$$

Очевидно, $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}$, или $\tau = \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_1 + \tau_2}$.

Аналогично для периодов полураспада

$$T_{1/2} = \frac{T_{1/2}^{(1)} \cdot T_{1/2}^{(2)}}{T_{1/2}^{(1)} + T_{1/2}^{(2)}}.$$

Физический смысл парциальных времен жизни и периодов полураспада: таким временем жизни или периодом полураспада обладал бы данный нуклид, если бы вид распада был единственным.

Рассмотрим случай цепочки радиоактивных распадов, когда радиоактивные ядра типа 1 в количестве N_1 , распадаясь с постоянной распада λ_1 , превращаются в радиоактивные ядра типа 2, имеющиеся в количестве N_2 и распадающиеся с постоянной распада λ_2 в ядра типа 3 и т. д.

Как мы уже знаем, количество ядер типа 1 как функция времени будет описываться дифференциальным уравнением $dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt$. Изменение числа ядер типа 2 будет обусловлено, с одной стороны, нарастанием их числа за счет радиоактивного превращения в них ядер типа 1, а с другой стороны, убыванием за счет распада с превращением в ядра типа 3, т. е. $dN_2 = -dN_1 - \lambda_2 N_2 dt = (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2) dt$. Аналогичные рассуждения приводят к дифференциальному уравнению для числа ядер типа 3: $dN_3 = (\lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3) dt$ и т. д.

Таким образом, для цепочки из n распадающихся ядер мы имеем систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} dN_1 = -\lambda_1 N_1 dt; \\ dN_2 = (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2) dt; \\ dN_3 = (\lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3) dt; \\ \dots\dots\dots \\ dN_n = (\lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n) dt. \end{cases}$$

Решение системы не представляет каких-либо математических трудностей, но очень громоздко, поэтому рассмотрим только случай для цепочки из двух типов распадающихся ядер 1 и 2. Вспомнив вид решения первого уравнения системы $N_1 = N_{01} \exp(-\lambda_1 t)$, подставим его во второе и получим

$$dN_2 = [\lambda_1 N_{01} \exp(-\lambda_1 t) - \lambda_2 N_2] dt.$$

Перепишем его в виде

$$\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t}$$

и решим методом вариации произвольной постоянной, для чего найдем решение в виде решения однородного уравнения $\frac{dN_2}{dt} + \lambda_2 N_2 = 0$, в котором произвольная постоянная $U(t)$ рассматривается как функция аргумента t ,

$$N_2 = U(t) e^{-\lambda_2 t}. \quad (14)$$

Найдем производную $\frac{dN_2}{dt} = \frac{dU}{dt} e^{-\lambda_2 t} - \lambda_2 U e^{-\lambda_2 t}$ и, подставив это выражение вместе с предыдущим в первоначальное неоднородное уравнение, получим дифференциальное уравнение для $U(t)$

$$\frac{dU}{dt} e^{-\lambda_2 t} - \lambda_2 U e^{-\lambda_2 t} + \lambda_2 U e^{-\lambda_2 t} = \lambda_1 N_{01} e^{-\lambda_1 t}.$$

Приведя подобные члены и разделив переменные, получим

$$dU = \lambda_1 N_{01} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} dt,$$

откуда

$$U = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)t} + C.$$

Подставив $U(t)$ в (14), получим $N_2 = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + C e^{-\lambda_2 t}$. При $t=0$ $N_2 = N_{02}$, тогда $N_{02} = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} + C$, откуда $C = N_{02} - \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1}$. Окончательно получим

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_{02} e^{-\lambda_2 t}.$$

Рассмотрим случай, когда $T_{1/2}^{(1)} \gg T_{1/2}^{(2)}$, т. е. $\lambda_1 \ll \lambda_2$,

$$N_2 \approx \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}) + N_{02} e^{-\lambda_2 t}.$$

Предположим, что ядра типа 2 образуются только за счет распада ядер типа 1, т. е. $N_{02} = 0$,

$$N_2 \approx \frac{\lambda_1 N_{01}}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t}).$$

Пусть время t такое, что $T_{1/2}^{(1)} \gg t \gg T_{1/2}^{(2)}$, тогда $N_2 \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{01}$. Учитывая, что при этом $N_1 \approx N_{01}$, можно записать с большой точностью $N_1 \lambda_1 = N_2 \lambda_2$.

Оказывается, если постоянная распада материнского ядра λ_1 много меньше постоянных распада всех членов рассматриваемого радиоактивного ряда, а все дочерние ядра при этом образовались только при распаде материнских, то имеют место равенства

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots = \lambda_i N_i = \dots = \lambda_n N_n.$$

Этот факт называется “вековым”, или секулярным, равновесием.

4.3.1. Естественная радиоактивность

С точки зрения классической физики свойства радиоактивности выглядели очень необычно. Трудом химиков и физиков было установлено, что существует три семейства радиоактивных ядер.

1. Семейство урана. Число нуклонов A у всех ядер этого семейства подчиняется формуле $A = 4n + 2$, где n – простое число. Родоначальник семейства ^{238}U , который с периодом полураспада $T_{1/2} = 4,468 \cdot 10^9$ лет превращается в ^{234}Th , распадающийся, в свою очередь, в ^{234}Pa , а тот – в ^{234}U и т. д. Завершается цепочка радиоактивных превращений в этом семействе стабильным ядром ^{206}Pb .

2. Семейство тория. Число нуклонов A у всех ядер этого семейства подчиняется формуле $A = 4n + 0$. Родоначальник – ^{232}Th , с периодом полураспада $T_{1/2} = 1,405 \cdot 10^{10}$ лет, который превращается в ^{228}Ra , распадающийся, в свою очередь, в ^{228}Ac и т. д. Завершается цепочка радиоактивных превращений стабильным ядром ^{208}Pb .

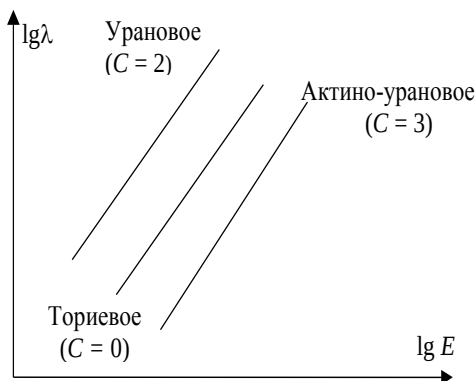
3. Актинио-урановое семейство. Число нуклонов A у всех ядер этого семейства подчиняется формуле $A = 4n + 3$. Родоначальник – ^{235}U с периодом полураспада $T_{1/2} = 7,038 \cdot 10^8$ лет, который распадается в

Рис. 9.

^{231}Th , превращающийся, в свою очередь, в ^{231}Pa , ^{227}Ra и т. д. Завершается цепочка радиоактивных превращений стабильным ядром ^{207}Pb .

На первый взгляд, удивительно, в естественной радиоактивности отсутствует семейство с $A=4n+1$. Этот факт нашел свое объяснение после получения отсутствующего в природе искусственного нуклида ^{237}Np , имеющего период полураспада $T_{1/2} = 2,144 \cdot 10^6$ лет, существенно меньший возраста Земли, и поэтому уже распавшегося к настоящему времени.

^{237}Np является родоначальником искусственного семейства нептуния, в котором число нуклонов для всех ядер подчиняется формуле $A=4n+1$. Цепочка радиоактивных превращений в этом семействе завершается стабильным ядром ^{209}Bi .



Анализ свойств радиоактивных семейств показал, что превращения в них подчиняются определенному правилу, так называемому *правилу смещения*, или, по именам его открывателей, *правилу Содди – Фаянса*: превращения в радиоактивных семействах происходят либо без изменения A (при этом Z увеличивается на 1), либо с уменьшением A на 4 (при этом Z уменьшается на 2). Объясняется это тем, что в первом случае происходит β^- -распад, во втором — α -распад.

4.3.2. Альфа-распад

Альфа-распадом называют вид радиоактивности, при котором материнское ядро с массовым числом A и атомным номером Z спонтанно испускает α -частицу и превращается в дочернее ядро с массовым числом $(A-4)$ и атомным номером $(Z-2)$. Исследования показали, что α -частица — положительно заряженная частица с зарядом, равным по модулю двум зарядам электрона. Масса α -частицы близка четырем протонным массам. Ф. Содди и У. Рамзай экспериментально установили, что α -частица является ядром ^4He . Возникающая при распаде некоторого ядра α -частица обладает в заданном веществе вполне определенной длиной пробега R_α . Эмпирически установлено, что длина пробега α -частицы связана с ее энергией E_α функцией, близкой к степенной. Так для воздуха при нормальных условиях $R_\alpha \approx 0,3 E_\alpha^{3/2}$. (Здесь R_α в см, а E_α в МэВ.)

Основные факты наблюдений

1. *Правило Гейгера – Неттола*. Эмпирически найдено, что пробег α -частицы, возникающей при α -распаде какого-либо радионуклида, связан с его постоянной распада λ простым соотношением: $\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B$, причем коэффициент A один и тот же для всех трех семейств естественной радиоактивности (рис. 9) и искусственного нептуниевое семейства, а значение константы B одинаково для членов одного семейства, но меняется от семейства к семейству приблизительно на 5 %. Памятуя, что $R_\alpha \sim E_\alpha^k$, правило Гейгера – Неттола можно переписать в виде

$$\lg \lambda = A' \lg E_\alpha + B,$$

где $A' = kA$.

Более точно теория α -распада представляет правило Гейгера – Неттола как

$$\lg \lambda = \frac{K}{\sqrt{E}} + L.$$

2. За малыми исключениями энергии α -частиц, соответствующих переходам на основные состояния дочерних ядер, лежат в сравнительно узком энергетическом интервале $4 < E_\alpha < 9 \text{ МэВ}$ (для сравнения: диапазон энергий β -распадов от десятка кэВ до десятка МэВ, γ -распадов – от десятков эВ до десятка МэВ).

3. Все ядра можно условно разбить на две группы – α -радиоактивные и α -стабильные. Почти все α -радиоактивные ядра, лежащие вблизи “дна” долины массовой поверхности, имеют атомный номер $Z > 82$. Исключение составляют несколько нуклидов в районе редкоземельных элементов.

4. Если построить зависимость энергии α -распада от массового числа A для изотопных семейств (т. е. $Z = \text{const}$), то обнаружится, что энергия α -распада падает с ростом A , исключая интервал $209 < A < 215$. На рис. 10 показаны эти зависимости для всех известных тяжелых α -радиоактивных элементов.

5. Особенности тонкой структуры α -спектра: наиболее интенсивной линией является обычно α_0 , т. е. α -линия, возникающая при α -распаде из основного состояния материнского ядра в основное состояние дочернего. Линия α_1 , соответствующая переходу из основного состояния материнского ядра в первое возбужденное состояние дочернего, имеет, как правило, существенно меньшую интенсивность. То же происходит и с последующими компонентами α -спектра – α_2 , α_3 , α_4 и т. д. Такой вид α -спектра имеют все четно-четные ядра, хотя для α -линий высокого порядка встречаются отклонения от этого правила. Для нечетных и нечетно-нечетных ядер отклонения от характерной формы α -спектра встречаются начиная с линий самого низкого порядка.

6. Явление “длиннопробежных” α -частиц. Среди α -спектров естественной радиоактивности для радионуклидов ^{212}Bi и ^{214}Bi было обнаружено наличие α -частиц необычно высоких энергий (до 12 МэВ), а следовательно, и пробегов (откуда и название явления) при очень низкой интенсивности.

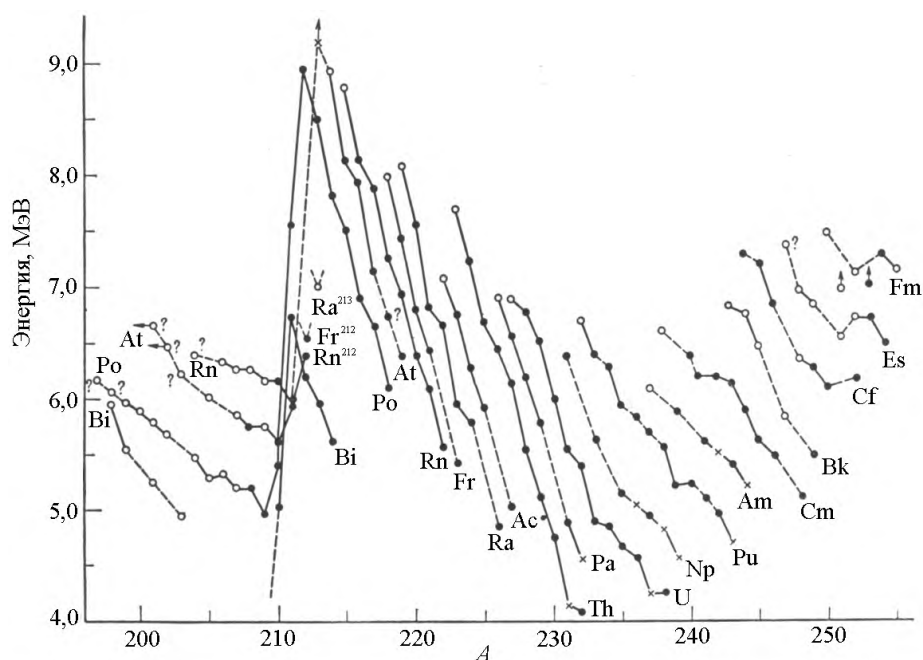


Рис. 10

Объясняется это явление так: оба радионуклида, испытывая β -распад, превращаются в радионуклиды ^{212}Po и ^{214}Po , которые испытывают α -распад, т. е. $^{212}\text{Bi}(\beta) \rightarrow ^{212}\text{Po}(\alpha) \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ и $^{214}\text{Bi}(\beta) \rightarrow ^{214}\text{Po}(\alpha) \rightarrow ^{210}\text{Pb}$. При этом радионуклиды ^{212}Po и ^{214}Po рождаются в основных и возбужденных состояниях. В силу правил отбора для электромагнитных процессов время жизни возбужденных состояний относительно этих процессов оказывается сравнимым с временем жизни относительно α -распада. Таким образом, энергия α -частиц, испускаемых при переходе с возбужденных состояний в основные, оказывается больше, чем энергия α_0 -линии, на величину энергии возбуждения. Это и есть “длиннопробежные” α -частицы. На рис. 11 приведена схема распада препарата ^{212}Bi .

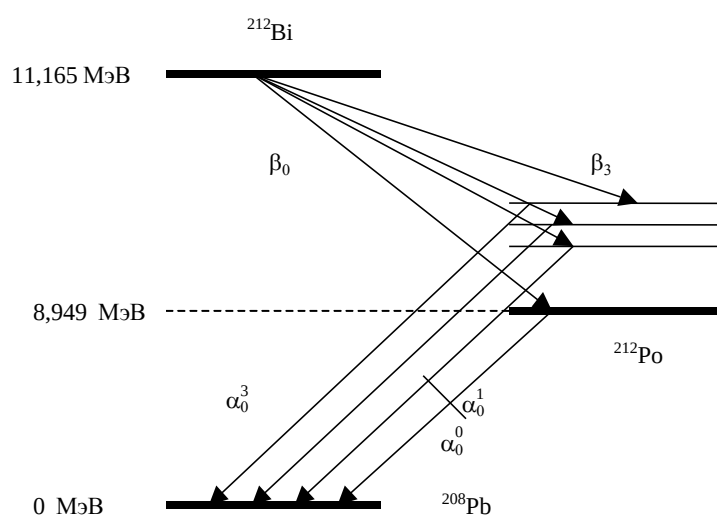


Рис. 11

Энергетика α -распада. Условие энергетической возможности α -распада

$$Q_\alpha = [M(Z, A) - M(Z - 2, A - 4) - M(^4\text{He})]c^2 > 0, \quad (15)$$

где Q_α – энергия α -распада.

Из законов сохранения энергии и импульса следует:

$$Q_\alpha = E_\alpha + E_d, \quad P_\alpha + P_d = 0,$$

где E_α , E_d , P_α и P_d – энергии и импульсы α -частицы и дочернего ядра, соответственно.

Помня связь между импульсом и энергией $P^2 = 2EM$, из последнего соотношения получим $E_d = M_\alpha E_\alpha / M_d$. Подставив в первое, получим связь между энергией α -частицы и энергией распада:

$$Q_\alpha = E_\alpha + E_d = E_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_d} \right)$$

или

$$E_\alpha = Q_\alpha \frac{M_d}{M_d + M_\alpha}.$$

Воспользовавшись формулой масс (формулой Вайцзеккера), перепишем выражение (15) для условия энергетической возможности α -распада:

$$\begin{aligned} Q_\alpha = & Zm_p c^2 + (A-Z)m_n c^2 - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \varepsilon \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \delta_A - (Z-2)m_p c^2 - \\ & - (A-Z-2)m_n c^2 + \alpha(A-4) + \beta(A-4)^{2/3} - \gamma \frac{(Z-2)^2}{(A-4)^{1/3}} - \varepsilon \frac{\left(\frac{A-4}{2} - Z + 2\right)^2}{A-4} + \\ & + \delta_{A-4} - 2m_p c^2 - 2m_n c^2 + 4\alpha - 4^{2/3}\beta - \gamma \frac{4}{4^{1/3}} - \varepsilon \frac{(2-2)^2}{4} + \delta_4 > 0. \end{aligned}$$

После приведения подобных членов получим

$$\begin{aligned} Q_\alpha = & \beta \left[A^{2/3} - (A-4)^{2/3} - 4^{2/3} \right] + \gamma \left[\frac{Z^2}{A^{1/3}} - \frac{(Z-2)^2}{(A-4)^{1/3}} - 4^{2/3} \right] + \\ & + \varepsilon \left[\frac{(A/2 - Z)^2}{A} - \frac{(A/2 - Z)^2}{A-4} \right] - 33,5 \left(A^{-3/4} - (A-4)^{-3/4} - 4^{-3/4} \right) > 0. \end{aligned}$$

Если это неравенство решить совместно с уравнением, связывающим Z и A ядер, лежащих на “дне” массовой долины, $Z = \frac{A}{2,016 + 0,0145A^{2/3}}$, то решением будут Z и A ядра, являющегося границей α -распада на “дорожке” стабильности. Ближайшие к этому решению целочисленные значения атомного номера и массового числа соответствуют $Z = 72$ и $A = 180$, т. е. ядру ^{180}Hf . Однако экспериментально обнаружен α -распад для $Z = 62$ и $A = 146$, т. е. ядра ^{146}Sm . Это противоречие предсказаниям формулы Вайцзеккера, полученной на основе жидкокапельных представлений, обусловлено тем, что при ее выводе кулоновский член рассчитывается в предположении сферической формы ядра. В области же редкоземельных элементов ядра сильно деформированы, что приводит к неправильной оценке Q_α .

Чтобы объяснить падение энергии α -распада для изотопных семейств с ростом A , достаточно показать, что $\left(\frac{\partial Q_\alpha}{\partial A} \right)_{Z=\text{const}} < 0$. Для удобства вычислений разобьем “жидкокапельное” выражение для Q_α на четыре слагаемых и покажем, что производная по A от каждого из этих слагаемых отрицательна:

$$Q_{\alpha} = \underbrace{\beta \left[A^{2/3} - (A-4)^{2/3} - 4^{2/3} \right]}_1 + \underbrace{\gamma \left[\frac{Z^2}{A^{1/3}} - \frac{(Z-2)^2}{(A-4)^{1/3}} - \frac{4}{4^{1/3}} \right]}_2 +$$

$$+ \underbrace{\varepsilon \left[\frac{\left(\frac{A}{2} - Z \right)^2}{A} - \frac{\left(\frac{A}{2} - Z \right)^2}{A-4} \right]}_3 - \underbrace{33,5 \left[A^{-3/4} - (A-4)^{-3/4} - 4^{-3/4} \right]}_4;$$

$$1) \frac{\partial Q_1}{\partial A} \Rightarrow \frac{2}{3} A^{-1/3} - \frac{2}{3} (A-4)^{-1/3} \Rightarrow \frac{1}{A^{1/3}} - \frac{1}{(A-4)^{1/3}} < 0 \text{ для всех } A > 4, \text{ так как } A^{1/3} > (A-4)^{1/3};$$

$$2) \frac{\partial Q_2}{\partial A} \Rightarrow -\frac{1}{3} \frac{Z^2}{A^{4/3}} + \frac{1}{3} \frac{(Z-2)^2}{(A-4)^{4/3}} \Rightarrow -Z^2 (A-4)^{4/3} + (Z-2)^2 A^{4/3} \Rightarrow -(A-4)^{4/3} + \left(1 - \frac{2}{Z}\right)^2 A^{4/3} \Rightarrow$$

$$-(1 - \frac{16}{3A}) + (1 - \frac{4}{Z}) \Rightarrow \frac{16}{3A} - \frac{4}{Z} < 0,$$

учитывая, что для α -распадчика $Z \approx \frac{1}{3} A$;

$$3) \frac{\partial Q_3}{\partial A} \sim \frac{\partial}{\partial A} \left[-\frac{\left(\frac{A}{2} - Z \right)^2}{A(A-4)} \right] = \frac{\partial}{\partial A} \left[-\frac{(A-2Z)^2}{A(A-4)} \right] =$$

$$= -\frac{2(A-2Z)A(A-4) - (2A-4)(A-2Z)^2}{A^2(A-4)^4} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow (2A-4)(A^2 - 4AZ + 4Z^2) - (2A-4Z)(A^2 - 4A) = 2A^3 - 4A^2 - 8A^2Z + 16AZ +$$

$$+ 8AZ - 16Z^2 - 2A^3 + 4ZA^2 + 8A^2 - 16AZ = -4A^2Z + 8AZ^2 + 4A^2 - 16Z^2 =$$

$$= 4A(2Z^2 + A) - 4Z(A^2 + 16Z) \Rightarrow 2AZ^2 + A^2 - A^2Z - 4Z^2 \cong 2/9 A^3 + A^2 - 1/3 A^3 -$$

$$-4/9 A^2 = -1/9 A^3 + 5/9 A^2 \Rightarrow (-A+5) < 0 \text{ для } A > 5, \text{ учитывая, что } Z \approx \frac{1}{3} A;$$

$$4) \frac{\partial Q_4}{\partial A} \Rightarrow \frac{\partial}{\partial A} \left[-A^{-3/4} + (A-4)^{-3/4} + 4^{-3/4} \right] = \frac{3}{4} \frac{1}{A^{7/4}} - \frac{3}{4} (A-4)^{-7/4} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{1}{A^{7/4}} - \frac{1}{(A-4)^{7/4}} < 0 \text{ для } A > 4.$$

Таким образом, при $\left(\frac{\partial Q_{\alpha}}{\partial A} \right)_Z < 0$ при $Z = \text{const}$ для α -радиоактивных ядер. Следовательно,

Q_{α} падает с ростом A . Эта закономерность нарушается для ядер, у которых число нейтронов близко к магическому числу 126, что соответствует образованию замкнутой оболочки у этих ядер. Это хорошо видно на рис. 10.

Элементарная теория α -распада. Как следует из закона сохранения массы-энергии, α -распад становится энергетически возможным, если масса материнского ядра оказывается больше суммы масс дочернего ядра и α -частицы.

С точки зрения классической механики это не означает физической возможности α -

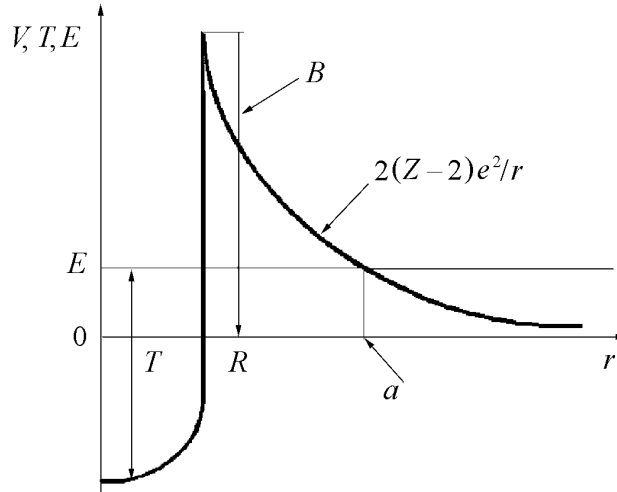


Рис. 12

распада, так как ему препятствует потенциальный барьер, возникший в результате интерференции ядерного потенциала притяжения и кулоновского потенциала отталкивания.

Как уже упоминалось, энергии α -частиц лежат в узком интервале 4–9 МэВ. Оценим высоту кулоновского барьера B для α -частицы при α -распаде ^{238}U , предполагая, что форма барьера соответствует изображенной на рис. 12,

$$B = \frac{2(Z-2)e^2}{R} = \frac{2 \cdot 90 \cdot (4,8 \cdot 10^{-10})^2}{1,5 \cdot 10^{-13} \cdot \sqrt[3]{238} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} = 27,9 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, α -частицы имеют глубоко подбарьерные энергии и, с точки зрения классической механики, не могут вылететь из материнского ядра. Однако вследствие волновых свойств α -частиц последние могут “просочиться” через потенциальный барьер благодаря туннельному эффекту. Идея туннельного эффекта и возможности с его помощью объяснить явление α -распада принадлежит Г. Гамову (независимо от него она была сформулирована Р. Герни и Э. Кондоном). Для вычисления коэффициента “просачивания” (прозрачности барьера) рассмотрим вначале более простую форму барьера – прямоугольный одномерный барьер (рис. 13), а потом обобщим полученный результат на одномерные барьеры произвольной формы.

Пусть частица с энергией E движется вдоль оси x от $-\infty$ к $+\infty$ и в интервале от 0 до a встречает прямоугольный потенциальный барьер высоты V_0 . Рассмотрим только интересующий нас случай $E < V_0$.

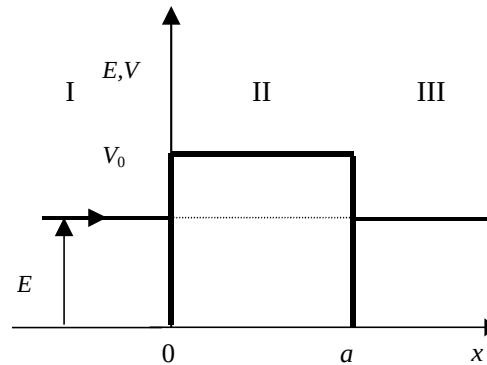


Рис. 13

Движение частицы будет описываться стационарным уравнением Шредингера

$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + V \Psi = E \Psi$. Для нашего одномерного случая это уравнение выглядит так:

$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \Psi = 0$. Это линейное однородное уравнение второго порядка. Общий вид решения такого уравнения

$$\Psi(x) = C_1 e^{k_1 x} + C_2 e^{k_2 x},$$

где C_1 и C_2 – произвольные постоянные, а k_1 и k_2 – корни характеристического уравнения $k^2 + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V) = 0$.

Разобьём все пространство на три области: I – от $-\infty$ до 0; II – от 0 до a ; III – от a до $+\infty$ (см. рис. 13). Запишем уравнения Шредингера и его решения для этих областей:

область I:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi = 0, \quad \Psi_I = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}, \quad \text{где } k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar};$$

область II:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \Psi = 0, \quad \Psi_{II} = A_2 e^{\mu x} + B_2 e^{-\mu x}, \quad \text{где } \mu = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar};$$

область III:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi = 0, \quad \Psi_{III} = A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx}, \quad \text{где } k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}.$$

В области I, кроме падающей на барьер волны $A_1 e^{ikx}$, движущейся в положительном направлении оси x , имеется отраженная от барьера волна $B_1 e^{-ikx}$, движущаяся в противоположном направлении. В области III должна быть только волна $A_3 e^{ikx}$, распространяющаяся в положительном направлении оси x , поэтому можно сразу положить $B_3 = 0$. Учитывая, что нас интересует коэффициент проницаемости барьера D , который равен отношению плотности прошедшего потока j_d к плотности падающего j_0 , мы всегда можем выбрать падающий поток такой величины, чтобы $A_1 = 1$. Таким образом, волновая функция приобретает вид

$$\Psi(x) = \begin{cases} e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} & \text{для } -\infty < x < 0; \\ A_2 e^{\mu x} + B_2 e^{-\mu x} & \text{для } 0 < x < a; \\ A_3 e^{ikx} & \text{для } a < x < +\infty. \end{cases}$$

Для нахождения интенсивностей волн B_1 , A_2 , B_2 и A_3 потребуем непрерывности волновых функций и их первых производных на границах областей:

$$\Psi_I(0) = \Psi_{II}(0), \quad \Psi'_I(0) = \Psi'_{II}(0), \quad \Psi_{II}(a) = \Psi_{III}(a), \quad \Psi'_{II}(a) = \Psi'_{III}(a).$$

В результате получим систему линейных уравнений относительно B_1 , A_2 , B_2 и A_3 :

$$\begin{cases} 1 + B_1 = A_2 + B_2; \\ k(1 - B_1) = i\mu(A_2 - B_2); \\ A_2 e^{\mu a} + B_2 e^{-\mu a} = A_3 e^{ika}; \\ i\mu(A_2 e^{\mu a} - B_2 e^{-\mu a}) = kA_3 e^{ika}. \end{cases}$$

Решая эту систему, найдем амплитуду прошедшей волны

$$A_3 = \frac{4ik\mu e^{-ika}}{(k + i\mu)^2 e^{\mu a} - (k - i\mu)^2 e^{-\mu a}}.$$

Вспомним выражение для вектора средней плотности потока частиц

$$\vec{j} = \frac{i\hbar}{2m} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*).$$

Вычислим j_0 плотность потока в падающей волне $A_1 e^{ikx} = A_1 e^{\frac{i\sqrt{2mE}}{\hbar}x}$

$$j_0 = \frac{i\hbar}{2m} \left(A_1 e^{\frac{-i\sqrt{2mE}}{\hbar}x} A_1 \frac{i\sqrt{2mE}}{\hbar} e^{\frac{i\sqrt{2mE}}{\hbar}x} + A_1 e^{\frac{i\sqrt{2mE}}{\hbar}x} A_1 \frac{-i\sqrt{2mE}}{\hbar} e^{\frac{-i\sqrt{2mE}}{\hbar}x} \right) = A_1^2 \sqrt{\frac{2E}{m}}.$$

Прделавав аналогичные выкладки для j_r – плотности потока в отраженной волне $B_1 e^{-ikx} = B_1 e^{\frac{-i\sqrt{2mE}}{\hbar}x}$ и j_d – плотности потока в прошедшей волне $A_3 e^{ikx} = A_3 e^{\frac{i\sqrt{2mE}}{\hbar}x}$, получим

$$j_r = -|B_1|^2 \sqrt{\frac{2E}{m}},$$

$$j_d = |A_3|^2 \sqrt{\frac{2E}{m}}.$$

Введем коэффициент отражения $R = \frac{|j_r|}{j_0} = \frac{|B_1|^2}{|A_1|^2} = |B_1|^2$ и коэффициент прохождения

$$D = \frac{|j_d|}{j_0} = \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} = |A_3|^2.$$

Подставив значение A_3 , получим

$$D = \frac{4k^2 \mu^2}{(k^2 + \mu^2)^2 \operatorname{sh}^2 \mu a + 4k^2 \mu^2}.$$

Если $\mu a \gg 1$, то $\operatorname{sh} \mu a = \frac{1}{2}(e^{\mu a} - e^{-\mu a}) \approx \frac{1}{2}e^{\mu a}$ и

$$D \approx \frac{16k^2 \mu^2}{(k^2 + \mu^2)^2} e^{-2\mu a} = D_0 e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)}a}.$$

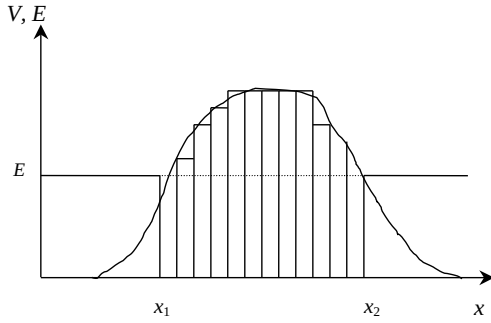


Рис. 14

Основная зависимость D от энергии и ширины барьера определяется экспоненциальным

множителем, поэтому в первом приближении можно пренебречь энергетической зависимостью D_0 .

Обобщим полученный результат на барьер произвольной формы. В рассуждениях мы допустим некоторую некорректность, но строгий вывод приводит к тем же соотношениям. Точки x_1 и x_2 , соответствующие тому, что кинетическая энергия налетающей частицы равна нулю, а полная энергия E равна потенциальной энергии V , называют *классическими точками поворота* (рис. 14).

Разобьем интервал $x_1 - x_2$ на равные промежутки Δx и представим на этом интервале рассматриваемый потенциальный барьер как последовательность прямоугольных барьеров шириной Δx каждый. Очевидно, проникаемость всего барьера должна быть равна произведению проникаемостей всех аппроксимирующих прямоугольных барьеров

$$D = \prod_i D_i,$$

где $D_i = D_{0i} e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(V_i - E)} \Delta x_i}$.

Пренебрегая сравнительно слабой зависимостью D_{0i} от V_i , в пределе при $\Delta x \rightarrow 0$ получим

$$D \approx D_0 e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m[V(x) - E]} dx}.$$

Обратимся к энергетической диаграмме, иллюстрирующей α -распад (рис. 12). Предполагая, что в α -радиоактивном ядре α -частица с энергией E , соответствующей распаду, присутствует все время (т. е. вероятность образования α -частицы равна 1), постоянную распада λ можно оценить как

$$\lambda = \frac{v}{2R} D,$$

где D – проникаемость барьера; v – средняя скорость α -частицы внутри ядра; R – радиус ядра.

Для вычисления D представим в явном виде зависимость потенциальной энергии от r :

$$V(r) = \frac{2(Z-2)e^2}{r}, \text{ тогда}$$

$$D = D_0 \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_R^a \sqrt{2m \left[\frac{2(Z-2)e^2}{r} - E \right]} dr \right\} = D_0 \exp(-2S),$$

где $a = \frac{2(Z-2)e^2}{E}$ – классическая точка поворота.

Приведенная масса α -частицы и дочернего ядра $m = \frac{m_\alpha M}{m_\alpha + M}$. Учитывая, что $m_\alpha \ll M$, получим $m_\alpha \approx m$. Задача сводится к вычислению интеграла

$$S = \sqrt{\frac{4m(Z-2)e^2}{\hbar^2}} \int_R^a \sqrt{1-br} \frac{dr}{\sqrt{r}},$$

где $b = \frac{E}{BR}$; $B = \frac{2(Z-2)e^2}{R}$.

Заменим переменные: $\sqrt{br} = \sin \alpha$, $\frac{dr}{\sqrt{r}} = \frac{2 \cos \alpha}{\sqrt{b}} \frac{d\alpha}{\sqrt{r}}$, $\alpha_0 = \arcsin \sqrt{\frac{E}{B}}$, тогда

$$S = \sqrt{\frac{4m(Z-2)e^2}{\hbar^2}} \frac{2}{\sqrt{b}} \int_{\alpha_0}^{\pi/2} \cos^2 \alpha d\alpha = \frac{2(Z-2)e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} (\pi - 2\alpha_0 - \sin 2\alpha_0).$$

Помня, что в нашем случае $E \ll B$ (энергия α -частицы много меньше высоты барьера) и, следовательно, $\sqrt{\frac{E}{B}} \ll 1$, разложим в ряд α_0 и $\sin 2\alpha_0$ по $\sqrt{\frac{E}{B}}$

$$\alpha_0 = \arcsin \sqrt{\frac{E}{B}} \approx \sqrt{\frac{E}{B}}, \quad \sin 2\alpha_0 = 2 \cos \alpha_0 \sin \alpha_0 \approx 2 \sin \alpha_0 = 2\sqrt{\frac{E}{B}},$$

тогда

$$S = \frac{2(Z-2)e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} \left(\pi - 4\sqrt{\frac{E}{B}} \right) = \frac{2\pi(Z-2)e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} - \frac{8(Z-2)e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2B}}$$

и

$$\lambda = \frac{v}{2R} D = \frac{v}{2R} D_0 \exp \left\{ -2 \left(\frac{2\pi(Z-2)e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} - \frac{8(Z-2)e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2B}} \right) \right\}.$$

Пренебрегая слабой зависимостью средней скорости v α -частицы внутри ядра от ее энергии E , в результате логарифмирования получим

$$\lg \lambda = -\frac{4\pi(Z-2)e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2E}} + \frac{16(Z-2)e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2B}} + \lg \left(\frac{v}{2R} D_0 \right)$$

или

$$\lg \lambda = \frac{K}{\sqrt{E}} + L,$$

$$\text{где } K = -\frac{4\pi(Z-2)e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2}}; \quad L = \frac{16(Z-2)e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{2B}} + \lg \left(\frac{v}{2R} D_0 \right).$$

Таким образом, мы получили правило Гейгера – Неттола в современном виде

$$\lg \lambda = \frac{K}{\sqrt{E}} + L,$$

где K – константа, не зависящая от энергии; L – константа, слабо зависящая от энергии.

Основная зависимость постоянной распада от энергии определяется выражением

$$\lambda \sim e^{-\frac{\beta}{\sqrt{E}}},$$

где $\beta = \frac{2\sqrt{2}\pi(Z-2)\sqrt{mc^2}}{\hbar c}$.

Эта экспоненциальная зависимость от энергии чрезвычайно сильна. Она объясняет характерный вид тонкой структуры α -спектров естественной радиоактивности: наиболее интенсивной линией является обычно α_0 , т. е. α -линия, возникающая при α -распаде из основного состояния материнского ядра в основное состояние дочернего.

Линия α_1 , соответствующая переходу из основного состояния материнского ядра в первое возбужденное состояние дочернего, имеет существенно меньшую интенсивность. Это объясняется тем, что в этом случае энергия α -частицы ниже на величину энергии возбуждения и, следовательно, вероятность распада из-за экспоненциального множителя резко снижается.

То же происходит и с последующими компонентами α -спектра α_2 , α_3 , α_4 и т. д. Такой вид α -спектра имеют все четно-четные ядра, хотя для α -линий высокого порядка встречаются отклонения от этого правила.

Таблица 1

Характеристики α -переходов $^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{234}\text{U} + \alpha$

Группа α -перехода	Энергия α -перехода, кэВ	Интенсивность, %	J^π материнского ядра	J^π дочернего ядра	ℓ_α орбитальный момент α -
α_0	5593,2	70,9	0^+	0^+	0
α_1	5549,7	30	0^+	2^+	2
α_2	5449,9	0,11	0^+	4^+	4
α_3	5297,1	0,003	0^+	6^+	6
α_4	5096,2	$7 \cdot 10^{-6}$	0^+	8^+	8
α_5	4806,9	$2 \cdot 10^{-5}$	0^+	1^-	1

Таблица 2

Характеристики α -переходов $^{239}\text{Pu} \rightarrow ^{235}\text{U} + \alpha$

Группа α -перехода	Энергия α -перехода, кэВ	Интенсивность, %	J^π материнского ядра	J^π Дочернего ядра	ℓ_α орбитальный момент α -
α_0	5244,5	0,03	$1/2^+$	$7/2^-$	3
α_1	5244,42	73,3	$1/2^+$	$1/2^+$	0
α_2	5231,5	15,1	$1/2^+$	$3/2^+$	2
α_3	5198,3	<0,03	$1/2^+$	$9/2^-$	5
α_4	5192,8	11,5	$1/2^+$	$5/2^+$	2
α_5	4141,1	0,036	$1/2^+$	$7/2^+$	4

Пример такого α -спектра приведен в табл. 1: самой интенсивной линией является α_0 , все последующие линии имеют монотонно убывающие интенсивности вплоть до α_5 , которая в

противоречие с предсказаниями развитой нами теории имеет интенсивность приблизительно в 3 раза большую, чем α_4 .

Для нечетных ядер и ядер с нечетным Z эта закономерность отсутствует. Пример такого α -спектра приведен в табл. 2.

Указанные отклонения от теоретических предсказаний объясняются влиянием центробежного барьера и правил отбора по моменту и четности.

Центробежный барьер. До сих пор мы ограничивались рассмотрением радиально движущихся внутри ядра α -частиц. Ясно, что α -частицы могут двигаться и не по радиусу. В этом случае α -частица будет обладать моментом

$$|\vec{L}| = p\rho,$$

где ρ – наикратчайшее расстояние от центра ядра до направления движения α -частицы (прицельный параметр).

С другой стороны, как мы помним из квантовой механики, собственное значение оператора квадрата момента импульса $L^2 = \hbar^2 \ell(\ell+1)$, а $p = \hbar k$. Отсюда

$$\rho = \frac{1}{k} \sqrt{\ell(\ell+1)} = \lambda \sqrt{\ell(\ell+1)}.$$

Очевидно, максимальное значение прицельного параметра

$$\rho_{\max} = R = \lambda \sqrt{\ell_{\max}(\ell_{\max} + 1)},$$

откуда $\ell_{\max} \approx \frac{R}{\lambda}$.

Оценим $\ell_{\max}$ для ^{238}U , учитывая, что энергия α -распада составляет $E = 4,2$ МэВ,

$$R = r_0 \sqrt[3]{A} \approx 1,5 \cdot 10^{-13} \sqrt[3]{238} = 9,3 \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{\sqrt{2mE}} \approx \frac{1,05 \cdot 10^{-27}}{\sqrt{2 \cdot 4 \cdot 1,67 \cdot 10^{-24} \cdot 4,2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}}} \approx 1,1 \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$\ell_{\max} = \frac{R}{\lambda} \approx 9.$$

Таким образом, значительное количество α -частиц будет вылетать с отличным от нуля орбитальным моментом. В механике движения материальной точки в поле центральных сил задача о движении материальной точки с ненулевым прицельным параметром может быть сведена к задаче с нулевым прицельным параметром за счет введения дополнительного центробежного потенциала $V_{\text{цб}}$, численно равного кинетической энергии вращательного движения материальной точки вокруг силового центра

$$V_{\text{цб}} = \frac{L^2}{2J},$$

где $J = mr^2$ – момент инерции материальной точки относительно силового центра, т. е.

$$V_{\text{цб}} = \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2mr^2},$$

и потенциальный барьер, который придется преодолевать α -частице с орбитальным моментом ℓ , имеет вид

$$V(r) = V_{\text{кул}} + V_{\text{цб}} = \frac{2(Z-2)e^2}{r} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2mr^2},$$

а коэффициент прозрачности барьера

$$D_\ell = D_{0\ell} e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^a \sqrt{2m(V_{\text{кун}} + V_{\text{яд}} - E)} dr}.$$

При α -распаде должны выполняться закон сохранения момента импульса и закон сохранения четности. В соответствии с этим существуют два правила отбора:

1. Орбитальный момент ℓ вылетающей α -частицы в соответствии с правилом сложения векторов в квантовой механике ограничивается неравенством

$$|I_M - I_D| \leq \ell \leq I_M + I_D,$$

где I_M – спин состояния материнского ядра, I_D – дочернего.

2. Сформулируем закон сохранения четности при α -распаде

$$\pi_M = \pi_\alpha \pi_D (-1)^\ell,$$

где π_M – четность волновой функции состояния материнского ядра; π_D – четность волновой функции состояния дочернего ядра; π_α – четность волновой функции α -частицы; $(-1)^\ell$ – четность волновой функции орбитального движения α -частицы.

Зная, что четность волновой функции α -частицы положительна, т. е. $\pi_\alpha = (-1)^0$, получим правило отбора по четности: если $\pi_M = \pi_D$, то ℓ могут быть только четные (0, 2, 4 и т. д.); если $\pi_M \neq \pi_D$, то ℓ могут быть только нечетные (1, 3, 5 и т. д.).

Из-за того что все четно-четные ядра имеют в основном состоянии $J^\pi = 0^+$, а нижние состояния этих ядер представляют собой последовательность уровней вращательной полосы 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ и т. д., интенсивности α -линий должны монотонно убывать с ростом индекса α -линии до тех пор, пока в дочернем ядре не встретится уровень с меньшим J , чем у предыдущего, и с четностью, совпадающей с четностью значения спина как числа (см. табл. 1). Действительно, как только встречается переход на уровень ^{234}U с $J^\pi = 1^-$ (переход α_5), интенсивность оказывается существенно выше, чем у предыдущей α -линии, так как правила отбора разрешают распад с орбитальным моментом $\ell = 1$, в то время как в предыдущей линии α -частицы имеют $\ell = 8$ и вынуждены преодолевать более высокий центробежный барьер.

В случае нечетного материнского ядра или материнского ядра с нечетным Z такая закономерность в последовательности спинов и четности уровней дочернего ядра отсутствует. Поэтому комбинация спинов и четностей может быть такой, что правила отбора приведут к низкой интенсивности α_0 -перехода, она может оказаться ниже, чем у последующих переходов (см. табл. 2). Интенсивность линии α_0 сильно подавлена центробежным барьером, так как правила отбора позволяют α -частицам этой линии иметь орбитальный момент $\ell = 3$, в то время как α -частицы линии α_1 имеют $\ell = 0$ и не испытывают действия центробежного барьера. Аналогичная ситуация возникает и при сравнении интенсивностей линий α_3 и α_4 .

4.3.3. Бета-радиоактивность

*Избранные ищут и находят тропинки, которые
впоследствии массы используют как обычные дороги.*

В. Швебель

Бета-распад – это изобарный самопроизвольный процесс радиоактивного превращения, при котором ядро, находящееся не на дне долины массовой поверхности, изменяет свой нуклонный состав при неизменном числе нуклонов за счет испускания β^- -частицы, захвата орбитального электрона или испускания β^+ -частицы, приближаясь при этом ко дну долины массовой поверхности. Периоды полураспадов β -радиоактивных ядер лежат в интервале от 10^{-2} с до 10^{15} лет. В отличие от α -распада значения энергии β -распада Q_β находятся в широком ин-

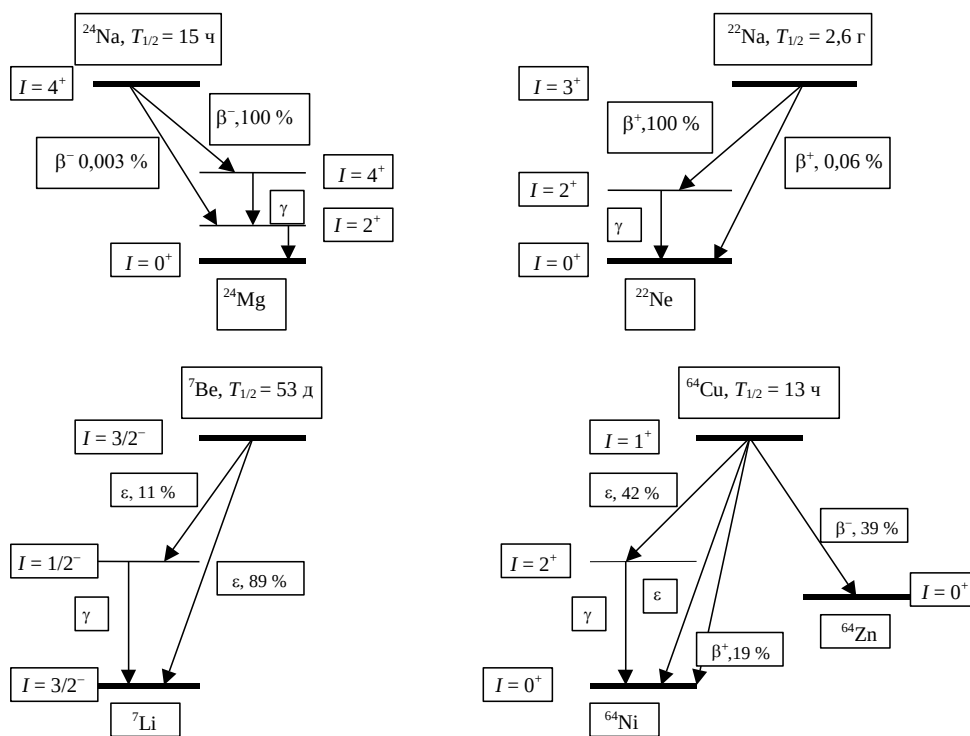
тервале от 18 кэВ (для трития) до 16,6 МэВ (для ^{12}N). Как мы уже знаем, β^- -частицы являются электронами, β^+ -частицы – позитронами, античастицами электронов.

Из закона сохранения массы-энергии запишем условия возможности β -распадов.

1. Для β^- -распадов $M_{\text{я}}(A, Z) > M_{\text{я}}(A, Z+1) + m_e$, где $M_{\text{я}}(A, Z)$, $M_{\text{я}}(A, Z+1)$, m_e – массы материнского ядра, дочернего ядра и электрона, соответственно. Если к левой и правой частям этого неравенства прибавить по Zm_e , то, пренебрегая разностью полных энергий связи электронов в атомах с материнским и дочерним ядрами, можно переписать неравенство через массы атомов (нуклидов): $M(A, Z) > M(A, Z+1)$. В этом предположении энергия β^- -распада Q_{β^-} определяется соотношением

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

2. Для β^+ -распадов $M_{\text{я}}(A, Z+1) > M_{\text{я}}(A, Z) + m_e$. Здесь $M_{\text{я}}(A, Z+1)$, $M_{\text{я}}(A, Z)$, m_e – массы материнского ядра, дочернего ядра и позитрона, соответственно. Если к левой и правой частям неравенства прибавить по $(Z+1)m_e$, то, пренебрегая разностью полных энергий связи электронов в атомах с материнским ядром и дочерним ядром, можно переписать это неравенство через массы атомов (нуклидов): $M(A, Z+1) > M(A, Z) + 2m_e$. В этом предположении энергия β^+ -распада Q_{β^+} определяется соотношением



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

3. Для электронного захвата $M_{\text{я}}(A, Z) < M_{\text{я}}(A, Z+1) + m_e$. Здесь $M_{\text{я}}(A, Z)$, $M_{\text{я}}(A, Z+1)$, m_e – массы дочернего ядра, материнского ядра и электрона, соответственно. Если к левой и правой частям неравенства прибавить по Zm_e , то, пренебрегая разностью полных энергий связи электронов в атомах с материнским ядром и дочерним ядром, можно переписать это неравенство через массы атомов (нуклидов): $M(A, Z) < M(A, Z+1)$. В этом предположении энергия электронного захвата Q_{ϵ} может быть вычислена по формуле

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

Примеры схем β -распадов приведены на рис. 15.

Рис. 15.

Основные экспериментальные данные:

1. Спектры β^- и β^+ -частиц, возникающих при β -распаде, имеют характерный вид непрерывного распределения от нуля до максимального значения энергии E_0 , характерная форма β -спектра показана на рис. 16. Максимальное значение E_0 с большой точностью совпадает с

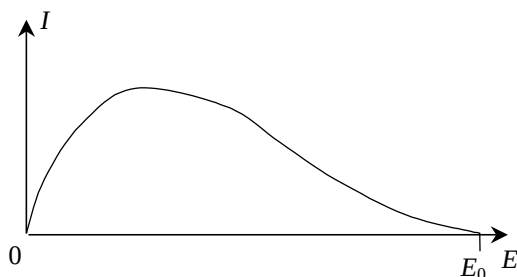


Рис. 16

энергией β -распада Q_{β} . Разница между этими величинами обусловлена энергией отдачи ядра, которая очень мала из-за малости массы электрона по сравнению с массой ядра. Столь необычная форма β -спектра, сплошной, а не линейчатый, как в случае α - и γ -спектров, его характер, потребовала объяснений. Лизе Мейтнер высказала гипотезу: все β -частицы в момент вылета из ядра имеют одну и ту же энергию $E_{\beta} = E_0$, но затем частично теряют ее из-за

взаимодействия с орбитальными электронами. Опыты с точной калориметрией (Ч. Эллис, У. Вустер) показали, что количество тепла, выделяющееся при β -распаде, равно количеству распавшихся ядер, умноженному на среднюю энергию β -спектра, а не на E_0 , как должно бы быть при справедливости гипотезы Л. Мейтнер.

Еще одна гипотеза состояла в том, что сплошной спектр β -частиц возникал из-за переходов на множество тесно стоящих возбужденных состояний дочернего ядра. Однако эксперимент показал, что спектры γ -квантов, возникающих при снятии возбуждения дочернего ядра, имеют дискретный характер. Кроме того, обнаружено несколько β -радиоактивных ядер, у которых γ -излучение отсутствует вообще. Создалась кризисная ситуация, настолько серьезная, что Н. Бор высказал отчаянное предположение о неприменимости закона сохранения энергии в микромире (идея “достаточно сумасшедшая”, однако неверная).

2. Не менее кризисная ситуация возникла и с законом сохранения момента импульса. Дело в том, что электрон и позитрон обладают полуцелым спином. При β -распаде материнское ядро с целым спином должно превращаться в дочернее ядро с полуцелым спином, а материнское ядро с полуцелым спином – в дочернее ядро с целым спином. Но β -распад – изобарный процесс, при котором число нуклонов в ядре не меняется, т. е. объяснить это противоречие без предположения о нарушении закона сохранения момента импульса невозможно.

3. Во многих случаях β -распад сопровождается испусканием γ -квантов с дискретным спектром. При этом в спектре β -частиц обнаруживаются дискретные линии электронов, энергии которых оказываются ниже энергий испускаемых γ -квантов на величину энергий связи электронов в атоме (электроны внутренней конверсии). Кроме того, наблюдаются кванты характеристического рентгеновского излучения и оже-электроны, соответствующие этому характеристическому излучению.

4. β -распад сопровождается испусканием сплошного спектра тормозного излучения с граничной энергией, равной энергии β -распада Q_{β} (внутреннее тормозное излучение).

5. Известны случаи, когда β -радиоактивные ядра испускают нейтроны, α -частицы или протоны с периодами полураспада, равными периодам полураспада β -радиоактивности (запавывающие частицы).

6. Постоянные β -распада λ при больших энергиях распада подчиняются правилу Сарджента, аналогичному правилу Гейгера – Неттола при α -распаде,

$$\ln \lambda = A + 5 \ln(Q_\beta + m_e c^2),$$

где A – некоторая константа.

Кризисную ситуацию кажущегося нарушения основных законов сохранения разрешила гипотеза В. Паули (1931 г.): при β -распаде, кроме β -частицы (электрона или позитрона), рождается нейтральная частица-фермион (частица с полуцелым спином), названная Э. Ферми “нейтрино” (в буквальном переводе с итальянского – “нейтрончик”).

Для обеспечения закона сохранения лептонного заряда договорились считать, что рождение β^- -частицы (электрона) должно сопровождать антинейтрино $\bar{\nu}$, а рождение β^+ -частицы (антиэлектрона, позитрона) – нейтрино ν . Впоследствии было установлено, что спин нейтрино $1/2$. Эта гипотеза позволила объяснить сплошной характер спектра β -частиц при β -распаде благодаря статистическому распределению энергии β -распада Q_β между тремя телами: дочерним ядром, β -частицей и нейтрино. Благодаря полуцелости спина нейтрино решается и проблема закона сохранения момента импульса.

Паули предсказал многие свойства этой удивительной частицы, в реальность которой физики окончательно поверили только после опытов К. Коуэна и Ф. Рейнса (1953–1954 гг.), в которых зарегистрировали антинейтрино. В этих же опытах оценили сечение взаимодействия антинейтрино с ядром $\sigma \approx 10^{-44} \text{ см}^2$.

Оценим средний пробег L нейтрино до первого столкновения в твердом веществе. Предположим для конкретности, что это кремний. Плотность кремния $2,8 \text{ г/см}^3$ близка к средней плотности Земли $\approx 3 \text{ г/см}^3$. Среднее число ядер в 1 см^3 составит $n \approx 6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Среднее число столкновений N нейтрино с ядрами на длине пробега l равно объему цилиндра длиной l и площадью основания σ , умноженной на n , т. е. $N = \sigma n l$. Но средний пробег L равен длине цилиндра, деленной на число столкновений: $L = \frac{l}{N} = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{6 \cdot 10^{22} \cdot 10^{-44}} \approx 10^{21} \text{ см} = 10^{16} \text{ км}$. Если вспомнить, что диаметр Земли $\sim 1,3 \cdot 10^4 \text{ км}$, то легко сосчитать, сколько земных шаров пронизет нейтрино без единого столкновения: $10^{16} / 1,3 \cdot 10^4 \approx 10^{12}$.

Нейтрино как частица, обеспечивающая выполнение законов сохранения, явилась первой ласточкой введения в обиход теоретиков частиц (как реальных, так и виртуальных) для сходных целей. В качестве примеров можно привести π -мезоны, кварки, промежуточный бозон и др.

Элементарная теория β -распада. Создателем теории β -распада был Э. Ферми, который, основываясь на гипотезе В. Паули, рассматривал его как квантовый переход нейтрона (или протона в случае β^+ -распада) в квантовую систему, состоящую из протона, электрона и антинейтрино (или нейтрона, позитрона и нейтрино в случае β^+ -распада) под действием возмущающего поля слабых сил, квантами которого являются электрон и антинейтрино (или позитрон и нейтрино в случае β^+ -распада).

Теория нейтринно-электронного поля стала родоначальницей полевых теорий, в которых квантами поля являются реальные или виртуальные частицы. В частности, к ним относится мезонная теория ядерных сил Юкавы, где квантами поля являются π -мезоны, существование и характеристики которых были предсказаны Юкавой до их экспериментального обнаружения.

Трудность состоит в том, что уравнение Шредингера не является релятивистским и не приспособлено для описания систем, в которых возникают и исчезают частицы, поэтому на его основе последовательную теорию β -распада создать невозможно. Однако, сделав ряд некорректных предположений, мы рассмотрим упрощенный вариант теории на основе нерелятивистской квантовой механики.

Будем предполагать, что нуклоны являются источниками только поля электронно-нейтринного. Нуклон может испускать пару квантов этого поля (e^- и $\tilde{\nu}$ или e^+ и ν), образующихся в момент испускания. Этот процесс можно рассматривать как обычный переход квантово-механической системы из состояния i в состояние f под действием возмущения в соответствии с теорией квантовых переходов. Вероятность этого перехода W и определяет постоянную распада λ . Как мы помним из квантовой механики (раздел 3.3), вероятность перехода в энергетический интервал от E до $(E + dE)$

$$WdE = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{fi}|^2 \rho(E),$$

где $H'_{fi} = \int \Psi_f^* \hat{H}' \Psi_i d\tau$ – матричный элемент оператора возмущения $\hat{H}'$; $\rho(E) = \frac{dn}{dE}$ – плотность конечных состояний.

Для упрощения будем считать, что вырождения нет, т. е. каждому значению энергии E соответствует только одно состояние конечной системы (еще раз напомним, что мы рассматриваем только поле слабых сил, т. е. предполагаем, что кулоновское взаимодействие отсутствует). Будем искать dn , считая, что энергия β -частицы лежит в интервале $(E_\beta, E_\beta + dE_\beta)$, а нейтрино – в интервале $(E_\nu, E_\nu + dE_\nu)$. Учитывая, что $E_\beta + E_\nu = E_0$, имеем $dE_\beta = |-dE_\nu| = dE$.

Импульсы β -частицы, энергия которой лежит в интервале $(E_\beta, E_\beta + dE_\beta)$, в импульсном пространстве будут лежать в шаровом слое $4\pi p_\beta^2 dp_\beta$. Вследствие квантованности импульса одно состояние в импульсном пространстве занимает одну ячейку объемом $(2\pi\hbar)^3$. Но тогда число состояний β -частицы в этом шаровом слое в координатном объеме V составит

$$dn_\beta = \frac{4\pi p_\beta^2 dp_\beta}{(2\pi\hbar)^3} V.$$

Аналогично и для нейтрино

$$dn_\nu = \frac{4\pi p_\nu^2 dp_\nu}{(2\pi\hbar)^3} V.$$

Полное число состояний равно произведению числа состояний β -частицы и нейтрино:

$$\rho(E) = \frac{dn_\beta dn_\nu}{dE} = \frac{16\pi^2 V^2 p_\beta^2 dp_\beta p_\nu^2 dp_\nu}{(2\pi\hbar)^6 dE}.$$

Вспомнив релятивистское соотношение между энергией и импульсом $E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4$, запишем $E_\beta dE_\beta = c^2 p_\beta dp_\beta$, $E_\nu dE_\nu = c^2 p_\nu dp_\nu$. Учитывая, что

$$dE_\beta = |-dE_\nu| = dE,$$

запишем

$$W = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^4} |H'_{fi}|^2 p_\beta p_\nu E_\beta E_\nu = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^4} |H'_{fi}|^2 \left(\frac{E_\beta^2}{c^2} - m_\beta^2 c^2 \right)^{1/2} \left(\frac{E_\nu^2}{c^2} - m_\nu^2 c^2 \right)^{1/2} E_\beta E_\nu.$$

Вспомнив, что $E_\beta + E_\nu = E_0$, выразим E_ν через E_β и, опуская индекс в энергии, получим выражение для β -спектра

$$W(E) = \frac{V^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^4} |H'_{fi}|^2 \left(\frac{E^2}{c^2} - m_\beta^2 c^2 \right)^{1/2} \left(\frac{(E_0 - E)^2}{c^2} - m_\nu^2 c^2 \right)^{1/2} E(E_0 - E).$$

Введем обозначения $\varepsilon = \frac{E}{m_\beta c^2}$ и $\varepsilon_0 = \frac{E_0}{m_\beta c^2}$

$$W(\varepsilon) = \frac{V^2 m_\beta^4 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |H'_{fi}|^2 \varepsilon (\varepsilon_0 - \varepsilon) (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} \left[(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 - \frac{m_\nu^2}{m_\beta^2} \right]^{1/2}.$$

Предположим, что матричный элемент оператора возмущения H'_{fi} не зависит от энергии, и введем обозначение $C^2 = \frac{V^2 m_\beta^4 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} |H'_{fi}|^2$, тогда

$$W(\varepsilon) = C^2 \varepsilon (\varepsilon_0 - \varepsilon) (\varepsilon^2 - 1)^{1/2} \left[(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 - \frac{m_v^2}{m_\beta^2} \right]^{1/2}. \quad (16)$$

Если предположить, что масса покоя нейтрино равна нулю, то

$$W(\varepsilon) = C^2 \varepsilon (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}. \quad (17)$$

Таким образом, мы получили выражение для β -спектра в пренебрежении кулоновским взаимодействием и при предположении независимости матричного элемента от энергии. Пренебрежение кулоновским взаимодействием оправдано в случае ядер с малым атомным номером и при больших энергиях β -распада. Пренебрежение энергетической зависимостью матричного элемента также оправдано для β -переходов, при которых разность спинов материнского и дочернего состояний $\Delta J \leq 1$, а изменения четности нет (так называемые разрешенные переходы). Таким образом, даже в такой простой форме полученный β -спектр удовлетворительно описывает широкий круг наблюдаемых β -переходов.

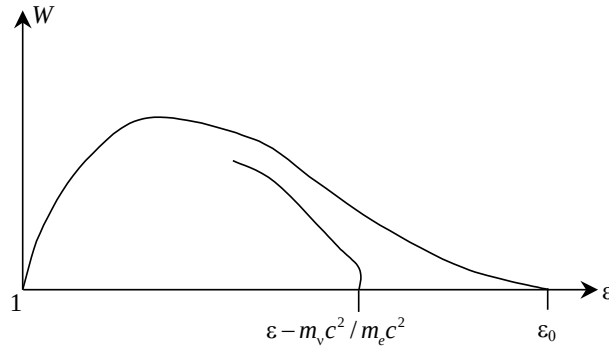


Рис. 17

Проанализируем спектр (17), полученный в предположении нулевой массы нейтрино. Функция (17) $W(\varepsilon)$, описывающая спектр при нулевой массе нейтрино, имеет четыре действительных корня (один из них кратный): $\varepsilon_1 = 0$, $\varepsilon_2 = -1$, $\varepsilon_3 = 1$, $\varepsilon_4 = \varepsilon_0$. Из них два корня, $\varepsilon_3 = 1$ и $\varepsilon_4 = \varepsilon_0$, находятся в интервале физических значений ε . Вычислим производную от $W(\varepsilon)$

$$\frac{dW}{d\varepsilon} \propto \frac{\varepsilon^2}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1}} (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 + \sqrt{\varepsilon^2 - 1} (\varepsilon_0^2 - 4\varepsilon_0 \varepsilon + 3\varepsilon^2).$$

Так как $\frac{dW}{d\varepsilon}(\varepsilon = \varepsilon_0) = 0$, то при нулевой массе нейтрино высокоэнергетичный конец β -спектра должен плавно подходить к оси энергий, и в точке $\varepsilon = \varepsilon_0$ она должна стать касательной к спектру (рис. 17).

Теперь проанализируем функцию $W(\varepsilon)$ в случае ненулевой массы нейтрино. Общий вид функции показан на рис. 17. Функция (16) имеет пять действительных корней (два из них кратные): $\varepsilon_1 = 0$, $\varepsilon_2 = -1$, $\varepsilon_3 = 1$, $\varepsilon_4 = \varepsilon_0$, $\varepsilon_5 = \varepsilon_0 - m_v/m_\beta$. Два из них, $\varepsilon_3 = 1$ и $\varepsilon_5 = \varepsilon_0 - m_v/m_\beta$, находятся в интервале физических значений ε . Таким образом, если масса покоя нейтрино не равна нулю, то конец β -спектра смещен вниз на величину энергии покоя нейтрино по шкале энергий (или на величину отношения энергий покоя нейтрино и электрона по шкале ε). Измерение этого смещения позволяет оценить массу покоя нейтрино. Однако экспериментально осуществить подобные измерения чрезвычайно трудно из-за малости интенсивности в конце

β -спектра. Информацию о наличии массы покоя у нейтрино несет в себе и форма конца β -спектра. Вычислим производную $W(\varepsilon)$ в точке $\varepsilon = \varepsilon_0 - m_\nu/m_\beta$,

$$\frac{dW}{d\varepsilon} = \left\{ \frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon_0 - \varepsilon} + \frac{\varepsilon}{\varepsilon^2 - 1} - \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon}{(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 - (m_\nu/m_\beta)^2} \right\} W,$$

$$\frac{dW}{d\varepsilon}(\varepsilon \rightarrow \varepsilon_0 - m_\nu/m_\beta) =$$

$$= \lim_{\varepsilon \rightarrow \varepsilon_0 - m_\nu/m_\beta} \left\{ - \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon}{(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 - (m_\nu/m_\beta)^2} [(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 - (m_\nu/m_\beta)^2]^{1/2} \right\} = -\infty.$$

Таким образом, конец β -спектра круто опускается на ось энергий (т. е. касательная к нему в точке $\varepsilon = \varepsilon_0 - m_\nu/m_\beta$ есть вертикальная линия), что является качественным признаком отличия массы покоя нейтрино от нуля.

Эксперименты по определению массы покоя нейтрино проводили в разных вариантах на протяжении многих лет. Со временем точность в экспериментах увеличивалась. В конце 1980-х гг. в Институте теоретической и экспериментальной физики (г. Москва) группа Любимова провела подобный эксперимент по исследованию конца β -спектра из распада трития и пришла к выводу, что масса нейтрино находится в интервале $12 < m_\nu c^2 < 25$ эВ. Более поздние измерения, в том числе с использованием других подходов, дезавуировали этот результат. По последним данным, считается, что масса нейтрино лежит в интервале $3 < m_\nu c^2 < 5$ эВ.

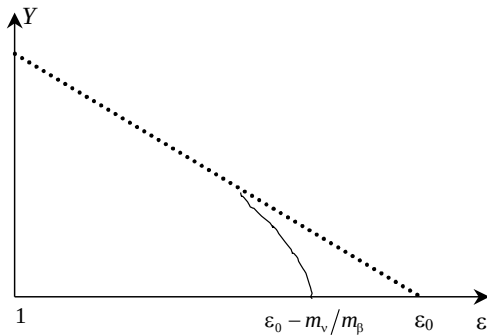


Рис. 18

Для упрощения будем считать, что масса нейтрино равна нулю. Во всех предыдущих рассуждениях мы пренебрегали воздействием кулоновского поля, что более или менее приемлемо для ядер с малым Z и при высоких энергиях β -распада. Однако ясно, что кулоновское поле ядра должно влиять на форму β -спектра.

Для учета влияния кулоновского поля ядра в выражение (16) для β -спектра введем некоторую функцию $f(\varepsilon, Z)$, зависящую от заряда ядра и

энергии β -частицы

$$W(\varepsilon) = C^2 f(\varepsilon, Z) \varepsilon (\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 (\varepsilon^2 - 1)^{1/2}.$$

Функция $f(\varepsilon, Z)$ называется функцией Ферми. В дальнейшем мы рассчитаем ее для нерелятивистского случая.

Из предыдущего выражения следует:

$$\sqrt{W(\varepsilon) / [f(\varepsilon, Z) \varepsilon (\varepsilon - 1)^{1/2}]} = C(\varepsilon_0 - \varepsilon).$$

В результате измерений получим интенсивность при заданной энергии $I(\varepsilon)$, которая пропорциональна $W(\varepsilon)$. Таким образом, если для измеренного спектра рассчитать функцию $Y = \sqrt{I(\varepsilon) / [f(\varepsilon, Z) \varepsilon (\varepsilon - 1)^{1/2}]}$, то она будет линейно зависеть от энергии, т. е. $Y = C(\varepsilon_0 - \varepsilon)$. Преобразованный таким образом экспериментальный спектр в осях $Y \leftrightarrow \varepsilon$ должен представлять собой прямую, отсекающую на оси ε точку ε_0 (рис. 18).

Полученный график называли графиком Ферми – Кюри. С его помощью можно точно определить граничную энергию β -спектра ε_0 , так как в ее определении участвуют все экспериментальные точки, а в месте встречи графика Ферми – Кюри с осью энергий наблюдается резкий перелом. В обычном представлении β -спектра эта точка трудно определима, так как

является точкой касания спектра к оси энергий. Графики Ферми – Кюри позволяют также разделять компоненты в сложных β -спектрах.

Все наши выкладки делались в предположении, что C^2 не зависит от энергии. Однако эксперимент показал, что в ряде случаев графики Ферми – Кюри нелинейны и в случае однокомпонентных β -спектров. Это можно объяснить наличием энергетической зависимости в C^2 , точнее, в матричном элементе H'_{fi} . Рассмотрим в упрощенном виде проблему вычисления

$$H'_{fi} = \int \Psi_f^* \hat{H}' \Psi_i d\tau.$$

Сделаем несколько упрощающих предположений:

1. Снова пренебрежем кулоновским взаимодействием.

2. Считаем, что в β -распаде участвует один нуклон, тогда волновая функция начального состояния Ψ_i совпадает с волновой функцией этого нуклона u_i , т. е. $\Psi_i = u_i$. Пусть для определенности это будет нейтрон, т. е. мы рассматриваем процесс $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}$. Таким образом, конечное состояние, описываемое волновой функцией Ψ_f , состоит из протона, электрона и антинейтрино.

3. Будем считать, что электрон и антинейтрино не взаимодействуют друг с другом и с протоном. Это означает, что $\Psi_f = u_f u_\beta u_{\bar{\nu}}$, где u_f , u_β , $u_{\bar{\nu}}$ – волновые функции протона, электрона и антинейтрино, соответственно. Тогда $H'_{fi} = \int u_f^* u_\beta^* u_{\bar{\nu}}^* \hat{H}' u_i d\tau$, где $d\tau$ – произведение дифференциалов координат всех четырех частиц, а оператор возмущения $\hat{H}'$ характеризует их взаимодействие. Наиболее простой вид оператора $\hat{H}'$ сводится к константе, $\hat{H}' = g$, тогда матричный элемент $H'_{fi} = g \int_V u_f^* u_\beta^* u_{\bar{\nu}}^* u_i d\tau$, где g – константа слабого взаимодействия. По результатам множества экспериментов получено современное значение

$$g = (1,4057 \pm 0,0016 \pm 0,007) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3.$$

4. Считаем, что u_f , u_i , u_β , и $u_{\bar{\nu}}$ берутся в одной и той же точке (в центре распадающегося нейтрона). Так как электрон и нейтрино пренебрежимо слабо взаимодействуют с ядром (напомним, что мы пренебрегли кулоновским взаимодействием, которое, конечно же, существует между электроном и протоном) и длина дебройлевской волны электрона и нейтрино много больше размера ядра, то их волновые функции можно рассматривать как плоские волны, т. е. $u_\beta = N_\beta e^{i(\vec{p}_\beta \cdot \vec{r})}$, $u_{\bar{\nu}} = N_{\bar{\nu}} e^{i(\vec{p}_{\bar{\nu}} \cdot \vec{r})}$, где N_β и $N_{\bar{\nu}}$ – нормирующие множители. Условия нормировки $\int_V u_\beta^* u_\beta d\tau = 1$, $\int_V u_{\bar{\nu}}^* u_{\bar{\nu}} d\tau = 1$, отсюда $N_\beta = N_{\bar{\nu}} = \frac{1}{\sqrt{V}}$.

Оценим порядок длины дебройлевской волны λ электрона и нейтрино, предполагая, что по порядку величины импульс каждой из частиц $\approx m_\beta c$, что соответствует $\varepsilon = \sqrt{2}$. Вспомнив

уравнение де Бройля $p = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$, найдем

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{2\pi \cdot 1,05 \cdot 10^{-27}}{0,9 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}} \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}.$$

Действительно, λ на два порядка больше размера ядра.

Поскольку интегрирование в выражении $H'_{fi} = g \int_V u_f^* u_\beta^* u_{\bar{\nu}}^* u_i d\tau$ ведется по объему нейтрона, то можно считать u_β и $u_{\bar{\nu}}$ постоянными и равными их значениям в точке $r = 0$ (центре нейтрона)

$$u_\beta(0) = u_{\bar{\nu}}(0) = \frac{1}{\sqrt{V}}.$$

Таким образом, $H'_{fi} = g u_{\beta}^* u_{\alpha}^* \int_V u_f^* u_i d\tau = \frac{g}{V} \int_V u_f^* u_i d\tau$.

Оценим границы значений интеграла $\int_V u_f^* u_i d\tau$. Минимальное его значение, очевидно, нуль, что соответствует отсутствию перекрытия волновых функций u_f и u_i в конфигурационном пространстве. Максимальное значение возникает тогда, когда родившийся на месте распавшегося нейтрона протон оказывается в том же квантовом состоянии, в котором находился материнский нейтрон. В силу нашего пренебрежения кулоновским взаимодействием в этом случае волновые функции будут тождественны, т. е. $u_f \equiv u_i$. Тогда из-за нормированности волновых функций $\int_V u_f^* u_i d\tau = \int_V u_i^* u_i d\tau = 1$.

Учет влияния кулоновского поля достигается введением поправочной функции Ферми

$$f(\epsilon, Z) = \frac{|u_{\beta}|^2}{|u_{\beta}^{cb}|^2},$$

где u_{β} – волновая функция β -частицы с учетом влияния кулоновского поля, а u_{β}^{cb} – волновая функция β -частицы без учета влияния кулоновского поля.

Для вычисления u_{β} нужно решить задачу о движении электрона в кулоновском поле ядра. Напомним, что нас интересует движение электронов только с нулевым прицельным параметром, т. е. с орбитальным квантовым числом $\ell = 0$. Для лучшего понимания сформулируем задачу для произвольного ℓ . Чтобы найти волновую функцию электрона, движущегося в кулоновском поле ядра, необходимо решить стационарное уравнение Шредингера с потенциалом $V(r) = -Ze^2/r$

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(r)] \Psi = 0.$$

В сферической системе координат оно выглядит так

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \theta^2} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \phi^2} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} [E - V(r)] \Psi = 0,$$

где θ и ϕ – полярный и азимутальный углы, соответственно.

Решение будем искать в виде $\Psi(r, \theta, \phi) = R(r) P_{\ell}^m(\cos \theta) e^{im\phi}$, где m – магнитное квантовое число, для чего подставим это выражение в предыдущее уравнение и, разделив переменные, выпишем уравнение только для радиальной части

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + \frac{Ze^2}{r} - \hbar^2 \frac{\ell(\ell+1)}{2mr^2} \right] R = 0.$$

Так как $\ell = 0$, упростим выражение

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + \frac{Ze^2}{r} \right] R = 0.$$

Введем обозначения: $v = \frac{1}{\hbar} \sqrt{-2mE}$, $b = \frac{\hbar^2}{mZe^2}$, тогда

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \left[-v^2 - \frac{2}{br} \right] R = 0.$$

Совершив замену переменных $\xi = 2vr$, получим

$$\frac{d^2 R}{d\xi^2} + \frac{2}{\xi} \frac{dR}{d\xi} + \left[-\frac{1}{4} - \frac{1}{vb\xi} \right] R = 0.$$

Решение ищем в виде $R(\xi) = e^{-\frac{1}{2}\xi} F(\xi)$. После подстановки в предыдущее уравнение получаем

$$\xi \frac{d^2 F}{d\xi^2} + (2 - \xi) \frac{dF}{d\xi} - \left(1 + \frac{1}{vb}\right) F = 0.$$

Это вырожденное уравнение Уиттекера – Ватсона для случая $\ell = 0$, решением которого является вырожденная гипергеометрическая функция

$$F\left(1 + \frac{1}{vb}, 2, \xi\right) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left(1 + \frac{1}{vb}\right) \times \dots \times \left(n + \frac{1}{vb}\right)}{n! (n+1)!} \xi^n.$$

Таким образом, $R(vr) = e^{-vr} F\left(1 + \frac{1}{vb}, 2, 2vr\right)$.

При $E > 0$ $v = \frac{\sqrt{-2mE}}{\hbar}$ становится мнимым и равным волновому числу k , умноженному на i , поэтому

$$R(kr) = e^{-ikr} F\left(1 - \frac{i}{kb}, 2, 2ikr\right).$$

Для осуществления нормировки представим $R(kr)$ в виде полусуммы расходящейся и сходящейся волн, запишем их асимптотический вид (предел при $r \rightarrow \infty$) с точностью до нормирующего множителя, проинтегрируем его по всему пространству и, приравняв единице, вычислим нормирующий множитель. После этого удастся представить квадрат по модулю $R(kr)$ в точке $r = 0$, который с точностью до константы равен квадрату по модулю волновой функции электрона в точке $r = 0$

$$|u_{\beta}(0)|^2 = \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} k e^{-\frac{\pi}{2kb}}\right)^2 \left|\Gamma\left(1 + \frac{i}{kb}\right)\right|^2.$$

Очевидно, что u_{β}^{cb} легко получить из предыдущего выражения, положив $b = \infty$. Тогда

$$|u_{\beta}^{cb}(0)|^2 = \left(\sqrt{\frac{2}{\pi}} k\right)^2.$$

Поправочная функция Ферми (без учета релятивизма)

$$f(\varepsilon, Z) = \frac{|u_{\beta}|^2}{|u_{\beta}^{cb}|^2} = e^{-\frac{\pi}{kb}} \left|\Gamma\left(1 + \frac{i}{kb}\right)\right|^2.$$

Учитывая известное свойство Γ -функции $|\Gamma(1 + ia)|^2 = \frac{2\pi a}{e^{\pi a} - e^{-\pi a}}$, получим

$$f(\varepsilon, Z) = e^{-\frac{\pi}{kb}} \frac{2\pi/(kb)}{e^{\frac{\pi}{kb}} - e^{-\frac{\pi}{kb}}} = \frac{2\pi}{kb \left(e^{\frac{2\pi}{kb}} - 1\right)}.$$

В случае позитрона все выражения аналогичны, за исключением того, что $b = -\frac{\hbar^2}{mZe^2}$.

Релятивистская поправка имеет не намного более сложный вид. Мы ее выпишем без вывода

$$f(\varepsilon, Z)_{rel} = \frac{2(\gamma + 1)}{|\Gamma(2\gamma + 1)|^2} \left(2\eta \frac{R}{\lambda_0}\right)^{2\gamma - 2} e^{\frac{\pi \alpha Z \varepsilon}{\eta}} \left|\Gamma\left(\gamma + i \frac{Z \alpha \varepsilon}{\eta}\right)\right|^2,$$

где $\gamma = \sqrt{1 - Z^2 \alpha^2}$; $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$ – постоянная тонкой структуры; $\lambda_0 = \frac{\hbar}{mc} \approx 3,86 \cdot 10^{-11} \text{ см}$ – комптоновская длина волны электрона; $\eta = \sqrt{\varepsilon^2 - 1}$ – относительный релятивистский импульс электрона; R – радиус дочернего ядра.

Заметим, что при малых Z релятивистские эффекты малы и $\gamma \approx 1$. Тогда, вспомнив, что $b = \frac{\hbar^2}{mZe^2}$, получим

$$f(\varepsilon, Z)_{rel} \Rightarrow f(\varepsilon, Z) = e^{-\frac{\pi}{kb}} \left| \Gamma\left(1 + \frac{i}{kb}\right) \right|^2.$$

Вычислим постоянную распада, вернувшись к упрощающим вычисления предположениям, которые мы сделали раньше: будем считать массу нейтрино (антинейтрино) нулевой, пренебрежем кулоновским взаимодействием электрона с остаточным ядром и будем считать, что оператор возмущения не зависит от энергии, т. е. $\hat{H}' = g$. Тогда, как мы помним, матричный элемент оператора возмущения можно записать в виде $H'_{fi} = \frac{g}{V} \int u_f^* u_i d\tau$. Спектр β -частиц, как мы помним, имеет вид

$$W(E)dE = \frac{2\pi}{\hbar} |H'_{fi}|^2 \rho(E). \quad (18)$$

Постоянная распада равна интегралу от спектра β -частиц: $\lambda = \int_{mc^2}^{E_0} W(E)dE$. Однако интеграл от спектра проще вычислить для спектра не в энергетическом, а в импульсном представлении, для чего мы в выражении (18) сделаем соответствующую замену: $E = \sqrt{p_\beta^2 c^2 + m^2 c^4}$, $E_0 = \sqrt{p_{\beta 0}^2 c^2 + m^2 c^4}$, $dE = \frac{c^2 p_\beta dp_\beta}{\sqrt{p_\beta^2 c^2 + m^2 c^4}}$, памятуя, что $\rho(E) = \frac{16\pi^2 V^2 p_\beta^2 dp_\beta p_v^2 dp_v}{(2\pi\hbar)^6 dE}$, $E_v = cp_v = E_0 - E_\beta = \sqrt{p_{\beta 0}^2 c^2 + m^2 c^4} - \sqrt{p_\beta^2 c^2 + m^2 c^4}$ и $dE = c dp_v$.

Подставив в (18) и опуская индекс β , имеем

$$\lambda = \frac{g^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} \left| \int u_f^* u_i d\tau \right|^2 \int_0^{p_0} \left(\sqrt{p_0^2 c^2 + m^2 c^4} + \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \right)^2 p^2 dp.$$

Введем импульс в единицах mc : $\eta = p/mc$ и $\eta_0 = p_0/mc$, и перепишем выражение для постоянной распада

$$\lambda = \frac{g^2 m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \left| \int u_f^* u_i d\tau \right|^2 F(\eta_0),$$

$$\text{где } F(\eta_0) = \int_0^{\eta_0} \left(\sqrt{1+\eta_0^2} - \sqrt{1+\eta^2} \right)^2 \eta^2 d\eta = -\frac{\eta_0}{4} - \frac{\eta_0^3}{12} + \frac{\eta_0^5}{30} + \frac{\sqrt{1+\eta_0^2}}{4} \ln(\eta_0 + \sqrt{1+\eta_0^2}).$$

Для больших η_0 основной вклад вносит член $\sim \eta_0^5$, поэтому для $\eta_0 > 5$

$$\lambda \approx \frac{g^2 m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \left| \int u_f^* u_i d\tau \right|^2 \eta_0^5 = \frac{g^2 m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \left| \int u_f^* u_i d\tau \right|^2 (\varepsilon_0^2 - 1)^{5/2} \approx \frac{g^2 m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \left| \int u_f^* u_i d\tau \right|^2 \varepsilon_0^5,$$

тогда $\ln \lambda = A + 5 \ln \varepsilon_0$, т. е. мы получили соотношение, аналогичное правилу Гейгера – Неттола для α -распада (закон ε_0^5 , или график Сарджента).

При получении выражения для постоянной распада

$$\lambda = \frac{g^2 m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \left| \int u_f^* u_i d\tau \right|^2 F(\eta_0)$$

мы пренебрегали кулоновским взаимодействием. Его можно учесть, введя поправку (с учетом релятивистских эффектов), как мы это делали раньше. В этом случае F становится функцией Z дочернего ядра и типа распада (т. е. для β^- - и β^+ -распадов F разные), при этом она не выража-

ется в элементарных функциях. Таким образом, $\lambda = \frac{g^2 m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \left| \int_V u_f^* u_i d\tau \right|^2 F^\pm(Z, \eta_0)$, при этом F^+ для β^+ -распада, а F^- для β^- -распада. Существуют таблицы и графики этой функции, которые обычно и используются при анализе.

Вспомнив, что $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$, перепишем предыдущее выражение

$$FT_{1/2} = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{g^2 m^5 c^4 \left| \int_V u_f^* u_i d\tau \right|^2}.$$

Величину $FT_{1/2}$ называют сравнительным периодом полураспада, для классификации β -спектров обычно используют $\lg(FT_{1/2})$.

Легко видеть, что $FT_{1/2}$ зависит только от значения матричного элемента оператора возмущения, точнее, от интеграла $\int_V u_f^* u_i d\tau$, который имеет максимальное значение 1 в случае, когда образовавшийся в результате β -процесса нуклон находится в том же квантовом состоянии, что и нуклон, претерпевший β -распад. Такие β -переходы называют сверхразрешенными, в частности, они реализуются в зеркальных ядрах.

Таблица 3

Свойства β -распадов зеркальных ядер

Зеркальная пара	Период полураспада	Энергия β -распада	$\lg(FT_{1/2})$
$n(\beta^-) \rightarrow {}^1\text{H}$	10,24 мин	0,782 МэВ	3,2
${}^3\text{H}(\beta^-) \rightarrow {}^3\text{He}$	12,33 г	0,0187 МэВ	3,05
${}^7\text{Be}(\epsilon) \rightarrow {}^7\text{Li}$	53,3 дня	0,861 МэВ	3,36
${}^{11}\text{C}(\beta^+) \rightarrow {}^{11}\text{B}$	30,39 мин	0,961 МэВ	3,49
${}^{13}\text{N}(\beta^+) \rightarrow {}^{13}\text{C}$	9,965 мин	2,221 МэВ	3,67
${}^{15}\text{O}(\beta^+) \rightarrow {}^{15}\text{N}$	122,24 с	2,754 МэВ	3,64
${}^{19}\text{Ne}(\beta^+) \rightarrow {}^{19}\text{F}$	17,22 с	3,238 МэВ	3,24
${}^{21}\text{Na}(\beta^+) \rightarrow {}^{21}\text{Ne}$	22,49 с	3,547 МэВ	3,61

Оценим логарифм сравнительного периода полураспада для сверхразрешенного β -перехода

$$\lg(FT_{1/2})_{\text{cp}} = \lg\left(\frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{g^2 m^5 c^4}\right) = \lg\left(\frac{2\pi^3 (1,05 \cdot 10^{-27})^7 \ln 2}{(1,4057 \cdot 10^{-49})^2 (9,11 \cdot 10^{-28})^5 (3 \cdot 10^{10})^4}\right) \approx 3,78,$$

где $T_{1/2}$ выражен в секундах.

В табл. 3 приведены данные для β -распадов некоторых зеркальных ядер.

Из табл. 3 видно, что при изменении периодов полураспада в $\sim 10^7$ раз и энергий распадов в ~ 200 раз $\lg(FT_{1/2})$ остается неизменным с точностью около $\pm 10\%$. Таким образом, по значению сравнительного периода полураспада можно судить о значении матричного элемента оператора β -перехода.

Принята следующая классификация β -переходов по величине $\lg(FT_{1/2})$, отражающей значение матричного элемента:

Сверхразрешенные	$\lg(FT_{1/2}) < 4$
Разрешенные	$4 < \lg(FT_{1/2}) < 7$
Запрещенные в первом порядке	$7 < \lg(FT_{1/2}) < 10$
Запрещенные во втором порядке	$10 < \lg(FT_{1/2}) < 14$
Запрещенные в третьем порядке	$14 < \lg(FT_{1/2}) < 18$

Существует два типа разрешенных переходов со своими правилами отбора:

– фермиевские, для которых правило отбора таково: отсутствует изменение спина при переходе от материнского состояния к дочернему, т. е. $\Delta J = 0$; отсутствует изменение четности $\pi_M \pi_D = +1$;

– гамов-теллеровские, для которых правило отбора таково: изменение спина при переходе от материнского состояния к дочернему отсутствует или составляет 1, исключая переходы между нулевыми спинами, которые запрещены, т. е. $\Delta J = 0, \pm 1$, кроме переходов $0 \rightarrow 0$; изменение четности отсутствует, $\pi_M \pi_D = +1$.

Правила отбора объясняются следующими соображениями: длина дебройлевской волны β -частицы и нейтрино, как показано ранее, много больше радиуса ядра (на два-три порядка), следовательно, уносимый ими орбитальный момент $\ell = 0$. Таким образом, изменение спина при переходе $\Delta J = J_M - J_D$ может быть обусловлено только спинами β -частицы и нейтрино.

Напомним, что β -частицы и нейтрино имеют спин $\frac{1}{2}$.

Возможны два варианта:

1. Спины β -частицы и нейтрино антипараллельны (синглетное состояние), и их суммарный спин равен нулю, тогда $\Delta J = 0$. Изменение четности отсутствует $\pi_M = \pi_D (-1)^\ell = \pi_D$. Это правило отбора для фермиевского перехода.

2. Спины β -частицы и нейтрино параллельны (триплетное состояние), их суммарный спин может быть равен нулю или единице, тогда $\Delta J = 0, \pm 1$, кроме переходов $0 \rightarrow 0$; изменение четности отсутствует $\pi_M = \pi_D (-1)^\ell = \pi_D$. Это правило отбора для гамов-теллеровского перехода.

В природе известны как “чистые” гамов-теллеровские и фермиевские переходы, так и “смешанные”, которые имеют и гамов-теллеровский, и фермиевский компоненты. Оболочечно-модельные расчеты показали, что переходы обоих типов при равных условиях идут с приблизительно равной вероятностью.

Рассмотрим примеры “чистых” переходов.

1. $^{10}\text{C}(\beta^+) \rightarrow ^{10}\text{B}^* (E_x = 1,74 \text{ МэВ})$.

$\Delta J = 0$, $J^\pi = 0^+$, $J^\pi = 0^+$, переход $0 \rightarrow 0$, запрещенный для гамов-теллеровских переходов, $\Delta\pi \Rightarrow \text{нет}$, т. е. изменение четности отсутствует. “Чистый” фермиевский переход.

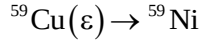
2. $^{14}\text{O}(\beta^+) \rightarrow ^{14}\text{N}^* (E_x = 2,31 \text{ МэВ})$.

$\Delta J = 0$, $J^\pi = 0^+$, $J^\pi = 0^+$, переход $0 \rightarrow 0$, запрещенный для гамов-теллеровских переходов, $\Delta\pi \Rightarrow \text{нет}$. “Чистый” фермиевский переход.

3. $^6\text{He}(\beta^-) \rightarrow ^6\text{Li}$.

$\Delta J = 1$, $J^\pi = 0^+$, $J^\pi = 1^+$, $\Delta\pi \Rightarrow \text{нет}$. Переход, запрещенный правилом отбора для фермиевских переходов. “Чистый” гамов-теллеровский переход.

Пример “смешанного” перехода:



$\Delta J = 0$, $J^\pi = 3/2^-$, $J^\pi = 3/2^-$, $\Delta\pi \Rightarrow \text{нет}$. Переход, разрешенный для гамов-теллеровских и фермиевских переходов. “Смешанный” переход.

Вернемся к проблеме матричного элемента оператора возмущения. Строгое рассмотрение этой проблемы возможно только на основе квантовой электродинамики, так как описываемые процессы, строго говоря, релятивистские и не могут анализироваться в рамках нерелятивистского уравнения Шредингера. Кроме того, процессы сопровождаются рождением/исчезновением частиц, для описания чего шредингеровский подход также не приспособлен, поэтому приведем качественную схему рассуждений, не вдаваясь в дебри соответствующего формализма.

Получено выражение для матричного элемента в виде

$$H'_{fi} = \int_V u_f^* u_\beta^* u_\nu^* \hat{H}' u_i d\tau,$$

где u_i и u_f – волновые функции начального и конечного состояний распадающегося нуклона (для определенности будем считать, что распадается нейтрон).

До сих пор мы предполагали, что оператор $\hat{H}'$ сводится к константе связи g , которая характеризует интенсивность слабого взаимодействия. Но на самом деле $\hat{H}'$ – дифференциальный оператор, под действием которого волновая функция нейтрона u_i переходит в волновую функцию протона u_f , а это означает, что оператор $\hat{H}'$ должен действовать не только на пространственные и спиновые координаты, но и на зарядовую координату t , которая принимает два значения: $t = \frac{1}{2}$ для протона и $t = -\frac{1}{2}$ для нейтрона. Поэтому в $\hat{H}'$ должен входить факторно оператор $\hat{P}$, который действует на зарядовую координату. Следует также учесть, что волновая функция конечного состояния $\Psi_f = u_\beta u_\nu u_f$ содержит волновые функции β -частицы и антинейтрино, поэтому в уточненной теории они должны быть подвержены действию оператора возмущения.

В соответствии со свойствами релятивистского уравнения Дирака волновые функции β -частицы и антинейтрино должны (как “потенциалы” поля, создаваемого “зарядом” g слабого взаимодействия) входить в него линейно. Волновые функции β -частицы и антинейтрино u_β и u_ν представляют собой четырехкомпонентные дираковские волновые функции, которые должны входить в $\hat{H}'$ в виде “произведения” $g \hat{Q} u_\beta^* u_\nu^*$, где $\hat{Q}$ – оператор (матрица). Другими словами, оператор возмущения (оператор превращения нейтрона в протон и рождения β -частицы и антинейтрино) должен иметь вид $\hat{H}' \propto g (\hat{Q} u_\beta^* u_\nu^*) \hat{P}$. Комплексно сопряженный ему оператор описывает обратный процесс – превращение протона в нейтрон при рождении позитрона и нейтрино. Таким образом, в общем виде оператор возмущения записывается так: $\hat{H}' = g \left[(\hat{Q} u_\beta^* u_\nu^*) \hat{P} + (\hat{Q} u_\beta u_\nu) \hat{P}^* \right]$. Волновые функции нуклона в начальном и конечном состояниях представляют собой также четырехкомпонентные дираковские волновые функции.

Существенным ограничением вида оператора $\hat{H}'$ является требование инвариантности относительно преобразований Лоренца подынтегрального выражения в матричном элементе $\hat{H}'_{fi}$, поэтому подынтегральное выражение может представлять собой только пять вариантов комбинаций из четырехкомпонентных дираковских волновых функций, которые могут обеспечить требуемую инвариантность: скаляр (S), псевдоскаляр (P), вектор (V), псевдовектор (A)

и тензор (T). Не вдаваясь в подробности, скажем, что S - и V -взаимодействия соответствуют фермиевским переходам с их правилом отбора для разрешенных переходов, а T - и A -взаимодействия соответствуют гамов-теллеровским переходам с их правилом отбора для разрешенных переходов. Вариант псевдоскалярной связи P имеет свое правило отбора для разрешенных переходов: $\Delta J = 0$, $\Delta \pi \Rightarrow$ да.

Если рассматриваемый β -переход не удовлетворяет ни одному из правил отбора для разрешенных, значит, данный β -переход является запрещенным. Степень (кратность) запрета можно оценить по величине $\lg(FT_{1/2})$. Для каждой степени запрета и типа β -перехода существуют свои правила отбора. Спектр запрещенных β -переходов отличается от спектра разрешенных, и график Ферми – Кюри, построенный без учета запрещенности β -перехода, не будет линейным (один из признаков запрещенности). Для учета деформации спектра вводится функция $S_n(\epsilon)$, которую называют форм-фактором запрета степени (кратности) n . При этом β -спектр имеет вид (в предположении нулевой массы покоя нейтрино)

$$W(\epsilon) \propto S_n(\epsilon) f(\epsilon, Z) \epsilon(\epsilon_0 - \epsilon)^2 (\epsilon^2 - 1)^{1/2}.$$

Существуют таблицы и графики форм-факторов $S_n(\epsilon)$. После введения форм-фактора график Ферми – Кюри становится линейным.

4.3.4. Гамма-распад ядер

*Лучше зажечь маленькую свечу,
чем клясть темноту.*
Конфуций

В большинстве случаев α - и β -распадов дочернее ядро оказывается в возбужденном состоянии, причем энергия возбуждения, как правило, ниже энергии связи нуклона, α -частицы или какой-либо другой нуклонной ассоциации. Снятие энергии возбуждения происходит за счет электромагнитных процессов, в частности за счет испускания γ -кванта (излучательный, или радиационный, переход). Одновременно могут идти безызлучательные процессы – внутренняя электронная конверсия и парная конверсия, – которые также относятся к электромагнитным процессам.

Если остаточная энергия оказывается выше энергии связи нуклона (нуклонной ассоциации) в дочернем ядре, то снятие возбуждения, наиболее вероятно, будет происходить за счет испускания нуклона (нуклонной ассоциации). Это явление называется эмиссией запаздывающих частиц. Оно происходит после β -распада, так как после α -распада с заметной вероятностью реализуются только нижние возбужденные состояния из-за сильной зависимости прозрачности кулоновского барьера от энергии вылетающей α -частицы. При спонтанном делении с определенной вероятностью ядра-осколки могут рождаться также в возбужденном состоянии (при этом часть из них – источники запаздывающих нейтронов).

Существует еще один процесс, в результате которого образуются ядра в возбужденном состоянии – ядерные реакции.

В результате перечисленных процессов с некоторой вероятностью образуются долгоживущие возбужденные состояния, которые распадаются за счет излучения γ -кванта или внутренней электронной конверсии, но могут даже испытывать β -распад. Существование таких состояний есть проявление одного из видов ядерной изомерии.

Оценим вероятность электромагнитного распада возбужденного состояния атомного ядра, используя выражение из раздела 3.3. Предположим, что ядро находится в возбужденном состоянии, описываемом волновой функцией Ψ_i . В результате радиационного перехода ядро оказывается в основном состоянии (или возбужденном, но с меньшей энергией возбуждения), описываемом волновой функцией Ψ_f . Вероятность перехода W из состояния i в состояние f

определяется выражением, знакомым нам из теории β -распада, полученным на основе теории возмущений

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int_V \Psi_f^* \hat{H}' \Psi_i \cdot d\tau \right|^2 \frac{dN}{dE},$$

где $\frac{dN}{dE}$ – плотность состояний в конечном ядре.

Рассмотрим одночастичные состояния i и f , т. е. состояния одного нуклона, движущегося в поле, создаваемом остальными нуклонами. Так как электромагнитное взаимодействие заключается во взаимодействии электрического заряда нуклона (если это протон) с электрическим полем ядра и взаимодействии его магнитного момента (орбитального и собственного) с магнитным полем, создаваемым орбитальным движением остальных нуклонов, и их собственными магнитными моментами, то в первом приближении $\hat{H}'$ зависит от векторного потенциала $\vec{A}$ поля ядра, импульса $\vec{p}$ нуклона и орбитальных и спиновых моментов остальных нуклонов.

Для определения среднего времени жизни τ возбужденного состояния i следует найти абсолютную величину вектора Пойтинга для этой системы, усреднить его по времени и разделить на энергию излучаемого кванта, затем проинтегрировать эту величину по поверхности ядра. Если выполнить эту программу для однонуклонной модели, то получим соотношение, связывающее среднее время жизни τ , радиус ядра R , длину волны испускаемого кванта λ и уносимый им орбитальный момент ℓ , связанный с мультипольностью m выражением $m = 2^\ell$,

$$\frac{1}{\tau_\ell} = A \frac{R^{2\ell}}{\lambda^{2\ell+1}}, \quad (19)$$

где A – функция типа перехода: A_E – для электрического (E) и A_M для магнитного (M) переходов.

По физической природе возмущения переходы бывают двух типов – электрические и магнитные – в зависимости от того, какая часть в выражении для матричного элемента оператора возмущения доминирует – электрическое взаимодействие или магнитное. Формально вид перехода определяет четность волновой функции конечной системы из-за разных четностей операторов, описывающих электрическое и магнитное взаимодействия. Из теории следует, что $A_E > A_M$ на два-три порядка при одинаковой мультипольности 2^ℓ . Это обусловлено тем, что отношение этих величин определяется квадратом отношения дипольных электрического и магнитного моментов валентного нуклона. Действительно, электрический дипольный момент имеет порядок величины произведения заряда нуклона на радиус ядра, а магнитный момент нуклона – $e\hbar/(m_N c)$ (ядерный магнетон Бора).

Таким образом, приняв для ядра среднего веса $R \approx 5 \cdot 10^{-13}$ см, имеем

$$\frac{A_E}{A_M} \approx \left(\frac{eR}{e\hbar/m_N c} \right)^2 = \left(\frac{m_N c R}{\hbar} \right)^2 \approx \left(\frac{1,67 \cdot 10^{-24} \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 5 \cdot 10^{-13}}{1,05 \cdot 10^{-27}} \right)^2 \approx 10^2 \dots 10^3.$$

При излучении γ -квант уносит из системы орбитальный момент ℓ , который и определяет мультипольность $m = 2^\ell$. Из-за поперечности электромагнитных волн $\ell \neq 0$, т. е. минимально возможное значение уносимого орбитального момента $\ell = 1$ ($m = 2$, дипольный переход).

Орбитальный момент $\ell = 1$ соответствует дипольным колебаниям ядра, и такой переход называется дипольным. Если это электрический переход, то его обозначают $E1$, магнитный – $M1$. Орбитальному моменту $\ell = 2$ соответствует квадрупольный переход, $E2$ или $M2$; $\ell = 3$ – октупольный переход, $E3$ или $M3$ и т. д.

Используя формулу (19), оценим изменение времени жизни возбужденного состояния при изменении уносимого орбитального момента на 1 для ядра среднего веса $A = 100$ и энергии γ -перехода $E_\gamma = 1 \text{ МэВ}$: $\frac{\tau_{\ell+1}}{\tau_\ell} = \left(\frac{\lambda}{R} \right)^2$. Помня, что длина волны $\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{ch}{h\nu} = \frac{ch}{E_\gamma}$, получим

$$\frac{\tau_{\ell+1}}{\tau_{\ell}} = \left(\frac{ch}{E_{\gamma} R} \right)^2 = \left(\frac{3 \cdot 10^{10} \cdot 6,6 \cdot 10^{-27}}{1,6 \cdot 10^{-6} \cdot 1,5 \cdot 10^{-13} \cdot \sqrt[3]{100}} \right)^2 \approx 3 \cdot 10^4.$$

Правила отбора при γ -переходах вытекают из законов сохранения момента количества движения и четности. В соответствии с законом сохранения момента количества движения на величину уносимого орбитального момента γ -перехода накладывается условие

$$|I_i - I_f| \leq \ell \leq I_i + I_f,$$

где I_i и I_f – спины начального и конечного состояний, соответственно, откуда для дипольных γ -переходов ($\ell=1$) допускаются следующие значения изменения спина:

$$\Delta I = |I_i| - |I_f| = 0, \pm 1.$$

При этом переходы $0 \leftrightarrow 0$ абсолютно запрещены.

Для квадрупольных переходов $\Delta I = 0, \pm 1, \pm 2$, переходы $0 \leftrightarrow 0$ и $0 \leftrightarrow 1$ абсолютно запрещены.

Для октупольных переходов $\Delta I = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$, переходы $0 \leftrightarrow 0$, $0 \leftrightarrow 1$ и $0 \leftrightarrow 2$ абсолютно запрещены.

Как уже упоминалось, правила отбора по четности выглядят по-разному для электрических и магнитных переходов из-за разных четностей операторов, описывающих электрическое и магнитное взаимодействия: для E -переходов $\pi_i = (-1)^{\ell} \pi_f$, для M -переходов $\pi_i = (-1)^{\ell+1} \pi_f$, где π_i и π_f – четности начального и конечного состояний, соответственно.

Вспомнив еще раз, что $\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{E_{\gamma}}$, перепишем (19) в виде

$$\frac{1}{\tau_{\ell}} = A' E^{2\ell+1} R^{2\ell}.$$

Отсюда следует, что вероятность радиационного перехода резко падает с уменьшением энергии.

Таким образом, мы нашли три фактора, сильно влияющих на вероятность перехода и, следовательно, на время жизни возбужденного состояния:

1. Мультипольность. С ростом мультипольности вероятность радиационного перехода резко падает – на 3–5 порядков на единицу уносимого орбитального момента по оценке на основе однонуклонной модели. Если правила отбора допускают самую низкую мультипольность для радиационного E -перехода, то он является доминирующим, и интенсивности остальных типов и мультипольностей переходов пренебрежимо малы.

2. Тип перехода. E -переходы вероятнее M -переходов на 2–3 порядка при одинаковой мультипольности. Если правило отбора разрешает M -переход с более низкой мультипольностью, то возникает ситуация, когда наблюдается смесь типов переходов с близкими вероятностями.

3. Энергия перехода. Степенная зависимость вероятности переходов от энергии с уносимым орбитальным моментом в показателе приводит к резкому уменьшению вероятности перехода с уменьшением энергии перехода, особенно при высоких мультипольностях.

Гипотеза зарядовой независимости ядерных сил приводит к дополнительным правилам отбора по изоспину $\Delta T = 0, \pm 1$. Наше упрощенное рассмотрение на основе однонуклонной модели не описывает все наблюдаемые факты, в том числе правила отбора по проекции спина на ось симметрии для деформированных ядер, относительное подавление $E1$ -переходов и т. д.

Наличие перечисленных факторов может привести к сильной заторможенности перехода, тогда время жизни возбужденного состояния может быть очень большим. Например, первое возбужденное состояние ядра ^{180}Ta ($E^* = 75,3 \text{ кэВ}$, $J^{\pi} = 9^{-}$) имеет все три фактора, уменьшающие вероятность распада. В результате период полураспада этого состояния ^{180}Ta составляет $T_{1/2} \approx 10^{15}$ лет, в то время как период полураспада основного состояния ^{180}Ta

$(J^\pi = 1^+)$ $T_{1/2} \approx 8,15$ ч. Действительно, в соответствии с правилом отбора по мультипольности минимальное значение уносимого момента $\ell = 8$. Причем это может быть смесь мультиполей $M8$ и $E9$, так как $E8$ запрещен по четности. Аналогичная ситуация реализуется с первым возбужденным состоянием ^{242}Am ($E^* = 48,3$ кэВ, $J^\pi = 5^-$), имеющим период полураспада $T_{1/2} \approx 141$ год. в то время как период полураспада основного состояния $^{242}\text{Am}(J^\pi = 1^-) T_{1/2} \approx 16$ ч.

Подобные долгоживущие возбужденные состояния называются спиновыми изомерами. Само явление ядерной изомерии было открыто О. Ганом при исследовании цепочек естественного радиоактивного распада, однако причины и физические основы спиновой ядерной изомерии были исследованы позднее школой И. В. Курчатова.

Существует другой вид изомерии, обнаруженный у тяжелых ядер, который обусловлен образованием еще одной потенциальной ямы на периферии ядра. Этот вид изомерии называют изомерией формы, его мы рассмотрим при изучении спонтанного деления ядер.

4.3.5. Внутренняя электронная конверсия

Подумать только: грамоту выдумали неграмотные.

Л. Кумор

Внутренняя электронная конверсия (ВЭК) представляет собой процесс непосредственной передачи энергии возбуждения ядра орбитальному электрону, который в этот момент находится внутри ядра. Происходит так называемый неупругий удар второго рода. При этом энергия возбуждения ядра превращается в кинетическую энергию электрона за вычетом энергии связи этого электрона в атоме. ВЭК является аналогом атомного процесса, который называется “эффект Оже”.

Первоначально, после обнаружения конверсионных электронов, считали, что ВЭК – внутренний фотоэффект, обусловленный тем, что возбужденное состояние ядра разряжается испусканием γ -кванта, взаимодействующего с орбитальным электроном атомной оболочки и передающего ему свою энергию, которая затрачивается на преодоление связи электрона в оболочке и кинетическую энергию электрона. Дальнейшие исследования показали, что хотя такой механизм существует, но он составляет малую долю всего процесса конверсии. Большая часть конверсии идет по механизму неупругого удара второго рода. Присутствие орбитальных электронов внутри ядра обусловлено требованием квантово-механических представлений нахождения орбитального электрона с некоторой конечной вероятностью, определяемой квадратом модуля его волновой функции, в окрестности любой точки пространства, в том числе и внутри ядра. В этот момент и может произойти неупругий удар второго рода. Итак, внутренняя конверсия является дополнительным процессом распада, увеличивающим полную его вероятность

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_\gamma,$$

где λ_e и λ_γ – вероятности безрадиационного и радиационного переходов, соответственно.

Введем коэффициент внутренней конверсии

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} = \frac{\lambda_{eK} + \lambda_{eL} + \lambda_{eM} + \dots}{\lambda_\gamma} = \alpha_{eK} + \alpha_{eL} + \alpha_{eM} \dots,$$

где λ_{eK} , λ_{eL} , λ_{eM} – вероятности электронной конверсии на K -, L -, M -оболочках, соответственно и т. д., а α_{eK} , α_{eL} , α_{eM} – соответствующие парциальные коэффициенты внутренней конверсии.

При энергиях переходов, превышающих удвоенную энергию покоя электрона, возможен еще один процесс безрадиационного снятия возбуждения – рождение пары электрон-позитрон в поле ядра. При этом энергия перехода затрачивается на энергию покоя рожденной пары и суммарную кинетическую энергию ее компонентов. Этот процесс называется парной конверсией.

Как мы уже знаем, закон сохранения момента импульса и поперечность электромагнитного поля приводят к запрещению разрядки возбужденного состояния при нулевых спинах начального и конечного состояний за счет излучения одного γ -кванта. Такие состояния могут разряжаться за счет двухфотонных (многофотонных) переходов. Если при этом переходе четность не меняется, то снятие возбуждения может происходить за счет внутренней и парной конверсии, если последняя разрешена законом сохранения массы-энергии (т. е. энергия перехода больше удвоенной энергии покоя электрона). Если при переходе $0 \leftrightarrow 0$ происходит изменение четности, то ВЭК с одиночным электроном и парная конверсия также запрещены. Таким образом, время жизни такого состояния определяется только многочастичными процессами и будет гораздо больше, чем в случаях переходов без изменения четности.

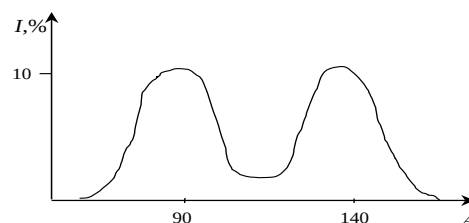
4.3.6. Спонтанное деление

*То, в чем нет загадочности,
лишено очарования.*

А. Франс

Явление спонтанного деления было экспериментально обнаружено Г. Н. Флеровым и К. А. Петржаком в 1940 г.

Анализ зависимости энергии связи, приходящейся на один нуклон, от массового числа показывает, что деление тяжелых ядер на два примерно равных ядра-осколка является экзотермическим процессом. Нам понадобится еще один экспериментальный факт, чтобы получить близкие к реальности оценки. Факт в том, что при делении осколки оказываются не только равных масс (симметричное деление), но в большинстве случаев с массами, значительно отличающимися друг от друга (несимметричное деление).



На рис. 19 показано распределение осколков по массам.

Рис. 19.

Сравнительно высокая вероятность несимметричного деления обусловлена оболочечными эффектами, приводящими к повышенной вероятности рождения одного из осколков вблизи так называемых магических чисел. По экспериментальным данным отношение массовых чисел тяжелого (A_H) и легкого (A_L) осколков, как и отношение их атомных номеров Z_H и Z_L , составляет приблизительно 3:2

$$\frac{A_H}{A_L} \approx \frac{Z_H}{Z_L} \approx \frac{3}{2}.$$

Помня, что $A \approx A_H + A_L$ и $Z = Z_H + Z_L$, получим $A_H = 0,6A$, $Z_H = 0,6Z$, $A_L = 0,4A$ и $Z_L = 0,4Z$.

Вспомним модель жидкой капли и формулу Вайцзеккера

$$W = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \varepsilon \frac{(0,5A - Z)^2}{A} + \delta,$$

где $\alpha = 15,75$ МэВ; $\beta = 17,75$ МэВ; $\gamma = 0,71$ МэВ; $\varepsilon = 98,8$ МэВ; $|\delta| = 33,5 A^{-3/4}$.

Для упрощения дальнейшего анализа пренебрежем несущественным в данном случае членом δ в формуле Вайцеккера. Очевидно, энергия Q_f , выделяющаяся в процессе деления, равна разности энергий связи делящегося ядра W и ядер-осколков легкого W_L и тяжелого W_H , т. е. $Q_f = W - W_L - W_H$. При вычислении этой разности по формуле Вайцеккера объемные члены и члены симметрии уничтожатся, и равенство можно записать как

$$Q_f = W_{\pi} + W_{\kappa} - W_{\text{по}} - W_{\text{ко}},$$

где W_{π} и W_{κ} – поверхностная и кулоновская компоненты энергии связи делящегося ядра, соответственно; $W_{\text{по}}$ и $W_{\text{ко}}$ – сумма поверхностных и кулоновских компонентов энергий связи осколков, соответственно.

Условие границы энергетической возможности спонтанного деления $Q_f = 0$, откуда $W_{\pi} + W_{\kappa} - W_{\text{по}} - W_{\text{ко}} = 0$.

Вычислим поверхностную и кулоновскую энергии осколков

$$W_{\text{по}} = \beta(2/5A)^{2/3} + \beta(3/5A)^{2/3} \approx 1,25\beta A^{2/3} = 1,25W_{\pi};$$

$$W_{\text{ко}} = \gamma \frac{(2/5Z)^2}{(2/5A)^{1/3}} + \gamma \frac{(3/5Z)^2}{(3/5A)^{1/3}} \approx 0,64W_{\kappa}.$$

Подставив полученные значения в условие границы, получим $0,36W_{\kappa} - 0,25W_{\pi} = 0$. Отсюда для границы энергетической возможности спонтанного деления

$$W_{\kappa}/W_{\pi} = 0,7.$$

С другой стороны,

$$\frac{W_{\kappa}}{W_{\pi}} = \frac{\gamma(Z^2/A^{1/3})}{\beta A^{2/3}} = \frac{\gamma}{\beta} \frac{Z^2}{A}.$$

Сравнивая два последних соотношения и подставив численные значения β и γ , получим

$$f = \frac{Z^2}{A} = 17,$$

где f – параметр деления.

Ближайшее к этому значение $f \approx 20$ на дне долины массовой поверхности имеет ядро ^{109}Ag . Это значит, что, по нашим расчетам, все ядра тяжелее ^{109}Ag имеют положительное значение Q_f и, следовательно, могут испытывать спонтанное деление. Однако экспериментально обнаружено

спонтанное деление при самом низком значении $f = 35$ у ядра ^{232}Th .

Изобразим качественно форму потенциальной энергии в зависимости от степени деформации, приводящей в конечной стадии к состоянию разделенных осколков (рис. 20). Рассмотрим для примера ядро ^{238}U : $W_{\pi} = 650$ МэВ, $W_{\kappa} = 950$ МэВ, $W_{\text{по}} = 813$ МэВ, $W_{\text{ко}} = 607$ МэВ.

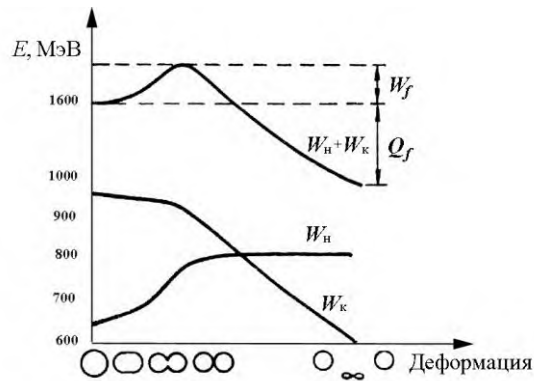


Рис. 20

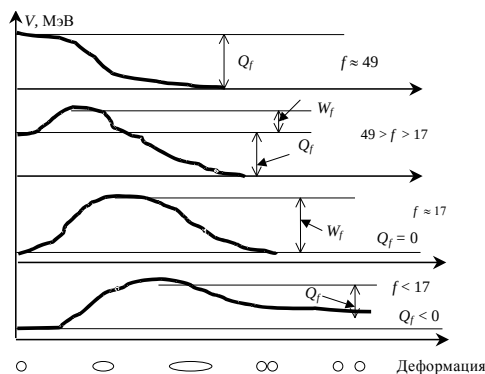


Рис. 21.

На рис. 21 показана форма потенциала в зависимости от степени деформации для различных значений параметра деления. Из графика видно, что по предсказаниям капельной модели область существования спонтанно делящихся ядер ограничена интервалом $49 > f > 17$.

Для ядер со значениями $f < 17$ спонтанное деление невозможно. Причина отсутствия спонтанного деления для ядер с $34 > f > 17$ кроется в низкой проницаемости потенциального барьера.

4.3.7. Протонная, двупротонная и кластерная радиоактивность

Декольти – это еще одна форма сохранения материи.

Т. Клейман

Кроме испускания запаздывающих протонов после β^+ -распада или E -захвата, спонтанное испускание протонов было обнаружено у изомерного состояния ядра ^{53m}Co , которое в 98,5 % случаев испытывает E -захват, а в 1,5 % случаев испускает протон, превращаясь в ядро ^{52}Fe . Таким образом, протонная радиоактивность является конкурирующим процессом при распаде изомера протонно-избыточного ядра ^{53m}Co . Протонная радиоактивность обнаружена также у основных состояний ряда ядер с большим избытком протонов, которые получают в ядерных реакциях, вызываемых тяжелыми ионами (^{121}Pr , ^{151}Lu , ^{150}Lu , ^{147}Tm , ^{113}Cs , ^{109}I).

При еще большем избытке протонов для четных по Z ядер возможен вылет двух протонов при устойчивости материнского ядра к испусканию одного протона. Этот вид радиоактивности был предсказан В. И. Гольданским. Вылет двух протонов обнаружен для трёх протонно-избыточных ядер ^{22}Al , ^{26}P и ^{35}Ca , которые после β^+ -распада испускают два запаздывающих протона. И только в 2002 году был найден двупротонный распад из основного состояния у ядра ^{45}Fe . В 2005 году обнаружили двупротонный распад ядра ^{54}Zn .

В середине 1980-х гг. был обнаружен новый вид радиоактивности – спонтанное испускание ядра ^{14}C из ядер ряда изотопов радия (^{222}Ra , ^{223}Ra , ^{224}Ra , ^{226}Ra). Вслед за этим была обнаружена неоновая радиоактивность (спонтанное испускание ^{24}Ne) у ядер ^{232}U , ^{233}U , ^{234}U , ^{231}Pa , ^{230}Th , затем магниевая (^{28}Mg) у ядер ^{234}U , ^{236}Pu , ^{238}Pu и, наконец, кремниевая (^{28}Si) у ядра ^{238}Pu . В настоящее время известно более 20 видов кластерного распада, при которых продуктами распада являются легкие ядра от ^{14}C до ^{34}Si . Все эти виды распада получили не совсем удачное название “кластерной” радиоактивности. Для кластерной радиоактивности вероятность относительно α -распада составляет $10^{-12} - 10^{-14}$.

Существует две точки зрения на природу кластерной радиоактивности. Во-первых, кластерная радиоактивность аналогична α -распаду. В этом случае постоянная распада, как и в случае α -радиоактивности, определяется вероятностью образования кластера на периферии ядра и проницаемостью кулоновского барьера. Тогда наблюдаемые случаи кластерной радиоактивности должны подчиняться правилу Гейгера – Неттола, что в грубом приближении имеет место. Во-вторых, кластерная радиоактивность – это случай крайне асимметричного “холодного” деления, когда вероятность распада должна сильно зависеть от параметра делимо-

сти f . Накопленный экспериментальный материал не позволяет сделать однозначный вывод относительно механизма кластерной радиоактивности. Существует мнение, что углеродная радиоактивность ближе к α -распаду, а неоновая, магниевая и кремниевая – к спонтанному делению.

4.4. Модели ядра. Оболочечная модель

*Храм науки можно было бы назвать
Домом моделей.*

В. Я. Френкель

В настоящее время не существует последовательной теории, которая с единых позиций могла бы описать все свойства атомного ядра хотя бы качественно, как в случае с атомом. Основных причин такого положения две: отсутствие микроскопической теории ядерных сил, которые играют решающую роль в физике ядра, и общая проблема детерминированного описания многочастичной системы, которую представляют собой все ядра, за исключением протона и дейтрона. Эта проблема существует и в физике атома, но, в отличие от ядра, в физике атома и атомных систем есть основной силовой центр – ядро, и многочастичные взаимодействия электронов можно рассчитать с помощью теории возмущений. Ядро представляет собой очень тесную систему (по нашим оценкам, среднее расстояние между нуклонами близко к диаметру нуклона) активно взаимодействующих между собой за счет ядерных и кулоновских сил частиц, поэтому применимость теории возмущений весьма сомнительна (хотя использование так называемого борновского приближения, основанного на теории возмущений, в ряде случаев оказалось очень плодотворным).

На многие вопросы физики атомного ядра можно найти приближенные, но достаточно точные ответы с помощью модельных представлений. Базой для построения той или иной модели служит обычно аналогия, навеянная какими-либо физическими образами: капля жидкости, ротатор, полупрозрачный шарик и т. д. При этом каждая модель является идеализацией. Приходится пренебрегать рядом свойств и обстоятельств, учет которых приводит к ограничениям в применимости создаваемой модели. Мы уже широко пользовались рядом моделей для объяснения наблюдаемых явлений и расчета характеристик изучаемых систем.

Одной из самых старых моделей (и одной из самых плодотворных) является модель жидкой капли (см. раздел 4.2). Она позволила без сложных вычислений понять многие свойства ядер: форму массовой поверхности, границы стабильности, энергетику радиоактивных превращений и многое другое.

Попытки усовершенствовать капельную модель, учесть явления, не описываемые ею, привели к созданию ряда новых, более сложных моделей. К ним можно отнести модели сверхтекучей жидкой капли, модель испарения, обобщенные модели, представляющие собой синтез модели жидкой капли и одночастичной модели или комбинации с оболочечной моделью, и многие другие.

Модель жидкой капли – родоначальник так называемых коллективных моделей, в которых в том или ином виде рассматриваются коллективные движения нуклонов внутри ядра.

Противоположная позиция у одночастичной модели, о которой нам уже приходилось не раз говорить. В этой модели все нуклоны, кроме одного внешнего, “валентного”, своим взаимодействием создают силовое поле, с которым и взаимодействует “валентный” нуклон подобно тому, как в атоме электрон взаимодействует с полем ядра. Таким образом, вместо многотельной задачи решается задача движения валентного нуклона в поле, созданном остальными нуклонами.

К моделям подобного типа относится упоминавшаяся нами оптическая модель, широко используемая в теории ядерных реакций.

Предметом дальнейшего изложения будет оболочечная модель, о которой мы не раз говорили при обсуждении недостатков модели жидкой капли.

Основные данные наблюдений приводят к мысли о существовании в ядре нуклонных оболочек, подобных электронным оболочкам в атоме. Целый ряд резких изменений свойств ядер происходит при определенном количестве протонов или нейтронов (магические числа 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 152). Особенно ярко проявляются “аномалии” в свойствах у “дважды” магических ядер ${}^4_2\text{He}^2$, ${}^{16}_8\text{O}^8$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}^{20}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}^{126}$.

Существование магических чисел напоминает периодичность свойств химических элементов при вполне определенных значениях атомного номера, которая столь блестяще была объяснена оболочечной структурой электронного облака атома. С одной стороны, одинаковость магических чисел для протонов и нейтронов говорит о независимости протонных и нейтронных оболочек (что хорошо объясняется принципом Паули), а с другой стороны, согласуется с гипотезой зарядовой симметрии ядерных сил.

Рассмотрим некоторые закономерности, в которых проявляется магичность чисел протонов и нейтронов.

1. Особая устойчивость (наибольшая энергия связи) ядер с магическими числами протонов или нейтронов. Такие ядра называют “магами”. Мы уже отмечали, что формула Вайцеккера дает аномальные отклонения от экспериментально измеренных масс (энергий связи) ядер при магических числах протонов или нейтронов, и объясняли это тем, что капельная модель, на которой основана формула Вайцеккера, не учитывает оболочечные эффекты.

2. Аномалии в распространенности изотопов.

2.1. Рассмотрим ядра с $Z = N$. В области легчайших ядер такие ядра обладают наибольшей устойчивостью, но с ростом числа нуклонов из-за возрастания кулоновской энергии устойчивость обеспечивается для ядер с избытком нейтронов. Последнее стабильное ядро с $Z = N$ – дважды “маг” ${}^{40}_{20}\text{Ca}^{20}$, содержание которого в естественной изотопной смеси 97 %. В то же время у одного соседнего ядра с $Z = N$ ${}^{36}_{18}\text{Ar}^{18}$ изотопное содержание 0,3 %, а другое соседнее ядро с $Z = N$ ${}^{44}_{22}\text{Ti}^{22}$ нестабильно.

2.2. Наибольшее количество стабильных ядер в изотонных семействах с магическим числом нейтронов: $N=20$ – пять (${}^{32}\text{S}$, ${}^{37}\text{Cl}$, ${}^{38}\text{Ar}$, ${}^{39}\text{K}$, ${}^{40}\text{Ca}$); $N=50$ – шесть (${}^{86}\text{Kr}$, ${}^{87}\text{Ru}$, ${}^{88}\text{Sr}$, ${}^{89}\text{Y}$, ${}^{90}\text{Zr}$, ${}^{92}\text{Mo}$); $N=82$ – семь (${}^{136}\text{Xe}$, ${}^{138}\text{Ba}$, ${}^{139}\text{La}$, ${}^{140}\text{Ce}$, ${}^{141}\text{Pr}$, ${}^{142}\text{Nd}$, ${}^{144}\text{Sm}$).

2.3. Наибольшее число стабильных изотопов имеет Sn с магическим числом протонов 50.

3. Закономерности α - и β -распада.

3.1. Конечными продуктами всех трех семейств естественной радиоактивности – уранового, актиноуранового и ториевого – являются “маги” ${}^{206}\text{Pb}$, ${}^{207}\text{Pb}$ и ${}^{208}\text{Pb}$, конечным продуктом искусственного нептуниевое семейства является “маг” ${}^{209}\text{Bi}$.

3.2. Наибольшую энергию α -распада из всех членов радиоактивных семейств имеет ядро ${}^{212}_{84}\text{Po}^{128}$, которое превращается в дважды магическое ядро ${}^{208}_{82}\text{Pb}^{126}$.

3.3. Аномальное поведение энергии α -распада как функции массового числа для изотопных семейств в районе $N=126$. В результате анализа формулы Вайцеккера получили

$$\left. \frac{\partial Q_\alpha}{\partial A} \right|_{Z=\text{const}} < 0$$
, значит, в изотопном семействе энергия α -распада падает с ростом массового числа A . Исключение составляет группа ядер вблизи $N=126$.

4. Квадрупольный электрический момент ядра. Квадрупольный момент характеризует степень вытянутости зарядового распределения ядра (положительное значение квадрупольного момента, “огурец”) или его сплюснутости (отрицательное значение квадрупольного момента, “блин”). Электрические квадрупольные моменты основных состояний четно-четных ядер равны нулю. Если построить для нечетных и нечетно-нечетных ядер зависимость электрического квадрупольного момента от числа нечетного вида нуклона (протонов

или нейтронов), то получится сильно осциллирующая кривая, которая пересекает ось абсцисс при магических числах нуклонов. Это свидетельствует о том, что эти ядра имеют сферическую форму. Электрические квадрупольные моменты средних и тяжелых ядер меняют знак, когда число нуклонов проходит через магическое число. Это говорит о том, что при этом меняется форма ядра, происходит переход от вытянутой формы к сплюснутой или наоборот.

Таким образом, естественным объяснением существования магических чисел является идея о наличии в ядре замкнутых оболочек. Вначале эта идея представлялась совершенно нелепой. Действительно, для существования определенной орбиты нуклона нужно, чтобы длина его свободного пробега в ядерном веществе была существенно больше линейных размеров ядра. Оценим длину свободного пробега нейтрона в ядре, предполагая, что этот нейтрон взаимодействует только с протонами, количество которых составляет примерно половину нуклонов ядра. Нуклонная плотность в ядре $\rho = \frac{A}{4/3\pi R^3} \approx 0,7 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$. Учитывая, что сечение n - p -рассеяния при энергии нейтрона 30 МэВ (такова кинетическая энергия нуклона в ядре) $\sigma \approx 0,3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, найдем среднюю длину свободного пробега нейтрона внутри ядра

$$\lambda = \frac{1}{0,5\rho\sigma} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Она оказалась сравнима с радиусом ядра. Таким образом, говорить об орбите нуклона внутри ядра вроде бы не приходится. Выход из этой ситуации разглядел Э. Ферми. По его соображениям, невозбужденное ядро представляет собой систему фермионов с заполненными нижними уровнями. В соответствии с принципом Паули рассматриваемый нуклон не может испытывать столкновений с окружающими его нуклонами, так как при столкновении он должен потерять часть своей энергии и занять состояние с более низкой энергией. Но все низкоэнергетические состояния заняты, поэтому такой процесс оказывается запрещенным, т. е. на самом деле длина свободного пробега нуклона много больше нашей оценки.

Схематично модель выглядит так: рассматриваемый нуклон движется в силовом поле, создаваемом интерференцией попарного взаимодействия всех остальных нуклонов за счет ядерных и кулоновских сил. Это поле описывается потенциалом в виде ямы. Для нахождения уровней решается уравнение Шредингера с этим потенциалом. Форма потенциальной ямы влияет на положение уровней. Меняя ее, пытаются добиться совпадения чисел заполнения групп уровней, объединенных в оболочки с магическими числами. Это удалось сделать М. Гепперт-Майер после введения, с подсказки Э. Ферми, спин-орбитального взаимодействия так же, как это было сделано для объяснения тонкой структуры атомных спектров. Оболочечная модель сравнительно хорошо описывает нижние возбужденные состояния ядер.

Существует много гибридных моделей, соединяющих в себе некоторые свойства оболочечной модели и модели, описывающей какие-либо проявления, неподвластные модели оболочек. Можно назвать целый ряд комбинаций капельной и оболочечной моделей: схемы Нильссона, обобщенные модели О. Бора и Моттельсона, Хилла и Уилера и др. Усложнения, направленные на ликвидацию недостатков какой-либо основной модели, как правило, приводят к “побочным” эффектам, вызывающим рассогласование с данными наблюдений или противоречащим основным законам природы. Создается классическая ситуация: “Нос вытащишь — хвост увязнет”.

Кроме того, любое усложнение чревато введением дополнительных варьируемых параметров, которые получают из подгонки теоретических кривых под экспериментальные данные. Увеличение числа подгоночных параметров снижает предсказательную ценность модели. Другими словами, хорошее описание экспериментальных данных, даже удовлетворяющее статистическим критериям, еще не является доказательством адекватности модели. Все ядерные модели (теоретические подходы) можно условно разделить на микроскопические и полумикроскопические, хотя это разделение весьма условно. Обычно микроскопическими подходами называют такие, в которых задается только потенциал взаимодействия между двумя нуклонами, параметры которого подбираются по экспериментальным данным рассеяния нуклона на нуклоне

(pp -рассеяние, np -рассеяние, nn -рассеяние) в широком интервале энергий, поляризационным данным, результатам исследований реакций на легчайших ядрах и т. д.

Попытки экспериментально исследовать nn -рассеяния были (эксперимент с реактором в космосе), однако длина рассеяния нейтрона на нейтроне была получена из исследования нейтронных корреляций в трехчастичных реакциях с образованием двух нейтронов (реакции $D(n,2n)^1H$, $T(t,2n)^4He$, $^7Li(t,2n)^8Be$ и др.).

На основе принятого модельного механизма взаимодействия конструируется “суммарный” самосогласованный потенциал (например, методом Хартри – Фока) остова ядра, в поле которого рассматривается движение внешних, “валентных” нуклонов. В более точной теории при этом учитываются возмущения, которые вносят внешние нуклоны в поле остова.

Существуют и другие микроскопические подходы, например, так называемый метод резонирующих групп, в котором вначале ядро разбивается на кластеры, с помощью нуклон-нуклонного потенциала строятся волновые функции этих кластеров, а затем решается задача (обычно трехтельная) о взаимодействии этих кластеров.

Ярким представителем “полуэмпирических” моделей является капельная модель. Основная физическая идея облекается в некоторую математическую форму, константы в которой подгоняются как параметры под экспериментальные данные. Систематика зависимостей этих констант

т от
атом-
ных
но-
ме-
ров,
мас-
со-
вых
чи-
сел
и
дру-
гих
ха-
рак-
тери-
сти-
стик

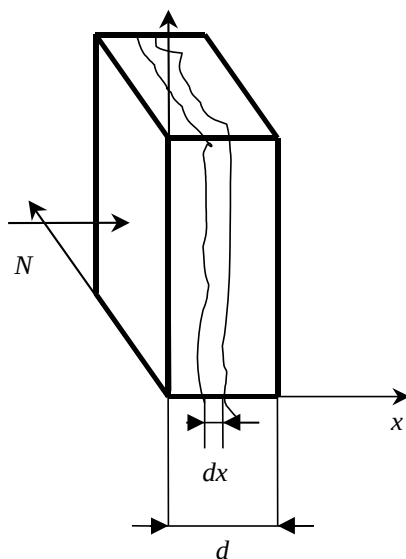


Рис. 22.

рассматриваемых ядер, а также энергий возбуждения и т. д. позволяет обеспечить предсказательную силу таких моделей.

Глава V

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Чем дальше эксперимент от теории, тем ближе к Нобелевской премии.

Ф. Жолио-Кюри

Мы уже пользовались понятием поперечного сечения процесса, теперь дадим ему определение: полное поперечное сечение σ какого-либо процесса, вызываемого пучком частиц, падающим на мишень из объектов одного сорта, при столкновении с которыми частицы вы-

зывают данный процесс, есть отношение числа актов этого процесса dN к произведению числа упавших на мишень частиц пучка N и числа объекта в единице площади мишени ndx в направлении падающего пучка (n – число объектов в единице объема; dx – толщина мишенного слоя) (рис. 22). Таким образом,

$$\sigma = \frac{dN}{Nndx}.$$

Очевидно, $N(x)$ уменьшается по мере роста x , поэтому dN должно быть отрицательной величиной:

$$dN = -N(x)n\sigma dx$$

или

$$\frac{dN}{N} = -n\sigma dx.$$

После интегрирования $\ln N = -n\sigma x + C$ или $N(x) = Ce^{-n\sigma x}$. При $x = 0$ $C = N_0$, тогда $N(x) = N_0 e^{-n\sigma x}$; при $x = d$ $N(d) = N_0 e^{-n\sigma d}$. Число актов взаимодействия после прохождения слоя вещества толщиной d : $\Delta N = N(0) - N(d) = N_0(1 - e^{-n\sigma d})$. Если слой вещества “тонкий”, т. е. $n\sigma d \ll 1$, то $e^{-n\sigma d} \approx 1 - n\sigma d$ и $\Delta N = N_0 n\sigma d$.

Таким образом, сечение какого-либо процесса можно интерпретировать как воображаемое геометрическое поперечное сечение в предположении, что других процессов, кроме рассматриваемого, нет. С классической точки зрения, полное сечение должно быть равно произведению геометрического поперечного сечения на вероятность рассматриваемого процесса, т. е. сечение процесса не должно быть больше геометрического. Однако, как мы увидим, в силу волновых свойств микрообъектов это не так: сечение процесса может быть существенно больше геометрического.

Мы рассмотрели полное (интегральное) сечение, которое характеризует вероятность процесса независимо от пространственных характеристик выходов продуктов, родившихся в нем. Для получения информации о пространственных характеристиках используют зависимости вероятности образования вторичных продуктов от углов вылета (так называемые угловые распределения), которые определяются дифференциальными по углам поперечными сечениями

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi),$$

где θ и φ – соответственно, полярный и азимутальный углы сферической системы координат, начало которой совпадает с центром объекта взаимодействия, а полярная ось Z – с направлением налетающей частицы; Ω – телесный угол (рис. 23).

Полное сечение может быть получено интегрированием дифференциального

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) d\Omega = \iint \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) d\varphi \sin\theta d\theta.$$

При неполяризованных пучке и мишени дифференциальное сечение не зависит от азимутального угла. В этом случае

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) d\theta \sin\theta.$$

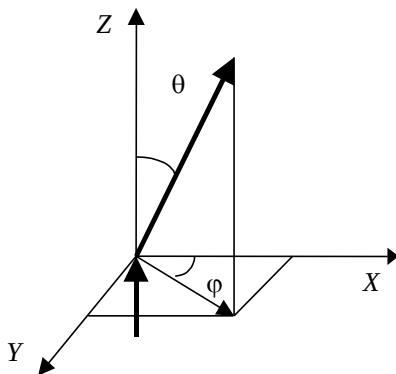


Рис. 23

Типы процессов, сопровождающих прохождение разных видов ионизирующих излучений через вещество, существенно зависят от вида ионизирующего излучения и в меньшей степени – от состояния вещества. Вид излучения определяет силы, участвующие в его взаимодействии с веществом. По современным воззрениям, в природе существуют четыре типа взаимодействий (сил): сильное (ядерное), электромагнитное, слабое и гравитационное.

Сильное взаимодействие. К нему относятся ядерные силы, обеспечивающие устойчивость атомных ядер за счет взаимодействия (притяжения) нуклонов. Сильному взаимодействию подвержены, кроме нуклонов, некоторые элементарные частицы и резонансы (π - и K -мезоны, гипероны и др. вместе со своими античастицами). Все сильно взаимодействующие частицы называют адронами, а само взаимодействие адронным. Таким образом, нуклонное (ядерное взаимодействие) является частным случаем адронного. По современной модели сильного взаимодействия, основанной на квантовой хромодинамике, адронное взаимодействие является проявлением “сверхсильного” (истинно сильного) взаимодействия между кварками, из которых состоят все адроны. Нас интересует только нуклонное (ядерное) сильное взаимодействие. Его переносчиком (квантом поля) являются π -мезоны, оно характеризуется малым радиусом действия ($\sim 10^{-13}$ см) и высокой интенсивностью в зоне действия. Характерные времена протекания процессов с участием сильного взаимодействия 10^{-23} – 10^{-21} с, характерные величины сечений 10^{-27} – 10^{-24} см². Процессы, обусловленные сильным взаимодействием при прохождении ионизирующих излучений через вещество: ядерные реакции, упругое рассеяние, обусловленное ядерными силами, неупругое рассеяние.

Электромагнитное взаимодействие. Этот вид взаимодействия (наряду с гравитационным) обеспечивает проявление практически всех видов сил, наблюдаемых в окружающей природе при нормальных условиях. Молекулярные силы, силы трения, силы, проявляющиеся в магнитных, электрических и оптических явлениях, – это проявления электромагнитного взаимодействия. Интенсивность этого взаимодействия на два-три порядка слабее ядерного в зоне действия ядерных сил. Электромагнитное взаимодействие является дальнодействующим. Потенциал, характеризующий электрический компонент этого взаимодействия, спадает на больших расстояниях обратно пропорционально расстоянию между взаимодействующими частицами. Характерные времена электромагнитных процессов $\sim 10^{-19}$ с.

Слабое взаимодействие. Этот вид взаимодействия обуславливает процессы распада элементарных частиц, в том числе β^- , β^+ -процессы и электронный захват в атомных ядрах. Слабое взаимодействие менее интенсивно, чем сильное, в $\sim 10^{10}$ – 10^{13} раз. Характерное время слабых процессов составляет 10^{-10} – 10^{-11} с. Квантами поля слабого взаимодействия являются лептоны. Слабое взаимодействие может проявляться и в реакциях, например, в реакциях захвата нейтрино (антинейтрино) нуклоном (обратный β -процесс). Сечение таких процессов чрезвычайно мало – около 10^{-43} см² при энергии нейтрино порядка 1 МэВ.

Гравитационное взаимодействие является самым слабым из существующих, поэтому проявляется только при больших массах взаимодействующих тел. При описании явлений микромира этим видом взаимодействия можно пренебречь. Исключением являются опыты с ультрахолодными нейтронами (нейтроны с энергией $E \approx 10^{-7}$ эВ). Скорость таких нейтронов

$$V = \sqrt{\frac{2E}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{-7} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}}{1,67 \cdot 10^{-24}}} \approx 437 \text{ см/с.}$$
 Такой нейтрон под действием силы тяжести будет лететь подобно камню, брошенному с такой же скоростью. Максимальную высоту подъема можно вычислить по формуле
$$h = \frac{V^2}{2g} = \frac{437^2}{2 \cdot 980} \approx 96 \text{ см.}$$
 Напомним, что очень малая величина

эффекта взаимодействия γ -квантов с гравитационным полем Земли явилась предметом исследования в опытах Паунда и Ребке по определению так называемого красного смещения фотонов с целью проверки предсказаний ОТО.

Для сравнения интенсивностей всех типов взаимодействия Л. Б. Окунь предложил следующий подход (см.: Окунь Л. Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М.: Физматгиз, 1963). Рассмотрим частицу, подверженную всем четырем типам взаимодействия, например, протон. Вычислим энергию системы, состоящей из двух протонов, находящихся на расстоянии порядка радиуса протона, т. е. $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ см, для каждого типа взаимодействия. Соотношение этих энергий и даст представление о масштабах интенсивностей взаимодействий. Результаты такой оценки даны в относительных единицах (единица выбрана так, что энергия электромагнитного взаимодействия в ней численно равна постоянной тонкой структуры): сильное взаимодействие – 14; электромагнитное – $\sim 1/137$; слабое – $\sim 10^{-8} - 10^{-10}$; гравитационное – $\sim 10^{-38}$.

Мы рассмотрим практически важные случаи взаимодействия быстрых заряженных частиц (протонов, ионов, электронов), нейтронов, рентгеновского и γ -излучений со средой при нормальных условиях. Напомним, что рентгеновские и γ -кванты имеют одну и ту же природу – это кванты электромагнитного поля. Отличаются они происхождением: традиционно γ -квантами называют кванты электромагнитного излучения, возникающие при внутриядерных процессах; рентгеновским излучением называют тормозное излучение заряженных частиц и характеристическое излучение, сопровождающее ионизацию внутренних оболочек атомов. Упомянем еще синхротронное излучение, которое по своей физической природе является электромагнитным, обусловленным ускоренным движением электрически заряженных частиц. Электромагнитную природу имеют также и аннигиляционные кванты, сопровождающие аннигиляцию электрон-позитронной пары. В дальнейшем для краткости под γ -квантами мы будем подразумевать все виды электромагнитных квантов. Заметим, что все перечисленные виды ионизирующих излучений подвержены гравитационному взаимодействию, которым мы будем пренебрегать в силу малого влияния на рассматриваемые процессы. Гамма-излучение подвержено электромагнитному взаимодействию и не участвует в сильном и слабом. Протоны, ионы, нейтроны и электроны испытывают электромагнитное и слабое взаимодействия, но протоны, нейтроны и ионы подвержены также сильному взаимодействию. Преобладающий тип взаимодействия определяется конкретным видом излучения. Как уже упоминалось, влияние состояния среды на процессы взаимодействия с ионизирующим излучением незначительно, но есть по крайней мере два исключения:

1. В случае хорошо упорядоченной среды – кристалла – возникают эффекты каналирования. В этом случае, вследствие выстроенности атомов среды, интенсивность взаимодействия излучения с веществом будет сильно зависеть от направления излучения относительно оси выстроенности. Для таких сред характерны когерентные явления и в процессах отражения излучения от поверхности среды (брэгговское отражение), когда длина волны излучения близка к параметру кристаллической решетки.

2. Если среда представляет собой сильно ионизированную плазму, то потери энергии излучения, связанные с ионизацией среды, уменьшаются, что приводит к существенным изменениям соотношений интенсивностей протекающих при этом процессов по сравнению с взаимодействием излучения со средой в “нормальном” состоянии.

5.1. Прохождение γ -излучения через вещество

При прохождении γ -излучения через вещество наблюдается ослабление интенсивности пучка из-за его взаимодействия с атомами среды.

Пусть пучок монохроматического γ -излучения, распространяясь вдоль оси X (рис. 24), имеет перед входом в среду интенсивность $I(0)$, тогда изменение интенсивности $dI(x)$ на

глубине x за счет взаимодействия с веществом в слое, расположенном от x до $(x + dx)$, определяется выражением

$$dI(x) = -I(x)N\sigma dx,$$

где N – число атомов в единице объема вещества; σ – полное сечение взаимодействия с веществом.

Перепишем это дифференциальное уравнение, разделив переменные I и x и проинтегрировав левую и правую части уравнения $\int \frac{dI}{I} = -N\sigma x + C = \ln I$, после потенцирования получим

$$I(x) = C_1 \exp(-N\sigma x).$$

При $x=0$ $I(x) = I(0)$ (граничные условия), поэтому $C_1 = I(0)$. Окончательно получим

$$I(x) = I(0)\exp(-N\sigma x).$$

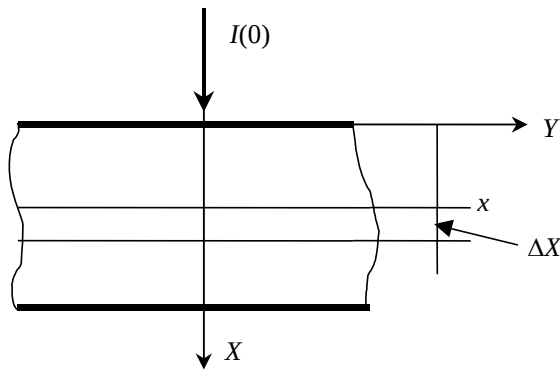


Рис. 24

Обычно вводят коэффициент поглощения $\tau = N\sigma$, имеющий размерность обратной длины см^{-1} . Тогда

$$I(x) = I(0)\exp(-\tau x).$$

Часто пользуются массовым коэффициентом поглощения $\tau_m = \tau/\rho$ с размерностью $\text{см}^2/\text{г}$, где ρ – плотность вещества, $\text{г}/\text{см}^3$. В этом случае

$$I(x) = I(0)\exp(-\tau_m d),$$

где d – массовая толщина слоя вещества с линейным размером x , $\text{г}/\text{см}^2$.

Существует четыре основных процесса, обуславливающих выбывание γ -квантов из пучка при прохождении через вещество (мы будем рассматривать энергетический интервал $E_\gamma < 200$ МэВ, т. е. ниже порога рождения мезонов):

- фотопоглощение;
- когерентное рассеяние;
- некогерентное рассеяние;
- рождение электрон-позитронных пар.

Каждый процесс характеризуется своим сечением и коэффициентом поглощения (парциальным). Так как эти процессы независимы друг от друга, то полный коэффициент поглощения равен сумме парциальных

$$\tau = \tau_\phi + \tau_{\text{нр}} + \tau_{\text{кр}} + \tau_{\text{пар}},$$

где $\tau_{\text{ф}}$, $\tau_{\text{нр}}$, $\tau_{\text{кр}}$, $\tau_{\text{пар}}$ – парциальные коэффициенты поглощения для фотопоглощения, когерентного рассеяния, некогерентного рассеяния и эффекта рождения электрон-позитронных пар, соответственно.

Кроме этих процессов при распространении γ -излучения в среде могут протекать ядерные реакции, вызываемые γ -квантами (так называемые фотоядерные реакции). Вследствие малости сечений фотоядерных реакций по сравнению с сечениями перечисленных процессов влияние их на прохождение γ -квантов пренебрежимо мало. Однако в результате фотоядерных реакций могут образовываться радиоактивные ядра (происходит активация среды), поэтому может возникнуть необходимость учета вклада фотоядерных реакций.

Экспоненциальный закон уменьшения интенсивности по мере углубления в вещество выведен в предположении, что акт взаимодействия приводит к безвозвратному исчезновению γ -кванта из пучка. Это справедливо для узкого пучка и небольших толщин среды. В противном случае из-за многократных актов взаимодействия есть определенная вероятность возвращения рассеянных квантов в пучок. Энергия этих квантов из-за некогерентного рассеяния и эффекта образования пар с последующей аннигиляцией позитрона может отличаться от энергии первичных квантов. Это явление называется эффектом накопления. Учет эффекта накопления возможен для конкретной геометрии с помощью метода статистического моделирования процесса прохождения излучения через вещество (метод Монте-Карло).

5.1.1. Фотопоглощение

Фотопоглощение (фотоэлектрический эффект) – процесс, при котором квант передает свою энергию E_{γ} связанному электрону, при этом часть энергии расходуется на преодоление связи электрона с атомом, а остальная реализуется в виде кинетической энергии электрона E_e . Таким образом,

$$E_e = E_{\gamma} - I_i, \quad (20)$$

где I_i – энергия ионизации i -й электронной оболочки атома (i принимает значения K, L, M, N, O, P или Q в соответствии с обозначением оболочки, с которой вылетел фотоэлектрон).

Если энергия кванта меньше энергии ионизации некоторой оболочки, то фотопроект может происходить только на более удаленных от ядра оболочках. Возникшая в оболочке после вылета фотоэлектрона вакансия заполняется одним из электронов внешних оболочек, вновь образовавшаяся вакансия заполняется электроном с еще более удаленной оболочки и т. д. При этом атом (точнее, ион) получает энергию возбуждения, равную энергии ионизации оболочки, с которой вылетел фотоэлектрон. Эта энергия может быть высвечена в виде характеристического рентгеновского излучения (так называемый радиационный процесс), либо за счет испускания оже-электрона (безрадиационный процесс).

Фотоэффект может происходить только на связанном электроне. Докажем “от противного” невозможность фотоэффекта на свободном электроне.

Полагая, что акт фотоэффекта произошел на свободном электроне ($I_i = 0$), из закона сохранения энергии (20) имеем $E_e = E_{\gamma}$.

Так как $E_e = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2$, получаем

$$E_{\gamma} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2.$$

Перепишем это выражение, разделив левую и правую части на mc^2 ,

$$\frac{E_\gamma}{mc^2} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1. \quad (21)$$

Закон сохранения импульса требует равенства импульсов первичного кванта и фотоэлектрона

$$\frac{E_\gamma}{c} = P_e = \frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}} V = \frac{m\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

где P_e и V – импульс и скорость фотоэлектрона, соответственно.

Отсюда

$$\frac{E_\gamma}{mc^2} = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Сравнивая это равенство с (21), получаем

$$\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1, \text{ после преобразований имеем}$$

$$1-\beta = \sqrt{1-\beta^2}.$$

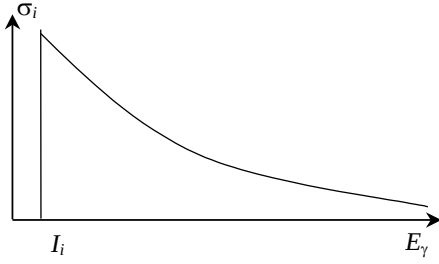


Рис. 25.

Возведя это равенство в квадрат, получим $\beta(\beta-1)=0$. Корни этого уравнения $\beta=0$ и $\beta=1$.

Первый корень соответствует нулевой энергии γ -кванта, второй – скорости фотоэлектрона, равной скорости света, что невозможно с точки зрения релятивистской механики. Таким образом, одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса невозможно при фотоэффекте на свободном электроны, что означает невозможность самого процесса.

Как уже упоминалось, фотоэффект на какой-нибудь оболочке (подоболочке) возможен лишь для энергий γ -квантов, превосходящих энергию ионизации этой оболочки (подоболочки). Таким образом, сечение фотоэффекта на некой оболочке (подоболочке) как функция энергии γ -кванта имеет вид, изображенный на рис. 25. Теоретическое описание сечения фотоэффекта для K -оболочки получил В. Гайтлер на основе квантовой электродинамики. Дифференциальное сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = 4\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 r_e^2 \left(mc^2/E_\gamma \right)^{7/2} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi (1 + 4\beta \cos \theta),$$

где $\alpha = e^2/(\hbar c) \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры; $r_e = e^2/(mc^2) \approx 2,82 \cdot 10^{-13}$ см – классический радиус электрона.

В случае неполяризованного пучка φ является циклической координатой, тогда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = 4\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 r_e^2 \left(mc^2/E_\gamma \right)^{7/2} \sin^2 \theta (1 + 4\beta \cos \theta) \int_0^{2\pi} d\varphi \cos^2 \varphi.$$

Вспомнив, что $\int_0^{2\pi} d\varphi \cos^2 \varphi = \pi$, получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = 4\pi\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 r_e^2 \left(mc^2/E_\gamma \right)^{7/2} \sin^2 \theta (1 + 4\beta \cos \theta). \quad (22)$$

Если $E_\gamma \ll mc^2 \approx 0,511 \text{ МэВ}$, то $\beta \approx 0$, тогда $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \sim \sin^2 \theta$. В этом случае наиболее вероятным углом вылета фотоэлектронов будет угол 90° относительно направления распространения γ -кванта. По мере роста E_γ этот угол уменьшается, стремясь в пределе к $\sim 50^\circ$.

Используя (22), получим полное сечение фотопоглощения для K-оболочки

$$\sigma_K = \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) d\theta \sin \theta = A \int_0^\pi \sin^2 \theta (1 + 4\beta \cos \theta) d\theta \sin \theta,$$

где $A = 4\pi\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 r_e^2 (mc^2/E_\gamma)^{7/2}$.

После вычисления интеграла получим окончательно

$$\sigma_K = 32\pi\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 r_e^2 (mc^2/E_\gamma)^{7/2} (1/3 + 2\beta).$$

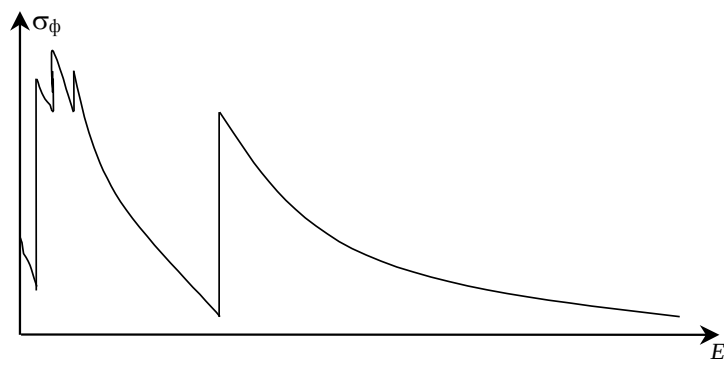


Рис. 26

Более удобно для практических расчетов выражение для $E_\gamma < 10 \text{ МэВ}$

$$\sigma \approx 1,05 \cdot 10^{-16} Z^5 (13,61/E_\gamma)^{7/2},$$

где $\sigma, \text{ см}^2$; $E_\gamma, \text{ эВ}$.

Полное сечение фотопоглощения σ_ϕ равно сумме сечений на всех оболочках. Его зависимость от энергии γ -квантов имеет характерные пики при энергиях, соответствующих энергиям ионизации оболочек с крутым срезом со стороны малых энергий и со спадом $\sim E_\gamma^{-7/2}$ (рис. 26).

5.1.2. Когерентное рассеяние

Во всех частях земного шара имеются свои, даже иногда очень любопытные, другие части.

К. Прутков

Когерентное (упругое) рассеяние предсказано классической волновой теорией. На ее основе Дж. Томсон получил выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния свободным электроном

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta),$$

где $r_0 = e^2/(mc^2)$ – классический радиус электрона.

Полное сечение этого процесса в случае неполяризованного пучка легко вычислить:

$$\sigma_T = \iint \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta) d\theta \sin \theta d\varphi = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6,651 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

В выражении для “классического” упругого рассеяния отсутствует составляющая энергетической зависимости. Следует учесть, что такой процесс должен происходить на свободных электронах (вообще говоря, на свободных зарядах). Упругое рассеяние на связанных электронах должно состоять из резонансного и нерезонансного рассеяния. Последнее называется рэлеевским рассеянием и является рассеянием в оптически неоднородной среде с размерами неоднородностей много меньшими длины волны налетающих квантов. Оно и будет определяющим в рассматриваемом нами диапазоне энергий налетающих квантов. “Точное” решение этой задачи дает квантовая электродинамика. Учитывая малое влияние рэлеевского рассеяния на распространение в веществе γ -квантов при решении практических задач по расчету защиты от ионизирующих излучений и описанию процессов регистрации γ -квантов в детекторах, более подробно его рассматривать не будем.

В когерентное рассеяние вносит вклад (пренебрежимо малый в интересующей нас области энергий γ -квантов) еще и так называемое дельбрюксовское рассеяние, теоретически предсказанное М. Дельбрюком и впервые экспериментально обнаруженное Р. Вильсоном. По существу это есть рассеяние γ -квантов на кулоновском поле ядра. Сечение дельбрюксовского рассеяния сосредоточено в области малых углов рассеяния. Это типичный нелинейный эффект второго порядка, предсказываемый квантовой электродинамикой. Механизм его состоит в том, что γ -квант в кулоновском поле ядра рождает виртуальную электрон-позитронную пару, которая тут же аннигилирует с испусканием одного (!) γ -кванта первоначальной энергии.

5.1.3. Некогерентное рассеяние

При энергии квантов, превосходящей энергию связи электрона, кроме когерентного рассеяния наблюдается чисто квантово-механический процесс, называемый некогерентным рассеянием. Этот процесс, обнаруженный А. Комптоном, стал одним из краеугольных камней экспериментального обоснования существования фотонов и вошел в историю науки под названием эффекта Комптона.

В своем эксперименте при облучении монохроматическими γ -квантами тонких фольг А. Комптон обнаружил, что кроме первичных γ -квантов с длиной волны λ_0 есть еще γ -кванты с другими длинами волн λ , причем $\lambda > \lambda_0$, разность $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ растет с ростом угла рассеяния и для заданного угла рассеяния $\Delta\lambda$ не зависит от материала рассеивающей фольги.

Наблюдаемые факты не объясняются волновой теорией электромагнитного излучения, но находят непротиворечивое толкование при предположении, что в данном случае наблюдается столкновение кванта с энергией E_γ и импульсом $\vec{P}_\gamma$ с покоящимся электроном, в результате которого часть энергии и импульса налетающего кванта передается электрону, при этом образуется вторичный квант, который уносит оставшиеся энергию $E_{\gamma'}$ и импульс $\vec{P}_{\gamma'}$ (рис. 27). Таким образом, из законов сохранения энергии и импульса имеем

$$E_\gamma = E_{\gamma'} + E_e \text{ и } \vec{P}_\gamma = \vec{P}_{\gamma'} + \vec{P}_e.$$

Помня, что $P_\gamma = E_\gamma/c$, $P_{\gamma'} = E_{\gamma'}/c$, а $E_e = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2$ и $P_e = \frac{mV}{\sqrt{1-\beta^2}}$, запишем систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} E_\gamma &= E_{\gamma'} + \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2, \\ \frac{(mc^2)^2 \beta^2}{1-\beta^2} &= E_\gamma^2 + E_{\gamma'}^2 - 2E_\gamma E_{\gamma'} \cos \theta, \end{aligned} \right\},$$

в которой заменим $\varepsilon = E_\gamma/(mc^2)$, $\varepsilon' = E_{\gamma'}/(mc^2)$

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon' + \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1, \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\beta^2}{1-\beta^2} &= \varepsilon^2 + \varepsilon'^2 - 2\varepsilon\varepsilon' \cos \theta, \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Из (23) получим

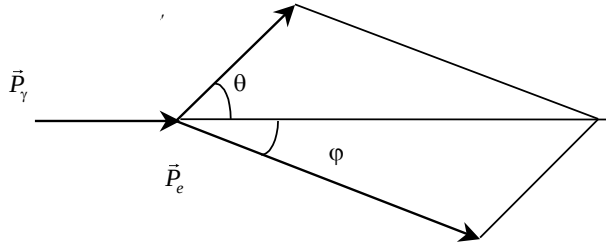


Рис. 27

$$\beta^2 = \frac{(\varepsilon - \varepsilon')^2 + 2(\varepsilon - \varepsilon')}{1 + (\varepsilon - \varepsilon')^2 + 2(\varepsilon - \varepsilon')}.$$

Подставив в (24) и сделав алгебраические преобразования, имеем

$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)},$$

или, вернувшись к первоначальным обозначениям,

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \theta)}.$$

Так как $E_\gamma = E_{\gamma'} + E_e$ и $P_\gamma = P_{\gamma'} + P_e$, с помощью простых алгебраических преобразований получим все варианты соотношений между углами рассеяния и энергиями γ -квантов и электрона

$$E_e = E_\gamma \frac{\frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \theta)} = \frac{2 \frac{E_\gamma^2}{mc^2}}{1 + 2 \frac{E_\gamma}{mc^2} + \left(1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}, \quad (25a)$$

$$\cos \theta = 1 - \frac{2}{\left(1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \varphi + 1}, \quad (25б)$$

$$\operatorname{ctg} \varphi = \left(1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}\right) \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}. \quad (25в)$$

Сечение неупругого рассеяния γ -квантов на свободном электроне было получено О. Клейном и У. Нишиной (на год позже – И. Е. Таммом) с использованием уравнения Дирака

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma}\right)^2 \left(\frac{E_\gamma}{E_{\gamma'}} + \frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} - \sin^2 \theta\right).$$

Полученные выше соотношения между углами и энергиями позволяют переписать формулу Клейна – Нишины в более удобном для вычислений виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{1}{[1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)]^2} \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\varepsilon^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)^2}\right].$$

Обратим внимание на то, что при малых энергиях первичных квантов ($E_\gamma \rightarrow 0$) формула Клейна – Нишины вырождается в формулу Томсона, при $\theta \rightarrow 0$ сечение перестает зависеть от энергии и стремится к значению, которое получается из формулы Томпсона при $\theta = 0$. Для получения полного сечения в предположении неполяризованного пучка достаточно вычислить интеграл

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Ком}} &= \iint \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) d\theta \sin \theta d\varphi = \\ &= 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right\}. \end{aligned}$$

Практически “чистое” комптоновское рассеяние (рассеяние на несвязанном электроне) реализуется только в случае полностью ионизированной плазмы – внутри звезд и других космических объектов. В земных условиях она может быть получена только при термоядерном взрыве. В этом случае формулы Комптона и Клейна – Нишины применимы в системе координат, в которой первичный электрон покоится. Тем не менее, эти формулы могут быть использованы и при взаимодействии γ -квантов с веществом, находящимся в нормальных условиях, если энергия γ -квантов существенно выше энергии ионизации атомов вещества, а угол вылета вторичного γ -кванта достаточно сильно отличен от нуля. В противном случае необходимо учитывать импульсное распределение электронов на оболочках атомов вещества. Оно рассчитывается методом самосогласованного поля (метод Хартри – Фока) или приближенно, с использованием модели непрерывного распределения плотности электронов по расстоянию от центра ядра (распределение Томаса – Ферми).

5.1.4. Рождение электрон-позитронных пар

Факты не существуют – есть только интерпретация.

Ф. Ницше

При энергии γ -квантов, превосходящей удвоенную энергию покоя электрона, энергетически возможен процесс рождения электрон-позитронной пары. При этом γ -квант исчезает, а его энергия, за вычетом удвоенной энергии покоя электрона, выделяется в виде кинетических энергий образовавшихся электрона и позитрона.

Покажем, что этот процесс возможен только в поле какой-либо частицы и невозможен в вакууме. Действительно, предположив, что такой процесс возможен в вакууме, запишем, исходя из законов сохранения энергии и импульса,

$$\left. \begin{aligned} E_\gamma &= E_+ + E_- = \frac{m_+ c^2}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{m_- c^2}{\sqrt{1-\beta_-^2}}, \\ \vec{P}_\gamma &= \vec{P}_+ + \vec{P}_-, \end{aligned} \right\},$$

где индекс “+” обозначает принадлежность позитрону, а индекс “-” электрону.

Для простоты рассмотрим случай, когда электрон и позитрон летят по направлению γ -кванта, т. е. векторы всех трех импульсов коллинеарны. Тогда

$$P_\gamma = E_\gamma/c = P_+ + P_- = \frac{m_+ V_+}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{m_- V_-}{\sqrt{1-\beta_-^2}}.$$

Подставив E_γ из уравнения, выражающего закон сохранения энергии, получим

$$\frac{m_+ c}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{m_- c}{\sqrt{1-\beta_-^2}} = \frac{m_+ V_+}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{m_- V_-}{\sqrt{1-\beta_-^2}}.$$

Учитывая, что $m_+ = m_-$, и разделив правую и левую части уравнения на c , найдем

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{1}{\sqrt{1-\beta_-^2}} = \frac{\beta_+}{\sqrt{1-\beta_+^2}} + \frac{\beta_-}{\sqrt{1-\beta_-^2}}.$$

После несложных алгебраических преобразований получим $\beta_+ = \beta_- = \beta$. Подставив в предыдущее выражение, получим $\beta = 1$ или $V_+ = V_- = c$, что противоречит теории относительности.

Таким образом, эффект рождения пары может происходить лишь при наличии дополнительного тела, которому будет передан “излишек” импульса. Таким телом может быть атомное ядро или электрон. Так как масса ядра велика, то энергия отдачи очень мала, поэтому пороговая энергия E_{th} , начиная с которой наблюдается рождение пар в поле ядра, практически равна удвоенной энергии покоя электрона: $E_{th} \approx 2mc^2 \approx 1,022$ МэВ. В случае рождения пары в поле электрона нужно учитывать отдачу. В результате $E_{th} \approx 4mc^2 \approx 2,044$ МэВ.

Теория образования пар в поле ядра была создана Г. Бете и В. Гайтлером. Они рассматривали на основе квантовой электродинамики процесс тормозного излучения электронов в поле ядра в борновском приближении и без учета экранирования. Процесс образования пар рассматривался ими в качестве обратного. По теории Дирака позитрон является незанятым состоянием (дыркой) в бесконечном фоне состояний электронов с отрицательной энергией. Процесс, обратный образованию пар, представляет собой аннигиляцию электрон-позитронной пары в кулоновском поле ядра с образованием одного γ -кванта. Такой процесс возможен при наличии третьего тела, которому передается избыток импульса. Таким третьим телом является ядро, в поле которого происходит аннигиляция. Процесс аннигиляции можно рассматривать как переход электрона с положительной энергией в состояние с отрицательной энергией, при этом разность энергий выделяется в виде γ -кванта. Таким образом, этот процесс может рассматриваться как тормозное излучение, при котором падающий электрон рассеивается и переходит в состояние с отрицательной энергией. Так как существует связь между вероятностью некоторого процесса и вероятностью ему обратного (принцип детального равновесия),

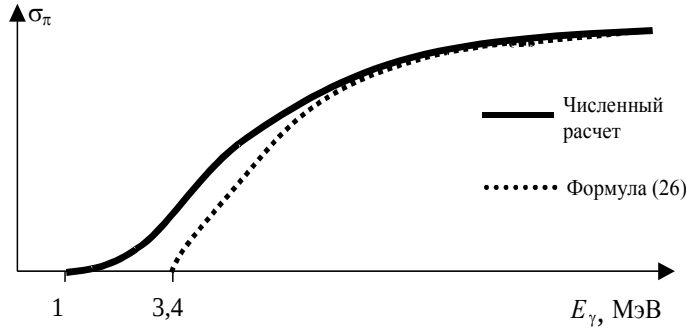


Рис. 28

то расчет вероятности образования пар можно провести на основе расчета вероятности тормозного излучения.

В результате Гайтлер и Бете получили весьма сложное выражение для спектра позитронов и электронов, интеграл от которого по энергиям позитрона и электрона дает полное сечение эффекта образования пар. Однако в аналитическом виде представить этот интеграл не удастся. Только в двух случаях были получены приближенные аналитические выражения:

1) при $2mc^2 \ll E_\gamma \ll \frac{mc^2}{\alpha Z^{1/3}}$ хорошие результаты дает выражение

$$\sigma_\pi = \alpha Z^2 r_0^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} - \frac{218}{27} \right), \quad (26)$$

2) при $E_\gamma \gg \frac{mc^2}{\alpha Z^{1/3}}$ сечение образования пар стремится с ростом E_γ к постоянной величине $\sigma_\pi = \alpha Z^2 r_0^2 \left(\frac{28}{9} \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right)$.

Выражение $\sigma_\pi \propto Z^2 \ln(E_\gamma/mc^2)$ удовлетворительно передает зависимость полного сечения образования пар от атомного номера вещества среды и энергии γ -кванта для не слишком малых

энергий $E_\gamma \gg 2mc^2$ (рис. 28).

Напомним, что образование пар может происходить и в кулоновском поле электрона. При этом электрон, в поле которого рождается пара, благодаря отдаче получает энергию, сравнимую с энергиями компонентов пары. Таким образом, в результате акта рождается три частицы – два электрона и позитрон, поэтому процесс называют “триплетным” рождением пары. Полное сечение этого процесса $\sigma_{пе}$ всегда меньше сечения рождения пары в поле ядра, в пределе при больших энергиях стремящееся к нему. Для не слишком малых энергий получено аналитическое выражение, представляющее $\sigma_{пе}$ как функцию от атомного номера вещества среды и энергии кванта

$$\sigma_{пе} = \alpha Z^2 r_0^2 \left\{ \frac{28}{9} \ln 2\varepsilon - \frac{218}{27} - \varepsilon^{-1} \left[\frac{3}{4} (\ln 2\varepsilon)^3 - 3(\ln 2\varepsilon)^2 + 6,84 \ln 2\varepsilon + 21,51 \right] \right\}$$

в расчете на атом. Легко видеть, что при $\varepsilon \rightarrow \infty$ эта формула вырождается в (26).

Здесь $\varepsilon = E_\gamma/mc^2$.

Итак, мы рассмотрели процессы взаимодействия γ -квантов с веществом при условиях, близких к нормальным. Подведем итоги.

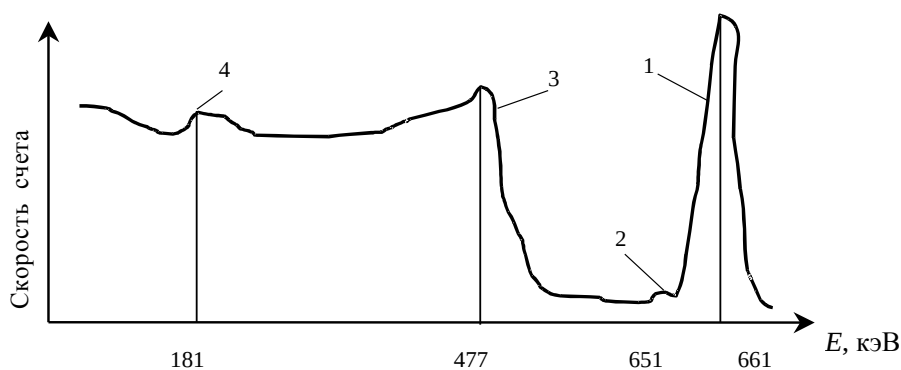


Рис. 30

Полное сечение взаимодействия $\sigma_{\text{полн}}$ равно сумме сечений четырех процессов: фотопоглощения ($\sigma_{\text{ф}}$), когерентного ($\sigma_{\text{к}}$) и некогерентного ($\sigma_{\text{нк}}$) рассеяния и рождения электрон-позитронных пар. На рис. 29 показан ход парциальных и полного сечений поглощения для свинца.

В качестве иллюстрации применения изученного нами материала по взаимодействию γ -квантов с веществом рассмотрим аппаратную форму γ -линии в однокристалльном спектрометре γ -квантов.

На рис. 30 показан аппаратный спектр германиевого однокристалльного спектрометра при регистрации γ -квантов с энергией 0,661 МэВ от источника ^{137}Cs . Детали структуры спектра: 1 – пик полного поглощения; 2 – пик, образованный в результате фотопоглощения, но сопровождаемый вылетом К-кванта характеристического излучения германия; 3 – край спектра комптоновских электронов. Максимальная энергия комптоновского распределения определяется формулой (25) при $\theta = 180^\circ$: $E_e^{\text{max}} = \frac{2E_\gamma^2}{mc^2 + 2E_\gamma}$. Для $E_\gamma = 0,661 \text{ МэВ}$ E_e^{max} составит 0,477 МэВ; 4 – пик обратного рассеяния, определяемый выражением $E_\gamma^{\text{обр}} = E_\gamma - E_e^{\text{max}} = 181 \text{ кэВ}$.

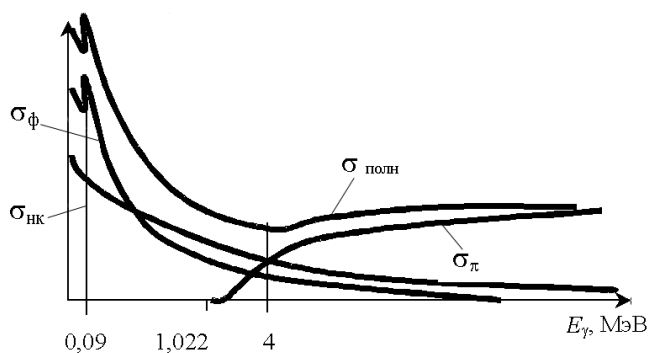


Рис. 29

На рис. 31 изображен аппаратный спектр кремниевого однокристалльного спектрометра при регистрации γ -квантов с энергией 60 кэВ от источника ^{241}Am после фильтрации линий нептуниевого характеристического излучения.

Детали структуры спектра: 1 – пик полного поглощения; 2 – пик, образованный в результате фотопоглощения, но сопровождаемый вылетом K -кванта характеристического излучения кремния; 3 – край спектра комптоновских электронов (для $E_\gamma = 60$ кэВ эта величина составит 11,4 кэВ); 4 – пик обратного рассеяния, определяемый выражением $E_\gamma^{\text{обр}} = E_\gamma - E_e^{\text{max}} = 48,6$ кэВ.

На рис. 32 изображен аппаратный спектр германиевого однокристалльного спектрометра при регистрации γ -квантов с энергией 4440 кэВ от распада первого возбужденного состояния ядра ^{12}C . Детали структуры спектра: 1 – пик полного поглощения, обусловленный, главным образом, процессом образования пар при поглощении обоих аннигиляционных квантов внутри чувствительного объема детектора; 2 – пик, образованный в результате вылета одного из аннигиляционных квантов за пределы чувствительного объема детектора; 3 – пик, образованный в результате вылета обоих аннигиляционных квантов за пределы чувствительного объема детектора; 4 – комптоновское предельно-аннигиляционного кван-

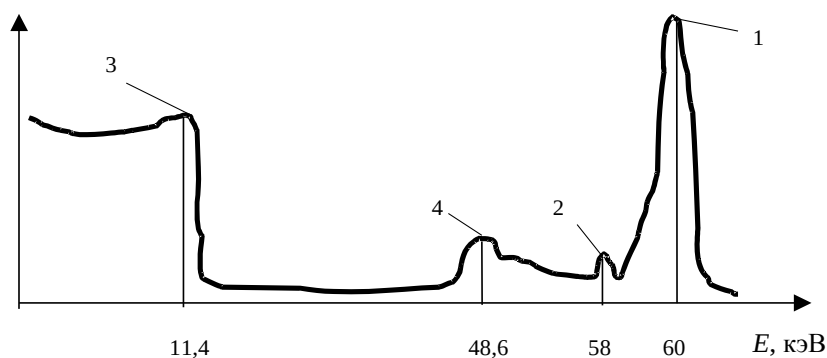


Рис. 31.

5.2.
дение
ных
через

Прохож-
заряжен-
частиц
вещество

Быстрые заряженные частицы, проходя через вещество, теряют энергию в основном за счет неупругого взаимодействия с электронами атомов вещества. Пока энергия этих частиц такова, что их скорость существенно выше скорости орбитальных электронов атомов среды, это взаимодействие определяется тремя видами процессов: возбуждением атомов среды, их ионизацией и образованием δ -электронов. Потери за счет этих механизмов называют ионизационными потерями. Эта часть пробега хорошо описывается теоретическими формулами, поскольку при таких скоростях работает борновское приближение (условие его применимости $V \gg Ze^2/\hbar$). По сравнению с другими заряженными частицами электроны обладают некоторыми особенностями, обусловленными тем, что они (электроны) являются частицами, тождественными электронам атомов среды. Эти особенности связаны как с чисто квантовыми эффектами, о которых мы поговорим отдельно, так и с кинематическими обстоятельствами.

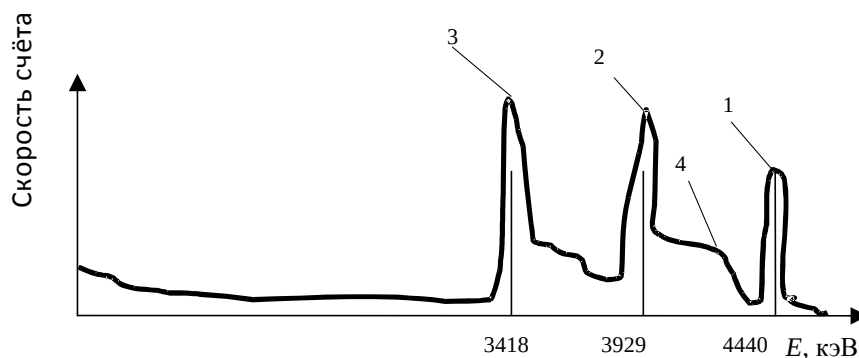


Рис. 32

5.2.1. Прохождение ионов

Когда скорость частицы становится сравнимой со скоростями орбитальных электронов, начинаются процессы интенсивного захвата электронов. При этом возникают трудности с получением теоретических формул, более-менее хорошо описывающих результаты наблюдений. Наилучшие результаты дает формула Бете – Блоха при выполнении условия применимости борновского приближения. Схема расчета Г. Бете основана на теории возмущений. Считается, что процесс определяется, в основном, кулоновским взаимодействием. Оператор возмущения представляет собой кулоновский потенциал с экранированием. Умножая сечение потери энергии на величину потери и суммируя по всем процессам и по числу столкновений на единицу пути, получим среднюю потерю энергии на единицу пути за счет ионизации и возбуждения атомов среды $\frac{dE}{dx}$. Формула Бете для ионизационных потерь имеет вид

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mV^2} NZ \ln \frac{2mV^2}{I}, \quad (27)$$

где Z и z – атомные номера атома среды и налетающей частицы, соответственно; e – заряд электрона; $m = \frac{m_e M}{m_e + M} \approx m_e$ – приведенная масса взаимодействия налетающей частицы с массой M и электрона с массой m_e ; V – скорость ионизирующей частицы; N – число атомов среды в единице объема; I – средняя энергия возбуждения атома среды. Величину $B = Z \ln \frac{2mV^2}{I} = Z \ln \frac{4mE}{IM}$ иногда называют тормозной способностью.

Теоретически вычислить I не удалось, хотя попытки предпринимались (Ф. Блох), поэтому ее получают из экспериментальных данных по потерям для каждой тормозящей среды. Формула Бете распространилась и на релятивистские энергии

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mV^2} NZ \left[\ln \frac{2mV^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right].$$

В формулу Бете в явном виде не входит масса ионизирующей частицы, а ее атомный номер входит факторно. Это означает, что при равных скоростях частицы с равными зарядами будут иметь равные удельные потери, а частицы с разными зарядами будут отличаться в квадрат отношения зарядов. Таким образом, для ядер изотопов водорода справедливы соотношения

$$\left[\frac{dE}{dx}(E_p) \right]_p = \left[\frac{dE}{dx}(2E_d) \right]_d = \left[\frac{dE}{dx}(3E_t) \right]_t,$$

для протона и α -частицы –

$$\left[\frac{dE}{dx}(E_p) \right]_p = \frac{1}{4} \left[\frac{dE}{dx}(4E) \right]_\alpha,$$

для протона и частицы с массой M и зарядом z –

$$\left[\frac{dE}{dx}(E_p) \right]_p = \frac{1}{z^2} \left[\frac{dE}{dx}(ME) \right]_{M,z}.$$

Рис. 33.

Перепишем нерелятивистскую формулу Бете, выразив скорость ионизирующей частицы через ее энергию,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi}{mE} \frac{e^4 z^2 M}{mE} NZ \ln \frac{4mE}{IM}.$$

Когда скорость ионизирующей частицы близка орбитальным скоростям электронов атомов среды, происходит интенсивный захват этих электронов. Он не учитывается формулой Бете, что приводит к отклонениям расчетных значений от экспериментальных. С дальнейшим уменьшением энергии ионизирующей частицы эти отклонения катастрофически нарастают (рис. 33). В точке $E = IM/4m$ кривая потерь, рассчитанная по формуле Бете, пересекает ось энергий и при дальнейшем снижении энергии попадает в область нефизических значений.

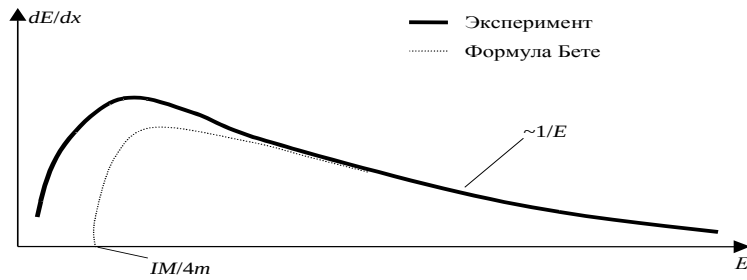
При достаточно больших энергиях логарифмическая часть формулы Бете слабо зависит от энергии, поэтому формулу Бете можно представить в виде

$$\frac{dE}{dx} \approx k^{-1} \frac{M}{E},$$

где k^{-1} – коэффициент пропорциональности.

Отсюда

$$M \approx k \frac{dE}{dx} E \approx k \frac{\Delta E}{\Delta x} E.$$



На этом соотношении основан весьма эффективный метод измерения массы зарегистрированной частицы. Детектирующая система состоит из “тонкого” детектора толщиной Δx , в котором частица теряет энергию ΔE , и детектора полного поглощения, с помощью которого определяют полную энергию частицы. Коэффициент пропорциональности k определяют обычно в калибровочных измерениях.

Полным пробегом частицы называют расстояние от точки ее входа в вещество до точки остановки. Частичным пробегом частицы с массой M и зарядом z $R_{z,M}(E_1 \rightarrow E_2)$ называют расстояние, на котором частица уменьшает свою энергию от значения E_1 до значения E_2 . Очевидно, что

$$\begin{aligned} R_{z,M}(E_1 \rightarrow E_2) &= - \int_{E_2}^{E_1} \frac{dE}{dE/dx} = \frac{Mm}{4\pi e^2 N z^2} \int_{V_2}^{V_1} \frac{V^3 dV}{B(V)} = \\ &= R_{z,M}(V_1 \rightarrow 0) - R_{z,M}(V_2 \rightarrow 0) = \frac{M}{z^2} [f(V_1) - f(V_2)], \end{aligned}$$

где $f(V)$ – некоторая универсальная функция скорости.

Рассмотрим две частицы с массами M_1 и M_2 и зарядами z_1 и z_2 . Очевидно, что

$$R_{z_1, M_1}(V) = \frac{M_1}{z_1^2} f(V), \quad R_{z_2, M_2}(V) = \frac{M_2}{z_2^2} f(V),$$

откуда

$$R_{z_1, M_1}(V) = \frac{M_1}{M_2} \left(\frac{z_2}{z_1} \right)^2 R_{z_2, M_2}(V).$$

Для протона и α -частицы это соотношение выглядит как

$$R_p(V) = \frac{M_p}{M_\alpha} \left(\frac{z_\alpha}{z_p} \right)^2 R_\alpha(V) \approx R_\alpha(V),$$

т. е. пробеги α -частицы и протона равны при равных скоростях.

Учитывая, что при равных скоростях $\frac{E_\alpha}{E_p} = \frac{M_\alpha}{M_p}$, получим

$$R_p(E) = \frac{M_p}{M_\alpha} \left(\frac{z_\alpha}{z_p} \right)^2 R_\alpha \left(\frac{M_\alpha}{M_p} E \right) \approx R_\alpha(4E).$$

Выпишем соотношение между пробегами протона и дейтрона $R_p(E) = \frac{1}{2} R_d(2E)$, протона и тритона $R_p(E) = \frac{1}{3} R_t(3E)$.

Существует несколько эмпирических формул для пробегов. Пробег протонов в воздухе для интервала энергий $1 < E_p < 200$ МэВ при нормальных условиях $R_p = \left(\frac{E}{9,3} \right)^{1,8}$, где E – энергия, МэВ; R_p – пробег, м. Для α -частицы в воздухе в интервале $2 < E_\alpha < 10$ МэВ $R_\alpha = 0,318 E_\alpha^{1,5}$ (формула Гейгера), где E_α – энергия, МэВ; R_α – пробег, см.

Кроме ионизационных потерь энергии быстрых ионов при движении заряженных частиц в веществе происходят радиационные потери, которые обусловлены тем, что в результате взаимодействия частицы с ядрами и электронами вещества она изменяет свою скорость и направление движения, т. е. получает ускорение. Как известно из электродинамики, при этом возникает тормозное излучение, энергия которого черпается из кинетической энергии частицы. Сечение образования тормозного излучения обратно пропорционально квадрату массы частицы, поэтому радиационные потери для ионов в 10^6 – 10^8 раз ниже, чем для электронов, и в интересующей нас области энергий для ионов преобладающую роль играют ионизационные потери.

5.2.2. Прохождение электронов

При малых энергиях электронов (10^4 – 10^7 эВ) основными механизмами энергетических потерь являются ионизация и возбуждение атомов среды. Однако формула Г. Бете (27), описывающая эти потери, должна быть модифицирована в связи с необходимостью учета двух обстоятельств. Первое из них тривиально: приведенная масса в случае налетающего электрона $m = \frac{m_e}{2}$, поэтому формула Бете (27) для случая торможения электронов должна выглядеть как

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{8\pi e^4}{m_e V^2} N Z \ln \frac{m_e V^2}{I}.$$

Однако вследствие тождественности налетающих частиц и электронов среды при выводе формулы для потерь необходимо использовать не выражение для сечения резерфордско-

го рассеяния, как это делалось при получении (27), а формулу Мотта для рассеяния тождественных частиц со спином $\frac{1}{2}$. В этом случае энергетические потери определяются выражением

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 NZ}{m_e V^2} \ln \left(\frac{m_e V^2}{2I} \sqrt{\frac{\varepsilon}{2}} \right),$$

где ε – основание натуральных логарифмов.

С учетом релятивистских эффектов в этом случае формула Бете выглядит следующим образом:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = \frac{2\pi e^4}{m_e V^2} NZ \left[\ln \frac{m_e V^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right].$$

Видно, что при $\beta \rightarrow 0$ последняя формула вырождается в предыдущую.

При возрастании энергии электронов от 10^4 эВ удельные потери уменьшаются, достигая минимума при $E \approx 1,5$ МэВ, затем очень медленно возрастают. Если плотность среды велика, рост замедляется поляризацией среды, ослабляющей кулоновское поле падающего электрона. Как показали численные расчеты, этот эффект при $E \approx 10$ МэВ составляет несколько процентов, поэтому мы не будем его учитывать.

Перепишем предыдущее выражение

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} = NZ \Phi_{ion}(E),$$

Где

$$\Phi_{ion} = \frac{2\pi e^4}{m_e V^2} \left[\ln \frac{m_e V^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right]$$

Из-за малой массы при каждом столкновении электрона с электроном атома среды изменение импульса может быть очень большим, почти до полной остановки при лобовом столкновении, поэтому треки электронов, в отличие от ионных, представляют собой сильно искривленные линии.

С ростом энергии электронов все больший вклад начинают вносить радиационные потери. Эти потери, как мы уже говорили, обусловлены тем, что в соответствии с электродинамикой движение заряда с ускорением (в том числе и с отрицательным, т. е. с замедлением) сопровождается электромагнитным излучением. Энергия этого излучения черпается из кинетической энергии движущегося заряда. Г. Бете и В. Гайтлер разработали квантовую теорию радиационных потерь для электронов при их движении в веществе. Спектр тормозных квантов определяется выражением

$$w(E, E_\gamma) dE_\gamma = 4\pi\alpha Z^2 r_0^2 \left\{ \left[1 + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E} \right)^2 \right] \Phi_1 - \left(1 - \frac{E_\gamma}{E} \right) \Phi_2 \right\} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}, \quad (28)$$

где Φ_1 и Φ_2 – функции, учитывающие экранирование кулоновского поля ядра атомными электронами.

При пренебрежении экранированием

$$\Phi_1 = \ln \frac{2E(E - E_\gamma)}{E_\gamma m_e c^2} - \frac{1}{2}, \quad \Phi_2 = -\frac{2}{3} \Phi_1.$$

При полном экранировании

$$\Phi_1 = \ln(191Z^{-1/3}), \quad \Phi_2 = -\frac{2}{3}\Phi_1 + \frac{1}{9}.$$

В реальных промежуточных случаях выражения для Φ_1 и Φ_2 становятся чрезвычайно сложными, поэтому получить аналитическое выражение для радиационных потерь не удастся, однако приближенно можно представить удельные радиационные потери в виде

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = NZ^2 E \Phi_{rad}(E),$$

где $\Phi_{rad}(E)$ в широком интервале энергий линейно зависит от $\ln(E/mc^2)$, так что

$$\frac{\Phi_{ion}}{\Phi_{rad}} \approx 1600 m_e c^2. \text{ Здесь } m_e c^2 = 0,511 \text{ МэВ} - \text{энергия покоя электрона.}$$

Оценим отношение между радиационными и ионизационными удельными потерями

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} / \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \approx \frac{EZ}{1600 m_e c^2}.$$

Назовем критической энергией, при которой радиационные и ионизационные удельные потери оказываются равными

$$E_{кр} \approx \frac{1600 m_e c^2}{Z}.$$

Очевидно, когда $E \gg E_{кр}$, преобладают радиационные потери. В этом случае удобно ввести понятие радиационной длины. Радиационная длина X_0 – это расстояние, при прохождении которого энергия частицы уменьшается в e раз. При пренебрежении экранированием X_0 вычисляют по формуле

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha NZ(Z+1)r_0^2 \ln(191Z^{-1/3}).$$

Радиационные удельные потери при этом определяются выражением

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{E}{X_0}(1+b),$$

где b очень мало по сравнению с 1 и лежит в области от 0,012 для воздуха ($Z_{эф} = 7,6$) до 0,015 для свинца ($Z = 82$).

К радиационным потерям относятся также потери за счет черенковского и переходного излучений. Эти явления вносят малый вклад в энергетические потери быстрых заряженных частиц по сравнению с ионизационными и радиационными потерями, однако на их основе созданы детекторы ионизирующих излучений, нашедшие широкое применение в экспериментальной физике.

Упомянем еще один процесс второго порядка, приводящий к энергетическим потерям быстрых электронов при распространении их в веществе. Речь идет об эффекте рождения электрон-позитронных пар быстрыми электронами в кулоновском поле ядра. Индийским физиком Х. Д. Баба была получена формула, по которой можно оценить отношение сечения образования пар электронами к сечению образования пар γ -квантами при равных энергиях,

$$\frac{\sigma_e}{\sigma_\gamma} = \frac{\alpha}{\pi} \left[\ln \frac{E}{m_e c^2} \ln \frac{\alpha EZ^{1/3}}{2m_e c^2} + \frac{1}{3} \ln^2 \left(\frac{2m_e c^2 Z^{1/3}}{\alpha E} \right) \right].$$

Формула справедлива при $E \gg \frac{2m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$.

5.3. Черенковское и переходное излучения

Всякая вещь есть форма проявления

Черенковское излучение (или эффект Вавилова – Черенкова) было обнаружено в 1934 г. П. А. Черенковым (в то время аспирантом С. И. Вавилова) при исследовании люминесценции прозрачных жидкостей под действием γ -излучения. Черенкову удалось показать, что обнаруженное им излучение в оптической части спектра по своим свойствам не является ни люминесценцией, ни тормозным излучением. Природу этого нового вида излучения на основе классических представлений объяснили И. Е. Тамм и И. М. Франк. Последующая квантовая интерпретация этого явления (В. Л. Гинзбург, 1940 г.) мало что добавила к его пониманию.

Электродинамика утверждает, что равномерно и прямолинейно движущийся заряд не излучает электромагнитную энергию. Однако это справедливо при движении заряда со скоростью V , меньшей фазовой скорости распространения электромагнитных волн (света) v . В вакууме $v \equiv c \approx 3 \cdot 10^{10}$ см/с, но в среде, в которой показатель преломления $n \neq 1$, $v = c/n$. При этом v может быть и меньше, и больше c . Черенковское излучение возникает при $V > v$, его энергия черпается из кинетической энергии частицы, т. е. происходит торможение частицы, но физический механизм энергетических потерь в корне отличен от механизма тормозного излучения.

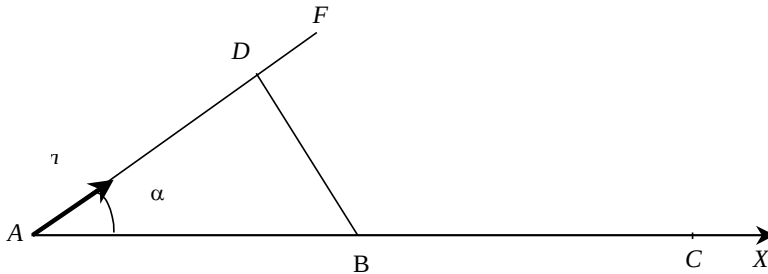


Рис. 34

Рассмотрим процесс излучения электромагнитной энергии заряженной частицей, движущейся в среде с показателем преломления $n > 1$ со скоростью V вдоль оси Ox (рис. 34). Своим кулоновским полем заряженная частица производит возмущение среды в виде поляризации молекул в окрестностях точек пространства, по которым она пролетает. Поляризация исчезает после пролета частицы. Это возмущение и есть расходящаяся электромагнитная волна, рождаемая зарядом частицы в каждой точке траектории, через которую она пролетела.

Если $V < v = c/n$, эти волны в результате интерференции гасят друг друга. Действительно, пусть частица в моменты t и $t + \Delta t$ находится в точках A и B , расстояние между которыми $l = V\Delta t$. Разность хода волн, излучаемых из точек A и B в некотором направлении, задаваемом вектором $\vec{n}$, который составляет угол α с вектором скорости частицы, определяется соотношением

$$\Delta = |DF| = (v - V \cos \alpha) \Delta t = l(v/V - \cos \alpha).$$

Для каждой длины волны λ можно найти такое значение $l = l_{\alpha\lambda}$, при котором $\Delta = \lambda/2$. Это означает, что волны, испущенные из точек A и B , гасят друг друга в результате интерференции

$$l_{\alpha\lambda} = \frac{\lambda}{2(v/V - \cos \alpha)}.$$

Следовательно, при равномерном и прямолинейном движении заряженной частицы со скоростью, меньшей фазовой скорости света, излучения, обусловленного поляризацией среды, не возникает. Если же частица движется в веществе со скоростью $V > v = c/n$, то значение $l_{\alpha\lambda}$, удовлетворяющее условию гашения элементарных волн, можно найти для всех α , кроме $\alpha = \alpha_{\text{кр}} = \arccos(v/V)$. Для направления $\alpha = \alpha_{\text{кр}}$ разность хода элементарных волн, испускаемых из любых двух точек A и B , равна нулю

$$\Delta = |DF| = (v - V \cos \alpha_{кр}) \Delta t = 0. \quad (29)$$

Это означает, что в данном направлении происходит сложение амплитуд элементарных волн, т. е. наблюдается черенковское излучение. К такому же результату приводит применение принципа Гюйгенса.

Из (29) следует, что

$$\cos \alpha_{кр} = \frac{v}{V} = \frac{c}{Vn} = \frac{1}{\beta n},$$

т. е. черенковское излучение распространяется вдоль образующих конусов с углом раствора $2\alpha_{кр}$, вершины которых есть точки траектории частицы.

Пороговое значение β , выше которого возникает черенковское излучение, составляет $\beta_{пор} = \frac{1}{n}$, а пороговая полная энергия частицы $E = \frac{mc^2 n}{\sqrt{n^2 - 1}}$. Более точная формула для $\alpha_{кр}$, учитывающая квантовые поправки, была получена В. Л. Гинзбургом (см. В. Л. Гинзбург. О физике и астрофизике. М.: Бюро Квантум, 1995, с. 318):

$$\cos \alpha_{кр} = \frac{1}{\beta n} + \frac{h}{2mV\lambda} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right).$$

По теории Тамма – Франка спектр черенковского излучения выглядит так

$$N(v)dv = 4\pi^2 \frac{(ze)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) dv. \quad (28)$$

Отметим некоторые особенности черенковского излучения (помимо пороговости и характерного углового распределения):

1. Спектр черенковского излучения одинаков для частиц с равными зарядами и скоростями.

2. Спектр не зависит от атомного номера вещества.

3. $N(v)$ растет с ростом β от порогового значения $N_{пор} = 0$ при $\beta = \beta_{пор} = 1/n$ до предельного $N_{пред} = 4\pi^2 \frac{(ze)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$ при $\beta \rightarrow 1$.

4. В формуле (28) функция $N(v)$ в явном виде не зависит от v , но на самом деле эта зависимость проявляется из-за зависимости показателя преломления n (дисперсия света) от частоты v (рис. 35).

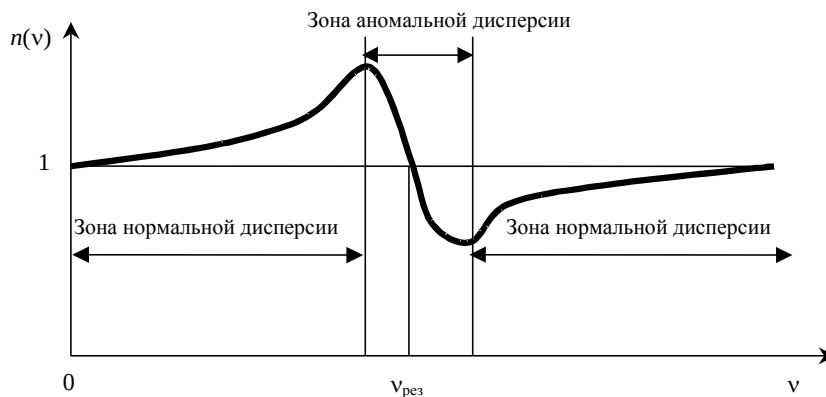


Рис. 35

Интервал частот, в котором показатель преломления растет с ростом частоты, называется зоной (интервалом) нормальной дисперсии. Практически во всех прозрачных средах от самых низких частот до ультрафиолета расположена зона нормальной дисперсии с $n > 1$. Когда

же частота приближается к резонансу (полосе) поглощения, коэффициент преломления замедляет свой рост, а затем, достигнув максимума, начинает падать, проходя через минимум на высокочастотном краю полосы поглощения. Интервал частот, соответствующий расстоянию по частотной шкале от максимума до минимума значений коэффициента преломления, называется зоной аномальной дисперсии. За зоной аномальной дисперсии находится зона нормальной дисперсии с $n < 1$. В зоне аномальной дисперсии, как только достигается условие $\beta n < 1$, спектр черенковского излучения обрывается. Эффект Вавилова – Черенкова нашел широкое применение в экспериментальной физике, а его исследователям – П. А. Черенкову, И. Е. Там-му и И. М. Франку – была присуждена Нобелевская премия по физике (1958 г.).

Теперь обратимся к явлению, предсказанному В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком в 1945 г., в некотором смысле родственному эффекту Вавилова – Черенкова, – переходному излучению. Оно возникает при движении заряда в области пространства с неоднородными диэлектрическими свойствами, например, при пересечении им границы раздела двух сред с различными диэлектрическими проницаемостями. При движении заряженной частицы в однородной среде ее поле, характер которого определяется скоростью частицы и свойствами среды, перемещается вместе с ней. Когда частица переходит в среду с другими диэлектрическими свойствами, ее поле меняется, что сопровождается излучением электромагнитных волн. Это и есть переходное излучение. Его можно использовать как для детектирования заряженных частиц, так и для определения свойств среды.

5.4. Предельное разрешение ионизационных методов регистрации. Эффекты каналирования

Связь между энергией, оставленной заряженной частицей в чувствительной области детектора, и величиной ионизации, произведенной в ней, определяет важнейшие свойства детектора, основанного на ионизационном методе регистрации.

Вспомним, что регистрация и спектрометрия нейтральных частиц (γ -квантов, нейтронов) проводится опосредованно за счет ионизации, вызываемой заряженными частицами, которые образуются при взаимодействии нейтральных частиц с веществом (фотоэлектроны, электроны некогерентного рассеяния, электрон-позитронные пары, ядра отдачи, заряженные продукты реакций). При прохождении заряженных частиц через вещество, находящееся в условиях, близких к нормальному, примерно половина потерянной частицей энергии затрачивается на ионизацию атомов среды, а другая половина – на их возбуждение. Для тяжелых заряженных частиц характерна первичная ионизация, когда большая часть электронов вырывается из атомов среды кулоновским полем частицы при сравнительно больших прицельных параметрах. При этом энергия электронов не выше десятков эВ (порядка энергии ионизации). Вторичная ионизация (оставшаяся часть) возникает в результате действия быстрых вторичных δ -электронов, которые выбиваются из атомов среды в результате почти лобовых столкновений с ними первичной частицы (при близких к нулю прицельных параметрах).

Вычислим, какую долю кинетической энергии E_1 первичной частицы (импульс p_1) получит электрон при лобовом столкновении. Пусть E_2, p_2, E_e, p_e – энергии и импульсы частицы после взаимодействия и δ -электрона, соответственно. Тогда из законов сохранения энергии и импульса следует, что $E_1 = E_2 + E_e$ и $p_1 = p_2 + p_e$. Помня, что импульс частицы связан с ее энергией соотношением $p^2 = 2mE$, после несложных преобразований получим

$$\frac{E_e}{E_1} = \frac{4m_e m_1}{(m_e + m_1)^2}.$$

Учитывая, что $m_1 \gg m_e$, можно записать

$$\frac{E_e}{E_1} \approx \frac{4m_e}{m_1}.$$

В результате анализа обширного экспериментального материала установлено, что средняя энергия ε , расходуемая на образование одной ионной пары в газе, не зависит от энергии и вида ионизирующего излучения, но зависит от вида газа. Таким образом, среднее число пар ионов N , образовавшихся в чувствительной области детектора при потерянной в ней энергии E регистрируемой частицы, определяется выражением $N = E/\varepsilon$. Так как ионизация – случайный процесс, то число пар ионов должно флуктуировать. Если предположить, что этот процесс описывается пуассоновским распределением, то среднее значение будет равно дисперсии $D = N = E/\varepsilon$, а среднеквадратичное отклонение числа пар ионов $\sigma = \sqrt{D} = \sqrt{E/\varepsilon}$. Тогда энергетическое разрешение детектора (полная ширина пика на половине высоты при регистрации моноэнергетических частиц) $\Delta E = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \varepsilon \sqrt{E/\varepsilon} \approx 2,35\sqrt{\varepsilon E}$. Многочисленные экспериментальные исследования показали, что пуассоновское распределение завышает значения дисперсии. У. Фано предложил эмпирическую поправку, так называемый фактор Фано, которая меньше единицы и различается для разных материалов чувствительной области детектора. С

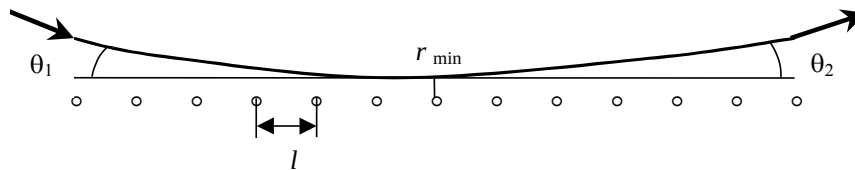


Рис. 36

учетом этой поправки выражение для разрешения приобретает вид

$$\Delta E = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \varepsilon \sqrt{FE/\varepsilon} \approx 2,35\sqrt{\varepsilon FE}.$$

Приведем характерные значения средних энергетических затрат на образование пары ионов и факторов Фано для различных сред:

- для газов $\varepsilon \approx 20\text{--}30$ эВ, $F \approx 0,3\text{--}0,5$;
- для кремния $\varepsilon \approx 3,8$ эВ, $F \approx 0,1\text{--}0,13$;
- для германия $\varepsilon \approx 2,7\text{--}2,8$ эВ, $F \approx 0,08\text{--}0,09$.

Мы рассматривали энергетические потери и пробеги заряженных частиц в неупорядоченной и неионизованной среде. В сильно ионизованной среде пробеги заряженных частиц значительно возрастают, а энергетические потери уменьшаются в силу уменьшения или исчезновения (для полностью ионизованной плазмы) ионизационного механизма потерь. При этом для ионов основным механизмом потерь становится упругое рассеяние на ядрах, а для электронов – тормозные потери.

При движении заряженных частиц в упорядоченной среде (кристаллы) возникают особенности, получившие название “эффекты каналирования”. Они проявляются при движении заряженных частиц вдоль “каналов”, образованных параллельными рядами атомов кристалла. Явление каналирования состоит в том, что когда заряженная частица движется под малым углом θ_1 к кристаллографической оси (рис. 36), приближаясь к одной из цепочек атомов, она испытывает серию последовательных актов рассеяния и искривляет свою траекторию так, что наблюдается почти зеркальное отражение частицы ($\theta_1 \approx \theta_2$) от цепочки атомов. Такая “зеркальность” наблюдается при $\theta_1 < \theta_L$, где $\theta_L = \sqrt{Zze^2/El}$ – угол Линдхарда, составляющий доли градуса. При $\theta_1 < \theta_L$ частицы удерживаются далеко от ядер ($r_{\min}$ меньше параметра решетки, т. е. 10^{-8} см), поэтому уменьшаются вероятность ядерных взаимодействий, выход характеристического рентгеновского излучения от внутренних оболочек, увеличиваются пробеги из-за уменьшения ионизационных потерь. Существенно различается поведение электронов и позитронов. Канализованные позитроны движутся в “пустотах”, а электроны – в областях, занятых ядрами, вследствие чего они имеют повышенную вероятность рассеяться на ядрах под большими углами и выйти из режима каналирования. Этот процесс называется деканализированием.

При $\theta_1 > \theta_L$ наблюдаются обычное рассеяние и обычные потери.

5.5. Взаимодействие нейтронов с веществом

Несмотря на то, что нейтроны подвержены всем четырем типам взаимодействия, при распространении нейтронов в веществе существенны лишь электромагнитное и сильное взаимодействия. Взаимодействие нейтронов с электронами атомов среды происходит за счет их магнитных моментов. Энергия этого взаимодействия

$$V = \frac{M_n M_e}{R^3},$$

где $M_e \approx M_B$ – магнитный момент электрона; $M_B = e\hbar/(2m_e c) = 9,27 \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс – магнетон Бора; $M_n = -1,91 M_{\text{я}}$ магнитный момент нейтрона; $M_{\text{я}} = e\hbar/(2m_p c) = 5,05 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс – ядерный магнетон; m_p – масса протона.

Оценим расстояние, на котором значение энергии этого взаимодействия будет порядка энергии ионизации атомов среды, т. е. $V \approx 10$ эВ,

$$R = \sqrt[3]{\frac{e^2 \hbar^2}{4m_e m_p c^2 V}} \approx 10^{-11} \text{ см},$$

откуда сечение взаимодействия $\sigma \approx R^2 \approx 10^{-22} \text{ см}^2$, что сравнимо с сечениями ядерных процессов. Однако при нейтрон-электронном взаимодействии электрону передается очень малая доля энергии, тогда как при столкновении с ядром эта доля велика. По этой причине основную роль в энергетических потерях нейтрона, движущегося в веществе, играют взаимодействия с ядрами. Но, по крайней мере, в двух случаях электромагнитные силы между электроном и нейтроном существенны:

- 1) когда магнитные моменты атомов среды ориентированы одинаково (распространение нейтронов в намагниченных ферромагнетиках);
- 2) при энергиях нейтронов, близких к энергиям, обусловленным межмолекулярными взаимодействиями (так называемый эффект химической связи).

Взаимодействие нейтронов с ядрами происходит благодаря упругому и неупругому рассеянию и ядерным реакциям.

Энергетический интервал условно разбивают на области: нейтроны больших энергий, $E_n > 10$ МэВ; нейтроны промежуточных энергий, $0,1 < E_n < 10$ МэВ; нейтроны малых энергий, $E_n < 0,1$ МэВ; резонансные нейтроны, $0,1 \text{ эВ} < E_n < 10 \text{ МэВ}$; тепловые нейтроны; холодные нейтроны, $10^{-7} < E_n < 10^{-2} \text{ эВ}$; ультрахолодные нейтроны, $10^{-7} \text{ эВ} > E_n$.

Тепловыми называют нейтроны, которые, подобно идеальному газу, находятся в термодинамическом равновесии (точнее, квазиравновесии) с окружающей средой, имеющей температуру T . В идеальной, не поглощающей нейтроны, среде равновесный спектр нейтронов должен определяться максвелловским распределением по кинетическим энергиям

$$W(E_n) \propto e^{-\frac{E_n}{kT}} \sqrt{E_n},$$

где $k = 86,17 \cdot 10^{-6} \text{ эВ/К}^\circ = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К}^\circ$ – постоянная Больцмана.

Энергия, соответствующая наиболее вероятной скорости, равна kT (0,025 эВ для комнатной температуры).

Общий сценарий поведения быстрых нейтронов, возникших по той или иной причине в веществе, выглядит следующим образом.

1. За счет некоторого количества актов упругого и неупругого рассеяния энергия нейтрона снижается до резонансной области. При этом возможно и исчезновение нейтрона вследствие ядерных реакций, однако этот процесс не является доминирующим.

2. Заметная доля нейтронов при прохождении энергетического интервала, соответствующего резонансной области, поглощается благодаря резонансным процессам.

3. Дальнейшее уменьшение энергии идет только за счет упругих столкновений вплоть до достижения тепловых энергий, после чего снижения энергии в среднем не происходит. Устанавливается тепловое динамическое квазиравновесие. Пространственное распределение нейтронов определяется диффузией.

4. Происходит поглощение нейтронов за счет столкновения в процессе диффузии с ядрами, имеющими большое сечение захвата в тепловой области.

Рассмотрим процесс замедления нейтронов. Для простоты в качестве замедляющей среды будем использовать водород. Связь между энергией первичного нейтрона E_0 и энергией нейтрона E_n , рассеянного на ядре атома среды (т. е. на протоне), легко найти из законов сохранения энергии и импульса. Импульсная диаграмма процесса рассеяния показана на рис. 37.

Действительно, $E_0 = E_n + E_p$ и $P_p^2 = P_0^2 + P_n^2 - 2P_0P_n \cos \theta$. Помня, что $P_i = \sqrt{2m_i E_i}$, пренебрегая разницей в массах протона и нейтрона, получим $E_p = E_0 + E_n - 2\sqrt{E_0 E_n} \cos \theta$, откуда $E_n = E_0 \cos^2 \theta$. Из эксперимента известно, что сечение рассеяния нейтронов на протонах вплоть до энергии 25 МэВ изотропно, т. е. $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \text{const}$, следовательно, в энергетическом спектре рассеянных нейтронов с начальной энергией E_0 все энергии равновероятны от нуля до E_0 (рис. 38).

Вероятность однократно рассеянному нейтрону иметь энергию в интервале от нуля до E_0 равна 1, т. е. $\int_0^{E_0} f_1(E) dE = f_1 E_0 = 1$, откуда $f_1(E) = \frac{1}{E_0}$. Спектры нейтронов, испытавших:

– два акта рассеяния

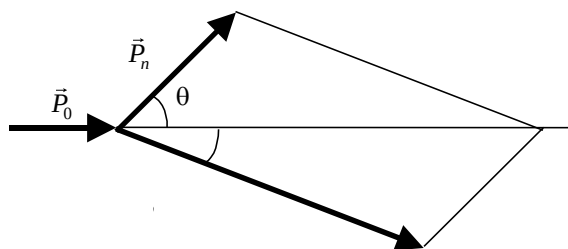


Рис. 37

$$f_2(E) = \frac{1}{E_0} \int_E^{E_0} \frac{dE'}{E'} = \frac{1}{E_0} \ln \frac{E_0}{E};$$

– три акта рассеяния

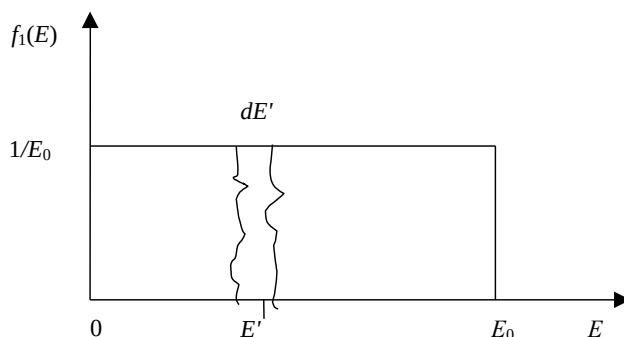


Рис. 38

$$f_3(E) = \frac{1}{2E_0} \left(\ln \frac{E_0}{E} \right)^2;$$

– четыре акта рассеяния

$$f_4(E) = \frac{1}{6E_0} \left(\ln \frac{E_0}{E} \right)^3;$$

– n актов рассеяния

$$f_n(E) = \frac{1}{(n-1)!E_0} \left(\ln \frac{E_0}{E} \right)^{n-1}.$$

Среднее число соударений, приводящее к замедлению нейтрона от энергии E_0 до заданной энергии E ,

$$\bar{n} = \frac{\sum_1^{\infty} n f_n(E)}{\sum_1^{\infty} f_n(E)} = \frac{\sum_1^{\infty} \frac{n}{(n-1)!} \left(\ln \frac{E_0}{E} \right)^{n-1}}{\sum_1^{\infty} \frac{1}{(n-1)!} \left(\ln \frac{E_0}{E} \right)^{n-1}} = \ln \frac{E_0}{E} + 1,$$

где $\ln \frac{E_0}{E}$ называется логарифмом энергии нейтронов.

Если среда состоит из атомов более тяжелых, чем атом водорода ($A > 1$), то среднее число соударений, приводящее к замедлению нейтрона от энергии E_0 до заданной энергии E , определяется несколько более сложным выражением

$$\bar{n} \approx \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E},$$

где $\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \left(\frac{A-1}{A+1} \right) \approx \frac{6}{3A+2}$ – среднелогарифмическая потеря на одно столкновение.

Для примера считаем среднее число столкновений, необходимое для замедления нейтрона с энергии 1 МэВ до тепловой точки (до 0,025 эВ) для чистой водородной среды и графита

$$\bar{n}({}^1\text{H}) = \ln \frac{10^6}{0,025} + 1 \approx 18,5,$$

$$\bar{n}({}^{12}\text{C}) = \frac{3 \cdot 12 + 2}{6} \ln \frac{10^6}{0,025} \approx 110,8.$$

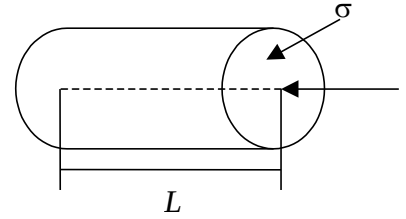


Рис. 39

Заметим, что мы рассуждали, предполагая отсутствие неупругих процессов, к каковым относится и поглощение нейтронов.

Выделим в среде замедлителя некий цилиндр длиной L , основанием которого является круг площадью, равной сечению рассеяния σ_s (рис. 39). Объем цилиндра $V = \sigma_s L$, число столкновений при прохождении в нем нейтрона $N = \rho \sigma_s L$, средняя длина свободного пробега нейтрона $\lambda_s = L/N = 1/(\rho \sigma_s)$, где ρ – число ядер замедлителя в единице объема. Так как σ_s зависит от материала замедлителя и энергии нейтрона E_i перед i -ым столкновением, то и λ_s будет зависеть от них же. Очевидно, полная длина пути, проделанного нейтроном за $\bar{n}$ соударений, $\Lambda = \sum_{i=1}^{\bar{n}} \lambda_s(E_i)$. Грубо эту величину можно оценить по соотношению $\Lambda \approx \bar{n} \bar{\lambda}_s$, где $\bar{\lambda}_s$ усреднена на энергетическом интервале замедления.

Важной характеристикой является смещение нейтрона r_n в пространстве после n столкновений. Учитывая, что при прохождении расстояния r уменьшение потока нейтронов определяется соотношением $I(r) = I(0)e^{-\rho \sigma r} = I(0)e^{-r/\lambda_s}$, величину e^{-r/λ_s} следует рассматривать как вероятность прохождения нейтроном расстояния r без столкновения. Тогда

$$\bar{r} = \frac{\int_0^{\infty} r e^{-r/\lambda_s} dr}{\int_0^{\infty} e^{-r/\lambda_s} dr} = \lambda_s, \quad a \quad \bar{r^2} = \frac{\int_0^{\infty} r^2 e^{-r/\lambda_s} dr}{\int_0^{\infty} e^{-r/\lambda_s} dr} = 2\lambda_s^2.$$

При вычислении этих величин предполагалось, что λ_s не зависит от энергии. Уменьшить влияние этого предположения можно, используя вместо λ_s ее усредненное на энергетическом интервале замедления значение $\bar{\lambda}_s$. Но, с другой стороны, средний квадрат перемещения за n соударений

$$\bar{r_n^2} = \overline{\left(\sum_{i=1}^n \vec{r}_i \right)^2} = \sum_{i=1}^n \overline{r_i^2} + \sum_{i \neq k} \overline{\vec{r}_i \vec{r}_k} = \sum_{i=1}^n \overline{r_i^2} + \sum_{i \neq k} \overline{r_i r_k \cos \theta_{ik}} = n \bar{r^2},$$

так как $\overline{\cos \theta_{ik}} = 0$.

Тогда

$$\bar{r_n^2} = 2\bar{n} \bar{\lambda_s^2}. \quad (31)$$

Это выражение совпадает со средним квадратом перемещения при броуновском движении. Помня, что $\bar{n} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E}$, получаем

$$\bar{r_n^2} = \frac{2\bar{\lambda_s^2}}{\xi} \ln \frac{E_0}{E} = \frac{2\bar{\lambda_s}}{\xi \rho \sigma_s} \ln \frac{E_0}{E}.$$

Величину ξ/λ_s называют замедляющей способностью вещества. Выведенные выражения получены в предположении изотропии в лабораторной системе координат. Для учета анизотропии в той же системе перепишем выражение (31)

$$\bar{r_n^2} = \frac{2\bar{n} \bar{\lambda_s^2}}{1 - \cos \theta_{\text{лаб}}}.$$

В предположении изотропии в системе центра масс

$$\bar{r_n^2} = \frac{2\bar{n} \bar{\lambda_s^2}}{1 - 2/(3A)}.$$

Введем понятие транспортной длины (длины переноса)

$$\lambda_t = \frac{\lambda_s}{1 - \cos \theta} = \frac{\lambda_s}{1 - 2/(3A)},$$

тогда $\bar{r_n^2} = 2\bar{n} \bar{\lambda_s} \bar{\lambda_t}$. В случае водородной среды $\lambda_t = 3\lambda_s$ и $\bar{r_n^2} = 6\bar{n} \bar{\lambda_s^2}$.

Эти выражения получены в предположении, что λ_s и $\cos \theta$ не меняются в процессе замедления. Предполагая, что потеря энергии при одном соударении мала, т. е. масса ядра замедлителя много больше массы нейтрона, можно определить зависимость этих величин от энергии нейтрона с помощью выражения

$$\bar{r^2} = \int_E^{E_0} \frac{2\lambda_s \lambda_t}{\xi} \frac{dE}{E},$$

причем замедление рассматривается как непрерывный процесс. В этом случае можно развивать приближение, называемое теорией возраста. Процесс можно описать уравнением Фурье

$$\Delta n(\vec{r}, \tau) = \frac{\partial n}{\partial \tau}(\vec{r}, \tau),$$

где $\tau = \int_E^{E_0} \frac{\lambda_s \lambda_t}{3\xi E} dE$ – возраст нейтрона.

Решение этого уравнения для случая точечного источника нейтронов

$$n(\vec{r}, \tau) = \frac{\exp(-r^2/(4\tau))}{(4\pi\tau)^{3/2}}.$$

Теория возраста применима для замедляющих сред, состоящих из атомов с достаточно тяжелыми ядрами (например, графит), но совершенно не пригодна для водорода, так как в такой среде не работает приближение непрерывных потерь.

После того как нейтрон стал тепловым, дальнейшее уменьшение его энергии (в среднем) не происходит. Спектр нейтронов определяется максвелловским распределением по скоростям

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2 dv.$$

Наиболее вероятная скорость, соответствующая максимуму функции распределения, $v_T = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$. Средняя скорость $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$, среднеквадратичная $\sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$. В энергетическом представлении спектр выглядит так

$$f(E)dE = \frac{(8/\pi)^{1/2}}{m^{1/2}(kT)^{3/2}} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} dE.$$

Энергия нейтрона, соответствующая наиболее вероятной скорости, $E_T = kT$. При этом мы полагали, что поглощение нейтронов отсутствует. Учет поглощения приводит к искажению формы спектра, хотя при малом поглощении спектр приближенно можно считать максвелловским с некоторой эффективной температурой $T_{\text{эф}} > T$. Нейтроны, находясь в тепловом квазиравновесии со средой, испытывают процесс диффузии подобно газу или ионам в растворе. Приближенно диффузию можно описать уравнением, подобным тому, которым пользуются для этой цели в кинетической теории газов. Приближенность обусловлена тем, что в реальном замедлителе, как мы уже говорили, кроме диффузии идет еще и процесс поглощения нейтронов, определяемый сечением σ_a . Чем меньше σ_a и больше сечение рассеяния, тем лучше замедлитель и тем большее число соударений испытает (в среднем) тепловой нейтрон до захвата. Качество замедлителя характеризуют коэффициентом замедления N . Для водородной среды

$$N = \frac{\sigma_s}{\sigma_a} = \frac{\sigma_s n}{\sigma_a n} = \frac{\lambda_a}{\lambda_s},$$

для более “тяжелого” замедлителя

$$N = \frac{\xi \sigma_s}{\sigma_a} = \frac{\xi \lambda_a}{\lambda_s}.$$

Из-за малости λ_s для тепловых нейтронов выполняется условие применимости диффузионного приближения – малость изменения плотности нейтронов на протяжении λ_s . Скорость движения тепловых нейтронов при этом считают постоянной и равной наиболее вероятной скорости, которая при комнатной температуре составляет $\sim 2,2 \cdot 10^5$ см/с. Уравнение диффузии имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \Delta \rho - \frac{\rho}{\bar{t}} + q,$$

где $\rho(\vec{r}, t)$ – плотность тепловых нейтронов в точке $\vec{r}$ в момент t ; $D = \frac{1}{3} \lambda_t v$ – коэффициент диффузии; Δ – оператор Лапласа; $\bar{t}$ – среднее время жизни теплового нейтрона; q – плотность источников тепловых нейтронов.

Уравнение диффузии отражает баланс изменения плотности тепловых нейтронов во времени за счет трех процессов: притока из соседних областей $D\Delta\rho$, поглощения нейтронов $-\frac{\rho}{t}$ и образования нейтронов q .

Для тепловых нейтронов $\lambda_t = \frac{\lambda_s}{1 - \frac{2}{3A}} \approx \lambda_s$, так как энергия тепловых нейтронов ниже энер-

гии химической связи, и поэтому взаимодействие происходит не с ядром, а со сложными молекулярными агрегатами, массы которых сильно превосходят массы отдельных ядер, т. е.

$A \rightarrow \infty$. В этом случае $D \approx \frac{1}{3}\lambda_s v$.

Рассмотрим уравнение диффузии для решения задачи о распределении тепловых нейтронов в замедлителе бесконечных размеров с точечным источником нейтронов в центре. Возьмем такие расстояния, на которых процесс замедления закончился и образования тепловых нейтронов уже не происходит. Тогда $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, источников нейтронов в ближайшей окрестности нет, т. е. $q = 0$. В этом случае мы имеем дело со стационарным процессом, $\rho = \rho(r)$. То-

гда $D\Delta\rho - \frac{\rho}{t} = 0$ или

$$L^2 \Delta\rho - \rho = 0, \quad (32)$$

где $L = \sqrt{D\bar{t}}$ – длина диффузии тепловых нейтронов, мера смещения теплового нейтрона в процессе диффузии. Помня, что $D \approx \frac{1}{3}\lambda_s v$ и $\bar{t} = \frac{\lambda_a}{v} = \frac{N\lambda_s}{v}$, получим $L = \lambda_s \sqrt{N/3}$.

Решение уравнения (32) имеет вид

$$\rho(r) \propto \frac{e^{-r/L}}{r},$$

откуда $L = -\frac{r}{\ln(rp)}$.

Глава VI

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Ядерной реакцией называют процесс перестройки внутренней структуры ядра в результате внешнего воздействия. В отличие от спонтанного распада (явления радиоактивности) ядерная реакция инициируется внешними факторами, каковыми могут быть кванты электромагнитного поля, нуклоны (т. е. протоны и нейтроны), ядра (ускоренные ионы), электроны и другие элементарные частицы. Под перестройкой внутренней структуры ядра подразумевается изменение нуклонного состава, внутренней энергии, квантовых характеристик, в том числе и процессы без изменения внутренней энергии и абсолютных значений квантовых чисел, но с изменением пространственной ориентации векторов, модулями которых являются эти квантовые числа (например, спин-флип).

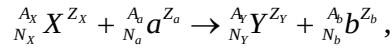
В результате ядерной реакции могут образоваться одно ядро (реакции захвата), два ядра (бинарные или двухчастичные реакции), три ядра или более (трехчастичные или многочастичные реакции). Особое место в этой классификации занимает реакция деления.

Ядерные реакции имеют много общего с химическими реакциями как с внешней (структурной) стороны, так и по глубинным физическим обстоятельствам: уравнение реакции, обратимость, законы сохранения, тепловой эффект (положительный или отрицательный), уравнения кинетики, принцип детального равновесия, цепные процессы, принцип Ле-Шателье и т. д. Наиболее резки различия в объектах взаимодействия (с одной стороны – молекулы, атомы,

ионы, с другой – ядра, элементарные частицы) и в энергетике (для химических реакций характерны энергии порядка 1 эВ, для ядерных – 1 МэВ).

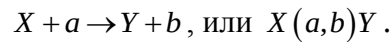
Далее мы будем рассматривать главным образом двухчастичные реакции, если не будет сделано специальных оговорок.

Полное, развернутое написание двухчастичной реакции ядра-мишени X с частицей a , в результате которой возникает ядро Y и частица b , выглядит так:

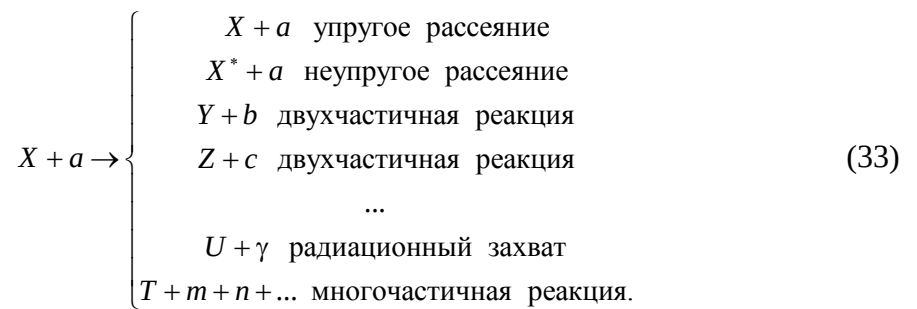


где A_i , Z_i и N_i – массовые числа, атомные номера и числа нейтронов ядер X и Y и частиц a и b , соответственно.

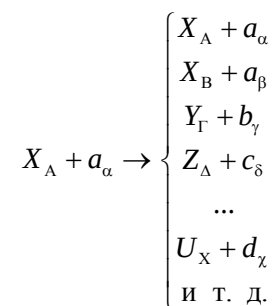
В краткой записи



Когда частица a влетает в ядро X , то может произойти целый набор реакций, допускаемых законами сохранения, в том числе и многочастичных:



Все реакции, исключая упругое рассеяние, можно классифицировать по квантовым состояниям конечного ядра и испускаемой частицы. Обозначим наборы квантовых характеристик ядер прописными греческими буквами, а частиц – соответствующими строчными. Тогда возможные реакции запишутся как



Возможные значения пар наборов квантовых характеристик A и α , B и β , Γ и γ , Δ и δ и т. д. должны удовлетворять законам сохранения, которые мы рассмотрим в следующем разделе. Каждую из этих возможных пар принято называть каналом реакции.

6.1. Законы сохранения в ядерных реакциях

Известно веку испокон

И всем до одного:

На то закон и есть закон,

Чтоб нарушать его.

И. М. Губерман

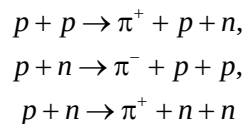
Закон сохранения электрического заряда. Это строгий закон сохранения, выполняющийся при любых процессах. Для случая ядерных реакций он может быть сформулирован так: суммарный электрический заряд всех объектов до взаимодействия равен суммарному элек-

трическому заряду всех продуктов реакции. В двухчастичных ядерных реакциях ${}_{N_x}^{A_x}X^{Z_x} + {}_{N_a}^{A_a}a^{Z_a} \rightarrow {}_{N_y}^{A_y}Y^{Z_y} + {}_{N_b}^{A_b}b^{Z_b}$ этот закон приводит к соотношению $Z_x + Z_a = Z_y + Z_b$. В случае n -частичной реакции $Z_x + Z_a = \sum_{i=1}^n Z_i$.

Когда в результате реакции энергия выходного канала превышает энергию рождения какой-либо пары “частица-античастица”, то с определенной вероятностью происходит образование такой пары. Заметим, что и в этом случае закон сохранения электрического заряда выполняется, так как сумма зарядов пары равна нулю.

Закон сохранения числа нуклонов (барионного заряда). Для двухчастичной реакции $A_x + A_a = A_y + A_b$. В случае n -частичной реакции $A_x + A_a = \sum_{i=1}^n A_i$.

Из закона сохранения электрического заряда и числа нуклонов следует и сохранение числа нейтронов. Действительно, из приведенных выше соотношений следует: $A_x + A_a - (Z_x + Z_a) = A_y + A_b - (Z_y + Z_b)$, откуда $N_x + N_a = N_y + N_b$. Этот закон справедлив только до энергий, превышающих пороги реакций образования пионов. Например, в реакциях



он не выполняется.

Закон сохранения массы-энергии. В случае ядерных реакций этот закон гласит: сумма полных энергий всех частиц и ядер до взаимодействия равна сумме полных энергий всех частиц и ядер после взаимодействия. Для бинарной реакции $X + a \rightarrow Y + b$ можно записать

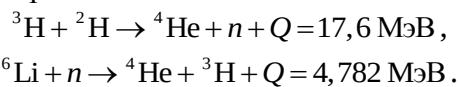
$$M_x c^2 + M_a c^2 + T_x + T_a = M_y c^2 + M_b c^2 + T_y + T_b,$$

где M_i и T_i – масса и кинетическая энергия i -ой частицы или ядра.

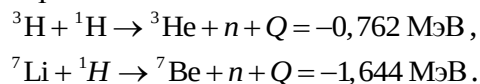
Если ядро-мишень покоится, то $T_x = 0$. Величина $Q = (M_x + M_a - M_y - M_b)c^2$ называется энергией (или теплотой) реакции. Если $Q > 0$, то реакция является экзотермической. В этом случае Q имеет ясный физический смысл: это сумма кинетических энергий всех продуктов реакции при нулевой кинетической энергии налетающей частицы в случае, если все продукты реакции возникли в основном состоянии, т. е. энергии их возбуждения равны нулю.

Если $Q < 0$, то реакция является эндотермической. Физический смысл Q в этом случае – разность кинетической энергии налетающей частицы и энергии движения центра масс, при которой сумма кинетических энергий продуктов реакции в системе центра масс равна нулю. Из приведенных выше равенств следует, что $T_a = T_y + T_b - Q$.

Примеры экзотермических реакций:

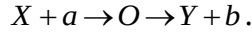


Примеры эндотермических реакций:



Закон сохранения импульса. В векторной записи $\vec{P}_x + \vec{P}_a = \vec{P}_y + \vec{P}_b$. Полагая, что ядро-мишень X покоится, запишем $\vec{P}_a = \vec{P}_y + \vec{P}_b$. Для простоты вычисления будем делать в нерелятивистском приближении, обобщение на релятивистский случай трудностей не представляет.

Будем рассматривать процесс как двустадийный: образование промежуточной системы с массой $M = M_x + M_a$ и импульсом $P_0 = P_a$ и движение продуктов реакции, для которого скорость движения центра масс промежуточной системы есть переносная скорость



Кинетическая энергия центра масс промежуточной системы

$$T_O = \frac{P_O^2}{2M} = \frac{P_a^2}{2M} = \frac{M_a}{M_X + M_a} T_a.$$

С другой стороны,

$$T_a = T_O + T_Y' + T_b' - Q,$$

где T_Y' и T_b' – кинетические энергии продуктов реакции в системе центра масс.

Условимся в дальнейшем обозначения всех величин в системе центра масс отмечать штрихом. Очевидно, что минимальная энергия, при которой происходит эндотермическая реакция, соответствует нулевому значению суммы кинетических энергий продуктов реакции в системе центра масс, т. е. $T_Y' + T_b' = 0$. Эту энергию частицы a назовем порогом реакции

$$X(a, b)Y. \text{ Из предыдущих двух соотношений } T_{\text{пор}} = T_O - Q = -Q \frac{M_X + M_a}{M_X}.$$

Закон сохранения момента количества движения. В процессе ядерной реакции $X + a \rightarrow O \rightarrow Y + b$ сохраняется суммарный момент количества движения и его проекция на выделенное направление: $\vec{I}_{Xa} = \vec{I}_O = \vec{I}_{Yb}$. Момент импульса какой-либо бинарной замкнутой системы равен векторной сумме собственных моментов входящих в нее объектов (спинов) и орбитального момента их относительного движения, т. е. $\vec{I}_{Xa} = \vec{I}_X + \vec{I}_a + \vec{\ell}_{Xa}$ и $\vec{I}_{Xa} = \vec{I}_Y + \vec{I}_b + \vec{\ell}_{Yb}$. Таким образом, асимптотический вид волновых функций входного и выходного каналов в соответствии с теоремой произведения вероятностей выглядит так

$$\Psi_{Xa} = \Psi_X \Psi_a \Psi_{\ell_{Xa}} \text{ и } \Psi_{Yb} = \Psi_Y \Psi_b \Psi_{\ell_{Yb}}, \quad (34)$$

где Ψ_{ℓ} – волновая функция орбитального движения.

Закон сохранения четности. Для реакции $X + a \rightarrow O \rightarrow Y + b$ этот закон гласит: в сильных взаимодействиях четность волновой функции изолированной системы до взаимодействия равна четности волновой функции, описывающей систему после взаимодействия, т. е.

$$\pi(\Psi_{Xa}) = \pi(\Psi_O) = \pi(\Psi_{Yb}), \quad (35)$$

где четность волновой функции $\pi = +1$ для четной волновой функции и $\pi = -1$ для нечетной. Учитывая, что волновая функция орбитального движения четна для четных ℓ и нечетна для нечетных, получим, опираясь на (34) и (35),

$$\pi_X \pi_a (-1)^{\ell_{Xa}} = \pi_Y \pi_b (-1)^{\ell_{Yb}}.$$

Закон сохранения изоспина. Из принципа зарядовой независимости ядерных сил следует существование некоторого квантового числа (и соответствующего закона сохранения), позволяющего отличать в системе нуклонов протон от нейтрона. Это квантовое число получило название изотопического спина (сокращенно “изоспин”). Его название отражает тождественность формального математического аппарата с используемым для механического спина. Протону присвоено квантовое число $T = \frac{1}{2}$, нейтрону $T = -\frac{1}{2}$. Изоспин является квантово-механическим вектором в некотором векторном пространстве.

Любую систему нуклонов можно характеризовать модулем изоспина и его проекцией на некоторую ось ξ в изотопическом пространстве

$$T_{\xi} = \frac{Z - N}{2} = \frac{2Z - A}{2}, \quad \frac{Z - N}{2} \leq |\vec{T}| \leq \frac{A}{2}.$$

Закон сохранения изоспина звучит так: в процессах сильных взаимодействий сумма изоспинов объектов системы до взаимодействия должна быть равна сумме изоспинов объектов системы после взаимодействия. Этот закон не является строгим, степень его нарушения

определяется величиной кулоновского взаимодействия в рассматриваемых системах, поэтому изоспин – “плохое” квантовое число.

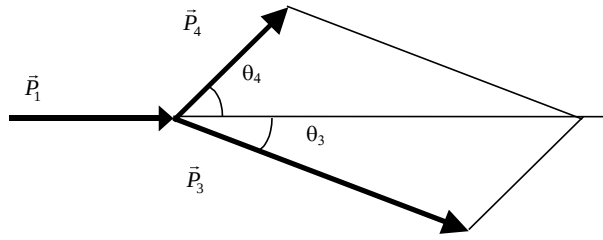


Рис. 40

6.2. Кинематика ядерной реакции

Мы будем рассматривать только бинарные реакции, для упрощения выкладок пренебрегая релятивистскими эффектами.

Рассматриваем реакцию $2(1, 3)4$, в которой частица 1 налетает на покоящееся ядро 2, продукты реакции 3 и 4, причем 3 – детектируемая частица. Индексы 1, 2, 3, 4 указывают на принадлежность соответствующим частицам, а штрихи – на принадлежность системе центра масс. Импульсная диаграмма процесса взаимодействия показана на рис. 40.

Из законов сохранения энергии и импульса следуют уравнения:

$$E_1 = E_3 + E_4 - Q, \quad (36)$$

$$P_1 = P_3 \cos \theta_3 + P_4 \cos \theta_4, \quad (37)$$

$$P_3 \sin \theta_3 - P_4 \sin \theta_4 = 0. \quad (38)$$

Так как импульс связан с энергией соотношением $P = \sqrt{2mE}$, из уравнения (38) найдем

$$\sin \theta_4 = \sqrt{\frac{m_3 E_3}{m_4 E_4}} \sin \theta_3$$

или

$$\cos \theta_4 = \sqrt{1 - \frac{m_3 E_3}{m_4 E_4} \sin^2 \theta_3}.$$

Подставим это в уравнение (37)

$$\sqrt{m_1 E_1} = \cos \theta_3 \sqrt{m_3 E_3} + \sqrt{m_4 E_4} \sqrt{1 - \frac{m_3 E_3}{m_4 E_4} \sin^2 \theta_3}. \quad (39)$$

Из уравнения (36) найдем $E_4 = E_1 - E_3 + Q$ и, подставив в уравнение (39), получим уравнение, связывающее Q , θ_3 , E_1 с E_3 . Разрешив его относительно E_3 , получим

$$E_3 = \frac{E_1 m_1 m_3}{(m_3 + m_4)^2} (\sqrt{\eta + \cos^2 \theta_3} \pm \cos \theta_3)^2, \quad (40)$$

где $\eta = \frac{m_3 + m_4}{m_1 m_3} \left(m_4 - m_1 + \frac{m_4 Q}{E_1} \right).$

По физическому смыслу $E_3 \geq 0$ и действительно. Это возможно, когда подкоренное выражение в (40) больше нуля. Учитывая, что максимальное значение $\cos^2 \theta = 1$, имеем $\eta \geq -1$, т. е.

$$\frac{m_3 + m_4}{m_1 m_3} \left(m_4 - m_1 + \frac{m_4 Q}{E_1} \right) \geq -1.$$

После несложных алгебраических преобразований получаем

$$E_1 \geq -\frac{m_1 + m_2}{m_2} Q.$$

Минимальное значение E_1 для эндотермической реакции имеет ясный физический смысл порога реакции $E_{\text{пор}} = -\frac{m_1 + m_2}{m_2} Q$, т. е. такого значения E_1 , выше которого реакция возможна. Заметим, что это выражение для порога реакции тождественно полученному при рассмотрении закона сохранения импульса. Минимальное значение $\cos^2 \theta = 0$, при этом и минимальное значение $\eta = 0$, тогда

$$\frac{m_3 + m_4}{m_1 m_3} \left(m_4 - m_1 + \frac{m_4 Q}{E_1} \right) = 0.$$

Вытекающее отсюда значение энергии налетающей частицы называется обратным порогом

$$E_{\text{обр}} = -\frac{m_4}{m_4 - m_1} Q.$$

Физический смысл этой величины состоит в том, что она является точкой внутри интервала допустимых значений E_1 , которая разграничивает область однозначности E_3 , что соответствует только знаку “+” в формуле (40), и двужначности E_3 при заданных значениях E_1 , Q , θ_3 (знаки “+” и “-” в этой же формуле).

Обратимся к диаграммам скоростей для рассмотрения этих случаев (рис. 41).

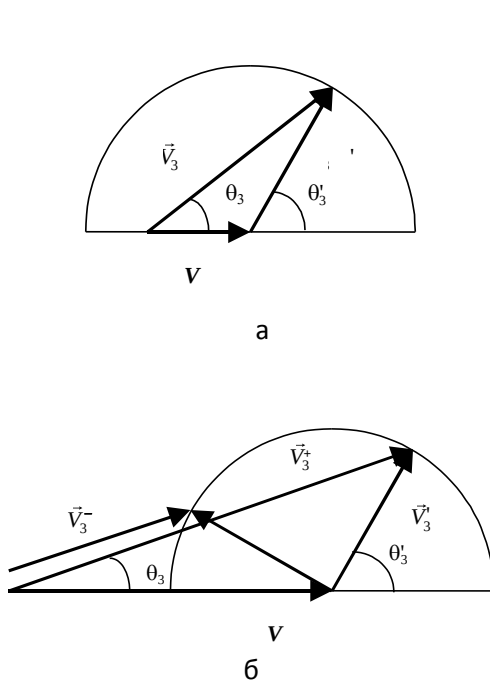


Рис. 41

На рис. 41 $V = \sqrt{\frac{2T_0}{m_1 + m_2}}$ – скорость центра

масс, т. е. переносная скорость; V_3^+ , V_3^- – скорости частицы 3 в лабораторной системе координат, соответствующие знаку “+” и “-” в (38).

На рис. 41, а показан случай, когда каждому углу θ_3 соответствует одно значение E_3 . Это реализуется при $V \leq V'_3$, тогда условие однозначности $E_1 \frac{m_1 - m_4}{m_4} \leq Q$. В противном случае

($V > V'_3$, рис. 41, б), каждому углу θ_3 соответствуют два значения энергии частицы 3 E_3^+ и E_3^- и два значения угла движения частицы 3 в системе центра масс θ_3^+ и θ_3^- . При этом максимальное значение угла θ_3 соответствует тому, что вектор скорости частицы 3 в лабораторной системе координат становится касательной к годографу скорости частицы 3 в системе центра масс. Отсюда

$$\theta_3^{\max} = \arccos \frac{V_3}{V} = \arccos \sqrt{\frac{(m_1 + m_2)^2 E_3}{m_1 m_3 E_1}}.$$

Из теоремы синусов (рис. 41, а) следует:

$$\frac{\sin(\theta'_3 - \theta_3)}{\sin \theta_3} = \frac{V}{V'_3},$$

откуда

$$\theta'_3 = \theta_3 + \arcsin \left(\sin \theta_3 \sqrt{\frac{m_1 m_3}{m_2 m_4} \frac{E_1}{E_1 + Q(m_1 + m_2)/m_2}} \right).$$

В результате несложных преобразований получим обратное соотношение

$$\theta_3 = \arctg \left(\frac{\sin \theta'_3}{\sqrt{\frac{m_1 m_3}{m_2 m_4} \frac{E_1}{E_1 + Q(m_1 + m_2)/m_2}} + \cos \theta'_3} \right).$$

При пересчете углового распределения (дифференциального сечения) из системы центра масс (C -система) в лабораторную систему координат (L -система) или наоборот инвариантом должна быть геометрическая форма, а следовательно, и полное (интегральное) сечение, т. е. $\sigma_C = \sigma_L$, но тогда $d\sigma_C = d\sigma_L$, а это означает, что

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_L} \sin \theta_3 d\theta_3 d\varphi = \frac{d\sigma_C}{d\Omega_C} \sin \theta'_3 d\theta'_3 d\varphi,$$

откуда

$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_L} = J_{CL} \frac{d\sigma_C}{d\Omega_C},$$

где $J_{CL} = \frac{\sin \theta'_3 d\theta'_3}{\sin \theta_3 d\theta_3} = \frac{d \cos \theta'_3}{d \cos \theta_3}$ – якобиан перехода из C -системы в L -систему. Якобиан обратного перехода $J_{LC} = (J_{CL})^{-1}$.

Последние соотношения получены для случая однозначности, $E_1 \frac{m_1 - m_4}{m_4} \leq Q$. В противном случае нужно учитывать, что $E_3 = E_3(E_1, \theta_3, Q)$ становится двузначной функцией E_1 , при этом $E_1 = E_{\text{обр}} = -\frac{m_4}{m_4 - m_1} Q$ является особой точкой – точкой ветвления.

6.3. Теорема взаимности и принцип детального равновесия

Трудно избежать будущего.

О. Уайльд

Труднее всего предсказать чьё-либо прошлое.

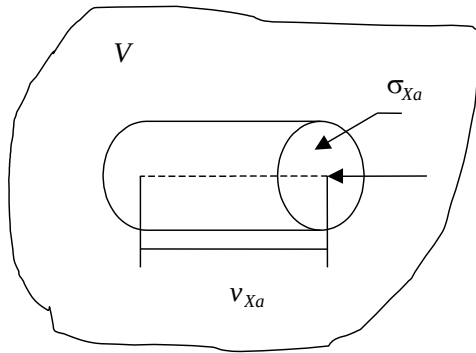
С. Лец

Процессы взаимодействия ядер должны быть инвариантны относительно обращения времени, т. е. замены в уравнениях движения t на $-t$. Эта инвариантность характерна и для химических реакций, и вообще для всех явлений, в которых отсутствуют необратимые процессы (например, все механические процессы без учета трения).

Рассмотрим два невырожденных простых состояния 1 и 2 системы с дискретным спектром. Вероятность прямого перехода $1 \rightarrow 2$ обозначим w_{1-2} , вероятность обратного $2 \rightarrow 1$ w_{2-1} . Теорема взаимности утверждает, что вероятность перехода, протекающего определенным образом во времени, равна вероятности обращенного во времени перехода, т. е. $w_{1-2} = w_{2-1}$. Если состояние 2 образовано группой уровней, число которых g_2 (статистический вес состояния 2), то полная вероятность перехода $1 \rightarrow 2$ во все подсостояния 2 $p_{1-2} = g_2 w_{1-2}$; вероятность обратного процесса $p_{2-1} = g_1 w_{2-1}$. Из теоремы взаимности получим $g_1 p_{1-2} = g_2 p_{2-1}$. Это

соотношение и есть выражение принципа детального равновесия. Этот принцип вытекает из предположения, что система может находиться в состоянии равновесия. Он справедлив при выполнении этого предположения для любого процесса: для химических и ядерных реакций, для взаимодействия полей и т. д. Однако возникают тонкости в связи с возможными необратимыми процессами, формальным признаком которых является наличие псевдоскалярных или псевдовекторных величин в уравнениях, описывающих состояния системы.

Принцип детального равновесия позволяет найти соотношения между характеристиками прямого и обратного процессов и дает возможность вычислить их для одного из процессов, когда они известны для другого. Рассмотрим приложение принципа детального равновесия к описанию ядерной реакции $X + a \rightarrow Y + b$. Сечение ее в прямом направлении (слева направо) обозначим σ_{ab} , а в обратном – σ_{ba} . Будем считать состоянием 1 ($X + a$), а состоянием 2 ($Y + b$). Представим себе некий объем V , наполненный ядрами X ,



Y , a и b (рис. 42). Пусть ядро X имеет спин I_X , Y – I_Y , a – S_a , b – S_b . Число состояний со спином I равно $(2I + 1)$. Число ячеек в фазовом пространстве

$$dn = \frac{4\pi P_{Xa}^2 dP_{Xa} V}{(2\pi\hbar)^3},$$

где P_{Xa} – относительный импульс в $(X + a)$.

Тогда

$$g_1 = (2I_X + 1)(2S_a + 1)dn = (2I_X + 1)(2S_a + 1) \frac{4\pi P_{Xa}^2 dP_{Xa} V}{(2\pi\hbar)^3},$$

$$p_{12} = \frac{\sigma_{Xa} v_{Xa}}{V}.$$

Аналогично

$$g_2 = (2I_Y + 1)(2S_b + 1) \frac{4\pi P_{Yb}^2 dP_{Yb} V}{(2\pi\hbar)^3} \text{ и } p_{21} = \frac{\sigma_{Yb} v_{Yb}}{V}.$$

Из принципа детального равновесия $g_1 p_{1-2} = g_2 p_{2-1}$. Учитывая, что $v_{Xa} dP_{Xa} = v_{Yb} dP_{Yb}$, так как $v_{Xa} dP_{Xa} = d\left(\frac{m_{Xa} v_{Xa}^2}{2}\right) = dE'_{Xa}$ и $v_{Yb} dP_{Yb} = dE'_{Yb} = d(E'_{Xa} + Q) = dE'_{Xa}$, получим выражение, связывающее полные сечения прямого и обратного процессов,

$$\begin{aligned} (2I_X + 1)(2S_a + 1)P_{Xa}^2 \sigma_{Xa} &= \\ &= (2I_Y + 1)(2S_b + 1)P_{Yb}^2 \sigma_{Yb}. \end{aligned}$$

Принцип детального равновесия справедлив и для дифференциальных сечений

$$(2I_X + 1)(2S_a + 1)P_{Xa}^2 \frac{d}{d\Omega} \sigma_{Xa} = (2I_Y + 1)(2S_b + 1)P_{Yb}^2 \frac{d}{d\Omega} \sigma_{Yb}.$$

6.4. Механизмы ядерных реакций

Механизмы ядерных реакций (т. е. модельные представления о схеме их протекания) очень разнообразны. Тем не менее, до сих пор не существует единого модельного подхода, который хотя бы грубо, на качественном уровне, объяснил все наблюдаемые в эксперименте свойства ядерных реакций. Из общих соображений следует, что при взаимодействии частицы с ядром должно обязательно происходить упругое рассеяние, даже когда энергия налетающей частицы превосходит порог реакции или реакция является экзотермической. Рассеяние объясняется попаданием частицы в зону действия потенциала, обусловленного ядром (кулоновского взаимодействия для заряженных частиц, взаимодействия магнитных моментов, центробеж-

ного потенциала и потенциала ядерных сил). Этот вид упругого рассеяния называется потенциальным, его неизбежность следует из простейшего представления о процессе взаимодействия налетающей частицы с ядром – *одночастичной модели*. Модель предполагает, что налетающая частица взаимодействует с неким эффективным потенциалом, создаваемым суммарным взаимодействием нуклонов между собой, и налетающей частицей. Таким образом, задача многих тел заменяется задачей движения налетающей частицы в поле, описываемом эффективным потенциалом. Далее решается уравнение Шредингера с этим потенциалом, и через волновую функцию вычисляется сечение.

В самом примитивном варианте этой модели мы уже рассматривали решение такой задачи для одномерного случая движения частицы над потенциальной прямоугольной “ямой” и отмечали, что коэффициент прохождения в общем случае меньше единицы из-за отражения волны от стенок потенциала, что следует истолковывать как потенциальное рассеяние. Однако при определенных соотношениях глубины и ширины “ямы” и импульса налетающей частицы коэффициент прохождения стремится к единице, выписывая таким образом резонансоподобную форму в функции от энергии (импульса). Это явление качественно указывает на существование в реальных системах так называемых резонансов формы.

Заметим, что модель с действительным потенциалом способна описывать только упругое потенциальное рассеяние, так как в ней не заложена возможность учитывать исчезновение (поглощение) налетающих частиц. Формально эта возможность может осуществиться с помощью введения мнимой части потенциала подобно тому, как вводится в волновой оптике комплексный коэффициент преломления для учета поглощения света в среде. Такая модификация одночастичной модели, названная *оптической*, широко применяется при описании процессов рассеяния и ядерных реакций.

Одночастичная модель не в состоянии объяснить наблюдаемые в эксперименте в полном сечении и в сечении упругого рассеяния нейтронов для широкого круга ядер узкие (порядка долей эВ) интенсивные резонансы в энергетическом интервале 1–1000 эВ. Этот кризис удалось преодолеть с помощью *теории составного ядра*, созданной Н. Бором. Такой подход оказался весьма плодотворным при описании ядерных реакций в резонансной области, где наблюдаются изолированные (по крайней мере, не сильно перекрывающиеся) состояния составного ядра. При больших энергиях основные предположения боровской теории перестают выполняться, ее предсказания противоречат экспериментальным данным. Однако при еще больших энергиях, когда уровни сильно перекрываются, снова создаются предпосылки для выполнения предположений боровской теории, поэтому следует ожидать удовлетворительных результатов теоретического описания процессов.

Некоторую противоположность боровской теории представляют механизмы, описываемые моделями *прямых процессов*. Сюда относятся:

- *прямое “выбивание”* налетающей частицей из ядра-мишени нуклона или нуклонной ассоциации;
- *реакции срыва* (стриппинг) нуклона или нуклонной ассоциации с налетающей частицы;
- *реакции “подхвата”* (пикап) нуклона или нуклонной ассоциации налетающей частицей из ядра-мишени;
- *реакции развала* налетающей частицы (дейтрона) кулоновским полем ядра-мишени.

К прямым процессам следует отнести и так называемое *кулоновское возбуждение* – неупругое рассеяние ускоренных ионов с возбуждением нижних состояний ядра-мишени (или/и налетающей частицы) суммарным кулоновским полем без проникновения налетающей частицы в зону действия ядерных сил.

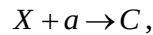
В группу моделей, описывающих *коллективные механизмы* взаимодействия, входит уже знакомая нам *капельная модель*, с помощью которой удалось описать основные свойства процесса деления. Существует множество модельных подходов, объединяющих свойства “чистых” ортодоксальных моделей: *модель предравновесного распада* составного ядра, различного вида *обобщенные модели* и т. д.

6.4.1. Боровская теория ядерных реакций

На понятии составного ядра (compound nucleus), которое можно выразить в нескольких словах, целое поколение теоретиков кормилось двадцать лет...

А. Абрагам

Рассмотрим упрощенно теоретическую модель ядерной реакции, основанную на предположении Н. Бора о двустадийности ее протекания. На первой стадии реакции в результате слияния налетающей частицы и ядра-мишени образуется составное ядро C

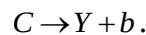


которое сильно возбуждено. Энергия возбуждения составляет

$$E^* = E_a \frac{m_x}{m_x + m_a} + S_a,$$

где S_a – энергия связи частицы a в составном ядре C .

Составное ядро живет достаточно долго, так что “забывает”, каким способом образовалось, т. е. свойства ядра C (при одинаковых энергиях возбуждения) не зависят от канала образования. Вторая стадия ядерной реакции – распад составного ядра



Этот процесс, как известно из свойств радиоактивных ядер, характеризуется постоянной распада $\lambda = 1/\tau$, где τ – среднее время жизни. Полагаем, что составное ядро находится в некоем резонансном состоянии, характеризуемом шириной (полной шириной на половине высоты резонансной кривой) Γ . Среднее время жизни τ следует рассматривать как неопределенность момента времени существования составного ядра, а Γ – как неопределенность энергии его возбуждения. Тогда в соответствии с принципом неопределенностей Гейзенберга $\tau\Gamma \approx \hbar$. Таким образом,

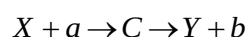
$$\lambda = 1/\tau = \frac{\Gamma}{\hbar} = \frac{\sum_i \Gamma_i}{\hbar} = \sum_i \lambda_i,$$

где Γ_i и λ_i – парциальные ширины и парциальные постоянные распада.

Попытаемся оценить реализацию предположений Бора для случая реакций, вызываемых нейтронами в резонансной области энергий. Как мы уже говорили, экспериментально в этом энергетическом интервале (1–1000 эВ) обнаружено существование узких ($\Gamma \sim 0,1$ эВ) сильных резонансных состояний. Время жизни таких состояний оценим по соотношению $\tau = \hbar/\Gamma = \frac{1,05 \cdot 10^{-27}}{0,1 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \approx 10^{-14}$ с. Время пролета нейтрона с энергией ~ 10 МэВ расстояния, соот-

ветствующего размеру ядра (время упругого потенциального рассеяния), $\Delta t = \frac{2R}{V} = \frac{2R}{\sqrt{2E/m}} = \frac{10^{-12}}{\sqrt{2 \cdot 10 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} / (1,67 \cdot 10^{-24})}} \approx 2 \cdot 10^{-22}$ с. Таким образом, $\tau \gg \Delta t$, т. е. предположение Бора о

большом времени жизни составного ядра хорошо оправдано в резонансной области. В таком случае сечение реакции



можно представить в виде

$$\sigma(a, b) = \sigma_c(a) \eta_c(b),$$

где $\sigma_c(a)$ – сечение образования составного ядра C по каналу $(X + a)$; $\eta_c(b)$ – вероятность распада составного ядра C по каналу $(Y + b)$. Для развития количественной теории, следуя В. Вайскопфу, сделаем важное упрощающее предположение о существовании устойчивого значения среднего расстояния $\bar{\Delta}$ между квазистационарными состояниями (резонансами) составного ядра для некоторого, хотя бы малого, интервала энергий возбуждения. Для простоты выкладок будем считать, что на этом интервале расстояние между уровнями Δ постоянно и равно среднему значению $\bar{\Delta}$. Тогда

$$E_n^* = E_0^* + n\bar{\Delta},$$

где n – целое число; E_0^* – энергия уровня, лежащего в начале интервала; E_n^* – энергия n -го уровня.

Волновую функцию n -го уровня можно записать в виде

$$\Psi_n(r, t) = \Psi_n(r) e^{\frac{iE_n^* t}{\hbar}} = \Psi_n(r) e^{\frac{in\bar{\Delta}t}{\hbar}} e^{\frac{iE_0^* t}{\hbar}}.$$

Полная волновая функция представляет собой суперпозицию этих функций

$$\Psi(r, t) = \left(\sum_n c_n \Psi_n(r) e^{\frac{in\bar{\Delta}t}{\hbar}} \right) e^{\frac{iE_0^* t}{\hbar}}.$$

Эта функция представляет собой амплитудно-модулированную синусоиду с круговой частотой $\omega_0 = \frac{E_0^*}{\hbar}$ и амплитудой $\sum_n c_n \Psi_n(r) e^{\frac{in\bar{\Delta}t}{\hbar}}$. Основная модулирующая частота $\Omega = \bar{\Delta}/\hbar$, соответственно, период $T = 2\pi\hbar/\bar{\Delta}$, т. е. $\Psi(t+T) = \Psi(t)$; конфигурации повторяются с частотой $f = \Omega/2\pi = 1/T$, которую следует рассматривать как частоту попыток распада составного ядра. Тогда вероятность распада (постоянная распада) $\lambda = Df$, где D – проницаемость потенциального барьера, который должна преодолеть частица b . Понимая, что $\lambda = 1/\tau = \frac{\Gamma_a}{\hbar}$, найдем $\Gamma_a = \hbar/\tau = \frac{D}{2\pi} \bar{\Delta}$. Для простоты в дальнейшем будем предполагать, что частицы a и b – нейтроны, хотя это не принципиально, достаточно учесть в противном случае кулоновский барьер, что приведет к чисто вычислительным трудностям.

Вспомним, как мы вычисляли D в случае одномерной задачи движения частицы в поле потенциала, представленного потенциальной прямоугольной “ямой”, моделирующей взаимодействие нейтрона с остаточным ядром при вылете его из составного ядра. Решение уравнения Шредингера для области I (рис. 43) ищем в виде $\Psi_I(x) = e^{iK_I x} + \alpha e^{-iK_I x}$, для области II – в виде $\Psi_{II}(x) = \gamma e^{iK_{II} x}$. Условия сшивания на границе $x=0$ $\Psi_I(0) = \Psi_{II}(0)$ и $\Psi'_I(0) = \Psi'_{II}(0)$ приводят к системе алгебраических уравнений:

$$\left. \begin{aligned} 1 + \alpha &= \gamma; \\ (1 - \alpha)K_I &= \gamma K_{II}. \end{aligned} \right\}$$

Отсюда легко получим амплитуду отраженной волны $\alpha = \frac{K_I - K_{II}}{K_I + K_{II}}$ и коэффициент пропускания $D = 1 - |\alpha|^2 = \frac{4K_I K_{II}}{|K_I + K_{II}|^2}$. Таким образом, в случае нейтронов

$$\Gamma_n = \frac{D}{2\pi} \bar{\Delta} = \frac{\bar{\Delta}}{2\pi} \frac{4K_I K_{II}}{|K_I + K_{II}|^2}.$$

Теперь попытаемся вычислить энергетическую плотность вероятности $\rho(E)$, т. е. вероятность на единицу энергии найти составное ядро с энергией возбуждения E вблизи резонансного состояния с энергией E_0 . Воспользуемся механической аналогией. Рассмотрим ангармонический осциллятор с собственной частотой ν_0 при наличии периодической силы $f(t) = F \cos \nu t$, действующей с частотой ν при наличии силы трения, зависящей от ν следующим образом:

$$f_{mp} \propto m\delta(\nu)x,$$

где m – масса осциллятора; $\delta(\nu)$ – декремент затухания; x – смещение.

Поведение системы описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{dx}{dt} = \frac{F}{2m\nu_0} \left(\frac{1}{\nu_0 - \nu + i\delta/2} + \frac{1}{\nu_0 - \nu - i\delta/2} \right) e^{i\nu t}.$$

Решение ищем в виде

$$x \propto (\cos \nu_0 t) e^{-\delta(\nu_0)t/2}.$$

Средняя энергия, поглощаемая за единицу времени,

$$\frac{dE}{dt} \propto \frac{F\delta(\nu)}{4m} \frac{1}{(\nu_0 - \nu)^2 + (\delta/2)^2}.$$

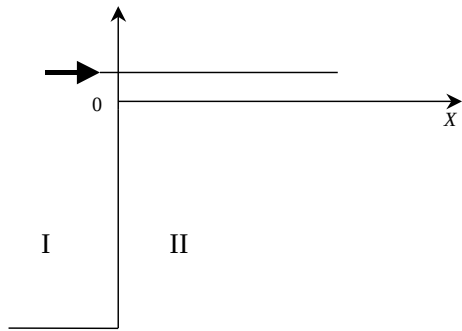


Рис. 43

Эта величина и есть аналог $\rho(E)$. Если в предыдущей формуле учесть, что частота – аналог энергии, а декремент затухания – аналог ширины, то с точностью до константы получим

$$\rho(E) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(E_0 - E)^2 + (\Gamma/2)^2}.$$

Выражение $\frac{1}{(E_0 - E)^2 + (\Gamma/2)^2}$ часто называют функцией Лоренца, или лоренцианом.

Вернемся к боровской формуле для сечения реакции

$$\sigma(a, b) = \sigma_c(a) \eta_c(b).$$

Заметим, что сечение образования составного ядра равно сумме парциальных сечений со всеми возможными орбитальными моментами

$$\sigma_c = \sum_{\ell} \sigma_{\ell} = \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} S_{\ell} \xi_{\ell},$$

где S_{ℓ} – геометрическое сечение для частиц с орбитальным моментом ℓ ; ξ_{ℓ} – коэффициент прилипания; $\ell_{\max}$ – максимальное значение орбитального момента.

Помня, что кинетический момент $|\vec{L}| = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)} = P\chi$, где P – импульс, а χ – прицельный параметр, найдем $\chi = \hbar/P\sqrt{\ell(\ell+1)} = \lambda\sqrt{\ell(\ell+1)}$. Очевидно, что $\ell_{\max} = R/\lambda$, где R – радиус ядра.

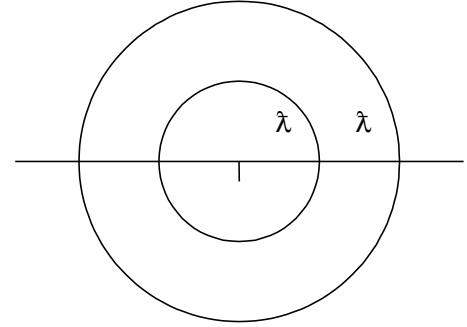


Рис. 44

Из рис. 44 видно, что $S_0 = \pi\lambda^2$, $S_1 = 3\pi\lambda^2$,
 $\dots S_\ell = (2\ell+1)\pi\lambda^2$. Полное геометрическое сечение:
 $S = \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} S_\ell = \sum_{\ell=0}^{R/\lambda} (2\ell+1)\pi\lambda^2 = \pi(\lambda + R)^2$. Действительно,
 $\sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} (2\ell+1)$ есть сумма арифметической прогрессии с

первым членом 1, последним $(2\ell_{\max} + 1)$ и числом членов $(\ell_{\max} + 1)$. Отсюда

$$\sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} (2\ell+1) = \frac{1+2\ell_{\max}+1}{2} (\ell_{\max} + 1) = (\ell_{\max} + 1)^2 = \frac{(R + \lambda)^2}{\lambda^2}.$$

Максимально возможное значение сечения образования составного ядра будет равно геометрическому сечению $(\sigma_c)_{\max} = S$. Для каждой парциальной волны коэффициент прилипания $\xi_\ell \leq 1$ характеризует степень отличия сечения образования составного ядра для заданного ℓ от соответствующего геометрического сечения. Тогда $\sigma_c = \sum_{\ell=0}^{R/\lambda} \xi_\ell (2\ell+1)\pi\lambda^2$. Для упрощения далее будем считать, что налетающая частица – нейтрон, т. е. рассматриваем процесс $X + n \rightarrow C$. Кроме того, будем полагать, что в реакции участвуют только нейтроны с $\ell = 0$. В этом случае коэффициент прилипания ξ_0 должен быть пропорционален коэффициенту пропускания $D = \frac{4K_I K_{II}}{|K_I + K_{II}|^2}$ и нейтронной ширине Γ_n . С другой стороны, коэффициент прилипания пропорционален $\rho(E)$ – плотности вероятности найти составное ядро с энергией возбуждения E вблизи резонансного состояния с энергией E_0 , т. е. $\xi_0 \propto \Gamma_n \frac{\Gamma}{(E_0 - E)^2 + (\Gamma/2)^2}$.

Учитывая, что $E = E_n + \varepsilon_n$ и $E_0 = E_r + \varepsilon_n$, имеем $(E - E_0)^2 = (E_n - E_r)^2$. Тогда

$$\xi_0 \propto \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E_r - E_n)^2 + (\Gamma/2)^2},$$

откуда

$$\sigma_c^{(0)} = S_0 \xi_0 \propto \pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E_r - E_n)^2 + (\Gamma/2)^2}.$$

Будем искать коэффициент пропорциональности в последнем выражении, используя принцип детального равновесия для процесса $X + n \leftrightarrow C$. Как мы помним,

$$g_1 = (2I_X + 1)(2S_{na} + 1)dn = (2I_X + 1)(2S_n + 1) \frac{4\pi P_{xn}^2 dP_{xn} V}{(2\pi\hbar)^3},$$

$$p_{12} = \frac{\sigma_c V_{xn}}{V},$$

$$g_2 = (2J_C + 1).$$

Учитывая, что вероятность вылета нейтрона $\sim \frac{\Gamma_n}{\hbar}$, $p_{21} = \frac{\Gamma_n}{\hbar} \rho(E) dE$.

Тогда

$$(2I_x + 1)(2S_n + 1) \frac{4\pi P_{xn}^2 dP_{xn} V}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\sigma_c v_{xn}}{V} = (2J_c + 1) \frac{\Gamma_n}{\hbar} \rho(E) dE.$$

Зная, что $dE = dE_n = v_n dP_{xn}$ и $P_{xn} = \hbar/\lambda$, получим

$$\sigma_c = \frac{2J_c + 1}{(2I_x + 1)(2S_n + 1)} \pi \lambda^2 \frac{\Gamma \Gamma_n}{(E_n - E_r)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Вычисляя это выражение, мы предполагали, что входной канал нейтронный, причем в образовании составного ядра участвуют только s -нейтроны, т. е. орбитальный момент во входном канале равен нулю. Однако полученное выражение справедливо для любых частиц во входном канале, если учесть влияние на энергетическую зависимость входной ширины центробежного и кулоновского потенциалов. Таким образом, для реакции $X + a \rightarrow C \rightarrow Y + b$ сечение образования составного ядра имеет вид

$$\sigma_c = \frac{2J_c + 1}{(2I_x + 1)(2S_a + 1)} \pi \lambda^2 \frac{\Gamma \Gamma_a}{(E_a - E_r)^2 + \Gamma^2/4}.$$

В соответствии со вторым предположением боровской теории сечение реакции определяется произведением сечения образования составного ядра на вероятность его распада η_{by} по выходному каналу ($Y + b$)

$$\sigma_{ab} = \sigma_c \eta_b.$$

Так как вероятность распада за счет какого-либо процесса равна отношению парциальной вероятности этого процесса к сумме парциальных вероятностей всех возможных процессов, то $\eta_b = \frac{\Gamma_b}{\sum_i \Gamma_i} = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$, откуда

$$\sigma_{ab} = \frac{2J_c + 1}{(2I_x + 1)(2S_a + 1)} \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E_a - E_r)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Это выражение – формула Брейта – Вигнера для изолированного уровня, она широко применяется при интерпретации экспериментальных результатов. Формула была получена и в рамках более строгих теоретических подходов (в частности, в R -матричной теории ядерных реакций) и обобщена на случай перекрывающихся уровней с учетом их интерференции.

Итак, в случае резонансной области энергий возбуждения составного ядра реализация положений боровской теории ядерных реакций (двустадийность, большое время жизни компаунд-ядра, независимость его распада от способа образования) сомнений не вызывает. Это подтверждается экспериментом – успехами описания формулой Брейта – Вигнера изолированных и частично перекрытых резонансов.

Как же обстоит дело в области энергий возбуждения составного ядра, где $\bar{\Delta} \ll \Gamma$? В отличие от промежуточной области здесь также можно ожидать выполнения боровских постулатов. По соображениям чисто статистическим, влетевший в ядро нуклон с большой энергией, скорее всего, не потеряет ее из-за одного столкновения с каким-либо нуклоном, а разменивает между несколькими нуклонами так, что ни один из них не будет иметь энергию, превышающую энергию отделения. Дальнейшие столкновения приведут к распределению энергии между всеми нуклонами подобно тому, как это происходит, когда мы в некий объем холодной жидкости внесем горячую каплю. Однако в такой системе есть определенная вероят-

ность концентрации энергии на одном из нуклонов (или какой-либо нуклонной ассоциации) за счет многократных столкновений вплоть до превышения энергии отделения. Тогда этот нуклон (или нуклонная ассоциация) может покинуть ядро, унося всю энергию, внесенную первичной частицей, или ее часть (как это происходит при испарении молекулы из капли жидкости). Число попыток, необходимое для вылета нуклона, будет определяться проникаемостью потенциального барьера, обусловленного кулоновскими и центробежными силами. Таким образом, для сечения реакции $X + a \rightarrow C \rightarrow Y + b$ мы опять приходим к выражению $\sigma(a, b) = \sigma_c(a) \eta_c(b)$, где $\eta_c(b) = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}$ имеет тот же смысл вероятности распада составного ядра по каналу $(Y + b)$. Для простоты будем предполагать, что частицы и ядра бесспиновые. Если справедливо предположение Бора о независимости свойств составного ядра от способа его образования, то можно воспользоваться принципом детального равновесия

$$\eta_c(b) P_a^2 \sigma_c(a) = \eta_c(a) P_b^2 \sigma_c(b),$$

откуда

$$\Gamma_b \lambda_a^{-2} \sigma_c(a) = \Gamma_a \lambda_b^{-2} \sigma_c(b).$$

Тогда

$$\frac{\sigma_c(a)}{\lambda_a^2 \Gamma_a} = \frac{\sigma_c(b)}{\lambda_b^2 \Gamma_b} = \dots = \frac{\sigma_c(i)}{\lambda_i^2 \Gamma_i} = C(E_c^*).$$

Это и есть выражение независимости свойств составного ядра от способа его образования. Отсюда следует, что ширина любого канала $\Gamma_i = \frac{\sigma_c(i)}{\lambda_i^2 C}$, тогда вероятность распада по каналу b может быть получена по выражению

$$\eta_c(b) = \frac{\lambda_b^{-2} \sigma_c(b)}{\sum_i \lambda_i^{-2} \sigma_c(i)}.$$

Вспомним выражение для сечения образования составного ядра

$$\sigma_c = \pi(R + \lambda)^2 D.$$

Для нейтронов с нулевым орбитальным моментом $D = \frac{4K_I K_{II}}{|K_I + K_{II}|^2}$, в этом случае

$\sigma_c = \pi(R + \lambda)^2 \frac{4K_I K_{II}}{(K_I + K_{II})^2}$. Видно, что пределом сечения образования составного ядра при энергии налетающего нейтрона $E_n \rightarrow \infty$ является геометрическое сечение, т. е. $\sigma_c \rightarrow \pi R^2$, так как при этом $\lambda \rightarrow 0$, $K_I \rightarrow K_{II} \rightarrow \infty$. В области малых энергий, $E_n \rightarrow 0$, $\sigma_c \rightarrow \pi \lambda^2 \frac{4K_{II}}{K_I} \propto \pi \frac{1}{K_{II}^2} \frac{4K_{II}}{K_I} \propto \frac{1}{v_n}$.

Рассмотрим процесс распада составного ядра (рис. 45). Энергия возбуждения составного ядра C определяется выражением $E^* = S_a + E_a \frac{m_X}{m_X + m_a}$. Максимальная кинетическая энергия в канале распада $Y + b$ равна $E'_{bm} = E^* - S_b$. Энергия возбуждения остаточного ядра Y составляет $E'_Y = E^* - S_b - E'_b$. Если E'_Y превышает энергию связи S_d какой-либо частицы d (или нуклонной ассоциации) в ядре Y , то возникает возможность распада ядра Y по каналу $(Z + d)$, т. е. каскадного процесса, приводящего к трехчастичной реакции $X + a \rightarrow Z + b + d$ в конечном состоянии.

Введем понятие плотности уровней остаточного ядра Y как число уровней n , приходящееся на единичный интервал энергии возбуждения ядра Y $W_Y(E'_Y) = \frac{dn}{dE'_Y}$. Спектр испускаемых частиц b имеет вид $I_b(E'_b)dE'_b = \text{const} \cdot \eta_C(b) W_Y(E'_Y) dE'_b$. Учитывая, что $\eta_C = \frac{\lambda_b^{-2} \sigma_C(b)}{\sum_i \lambda_i^{-2} \sigma_C(i)} \propto E'_b \sigma_C(b)$ и $E'_Y = E'_{bm} - E'_b$, перепишем

$$I_b(E'_b)dE'_b = \text{const} E'_b \sigma_C(b) W_Y(E'_{bm} - E'_b) dE'_b.$$

В термодинамике (точнее, статфизике) энтропия S есть логарифм числа состояний, т. е. $S(E) = \ln W(E)$. Разложим энтропию в ряд Тейлора по энергии E'_b вблизи точки $E'_b = E'_{bm}$

$$S(E'_{bm} - E'_b) \approx S(E'_{bm}) - E'_b \left(\frac{dS}{dE'_b} \right)_{E'_b = E'_{bm}} + \dots$$

Как известно, соотношение между энтропией системы и ее температурой

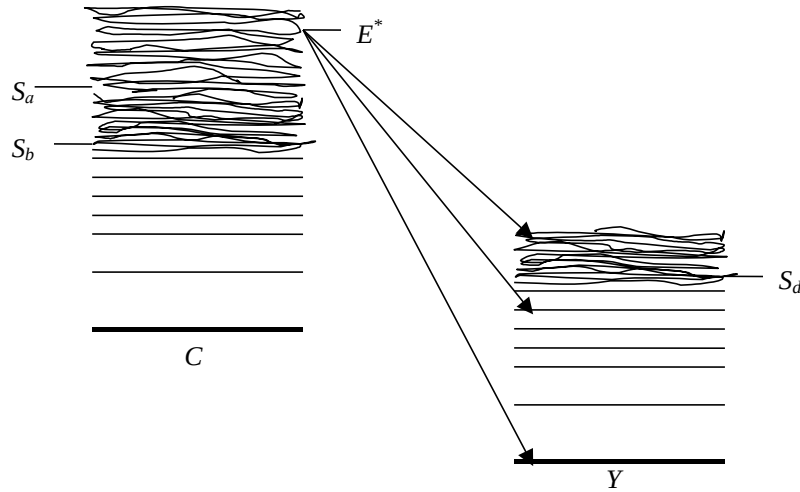


Рис. 45

$$\frac{dS}{dE} = \frac{1}{kT},$$

тогда плотность уровней остаточного ядра Y можно представить как

$$W(E'_Y) = W(E'_{bm} - E'_b) = e^{S(E'_{bm})} \cdot e^{-\frac{E'_b}{kT(E'_{bm})}} = \text{const} \cdot e^{-\frac{E'_b}{kT(E'_{bm})}},$$

а спектр испаряемых частиц имеет вид

$$I_b(E'_b)dE'_b = \text{const} E'_b \sigma_C(b) e^{-\frac{E'_b}{kT}} dE'_b.$$

Чтобы получить спектр вылетевших частиц, надо это выражение умножить на коэффициент проницаемости потенциального барьера

$$I_b(E'_b)dE'_b = \text{const} D(E'_b) E'_b \sigma_c(b) e^{-\frac{E'_b}{kT}} dE'_b.$$

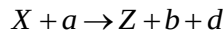
Для нейтронов с $\ell = 0$ $D = \frac{4K_I K_{II}}{|K_I + K_{II}|^2} \propto \frac{1}{\sqrt{E'_b}}$, тогда

$$I_b(E'_b)dE'_b = \text{const} \sqrt{E'_b} \sigma_c(b) e^{-\frac{E'_b}{kT}} dE'_b.$$

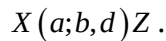
Это выражение, близкое к максвелловскому распределению для молекул идеального газа, описывает наблюдаемый спектр при малых энергиях и вблизи средней энергии $\overline{E'_b} = \frac{3}{2}kT$, но этого нельзя сказать об области больших энергий. Во-первых, в максвелловском распределении максимальная энергия вылетающих частиц не ограничена, в то время как $E'_b \leq E'_{bm} = E'_a + E'_x + Q_{ab} = E_a \frac{m_x}{m_x + m_a} + Q_{ab}$; во-вторых, спектр частиц b вблизи E'_{bm} становится дискретным, так как при малых энергиях возбуждения остаточного ядра расстояние между его уровнями становится существенно больше их ширины. В случае заряженной частицы b ей приходится преодолевать еще кулоновский барьер. Это приводит к усложнению выражения для спектра в силу иной энергетической зависимости коэффициента проницаемости потенциального барьера по сравнению с нейтронами, которую мы обсуждали при изучении α -распада.

6.4.2. Каскадная теория многочастичных ядерных реакций

Как мы уже говорили, в результате реакции $X + a \rightarrow Y + b$ остаточное ядро Y может оказаться в возбужденном состоянии. Если при этом энергия возбуждения будет выше энергии связи нуклона (или нуклонной ассоциации, называемой иногда кластером) в ядре Y , то оно может распасться на вторичное остаточное ядро Z и частицу d , т. е. реакция в конечном состоянии будет иметь вид



или (в краткой записи)



В свою очередь, ядро Z может оказаться возбужденным до такого уровня, который превосходит энергию связи нуклона (или нуклонной ассоциации) в нем. Это может привести к эмиссии третичных частиц и т. д. Мы остановимся только на случае эмиссии вторичных частиц, т.е. реакции $X + a \rightarrow Z + b + d$.

Реакция может протекать тремя путями:

1. $X + a \rightarrow Y + b$, $Y \rightarrow Z + d$.
2. $X + a \rightarrow U + d$, $U \rightarrow Z + b$.
3. $X + a \rightarrow Z + b + d$.

Реакции 1 и 2 представляют собой каскадные процессы, идущие через образование промежуточного ядра Y или U . Время жизни и распад промежуточных ядер определяются аналогично тому, как это делалось для составного ядра C . Реакция 3 является истинно трехчастичным прямым процессом и имеет существенно меньшее сечение, чем реакции 1 и 2 (мы в дальнейшем будем ей пренебрегать). Реакции 1 и 2 становятся неразличимыми, если $b \equiv d$. Обозначим сечения реакции 1 $\sigma(a; b, d)$, реакции 2 $\sigma(a; d, b)$. Наблюдаемое сечение каскад-

ного процесса $\bar{\sigma}(a, b) = \sigma(a; b, d) + \sigma(a; d, b)$. Мы помним, что $\sigma(a, b) = \sigma_c(a) \eta_c(b)$, причем в $\sigma(a, b)$ входят и те случаи, когда после излучения частицы b произойдет каскадный процесс с излучением частицы d . Обозначим $\sigma^*(a, b)$ сечение процесса, когда вторичные реакции не происходят, тогда $\sigma(a, b) = \sigma^*(a, b) + \sum_d \sigma(a; b, d)$. Для простоты будем рассматривать только процесс 1, тогда $\sigma(a; b, d) = \sigma_c(a) \sum_{\beta} \eta_c(\beta) \eta_{Y\beta}(d)$, где β – подканалы, в которых ядро Y оказывается достаточно возбужденным, чтобы испустить частицу d ; $\eta_c(\beta)$ – вероятность распада по подканалу β ; $\eta_{Y\beta}(d)$ – относительная вероятность распада ядра Y на $(Z + d)$, отвечающая подканалу β .

Будем считать, что если энергия возбуждения больше энергии отделения частицы, то снятие возбуждения произойдет только благодаря частичному распаду, т. е. $\Gamma_d \gg \Gamma_\gamma$. Другими словами, мы пренебрегаем конкуренцией испускания γ -кванта при распаде ядра, что верно для всех случаев, за исключением области вблизи энергии отделения частицы. В этом предположении $\sum_{\beta} \eta_{Y\beta}(d) \approx 1$ для $E_Y^* = E_{bY} - E_\beta > S_{d\min}(Y)$. Обозначим максимальную энергию, уносимую вторичной частицей d при заданной энергии возбуждения составного ядра, E_{dm} . Очевидно, что $E_{dm} = E_{bm} - S_d(Y)$, и наблюдаемое сечение $\sigma^*(a, b) = \sigma(a, b)$ для $E_{dm} < 0$ (когда вылет d из Y энергетически запрещен), тогда для $E_d > 0$

$$\sigma^*(a, b) \approx \sigma(a, b) \frac{\int_{E_{bm}}^{E_d} I_b(E) dE}{\int_0^{E_{bm}} I_b(E) dE}. \quad (41)$$

При возможности вылета вторичной частицы только одного вида d

$$\sigma(a; b, d) \approx \sigma(a, b) - \sigma^*(a, b).$$

Когда частица b – нейтрон, то $I_b(E'_b) dE'_b \propto \sqrt{E'_b} e^{-\frac{E'_b}{kT}} dE'_b$. В этом случае интегралы в (41) могут быть вычислены, тогда

$$\sigma^*(a, n) \approx \sigma(a, n) \left(1 + \frac{E_d}{kT} \right) e^{-\frac{E_d}{kT}},$$

$$\sigma(a; n, n) \approx \sigma(a, n) \left[1 - \left(1 + \frac{E_d}{kT} \right) e^{-\frac{E_d}{kT}} \right].$$

На рис. 46 показано поведение сечений каскадных реакций.

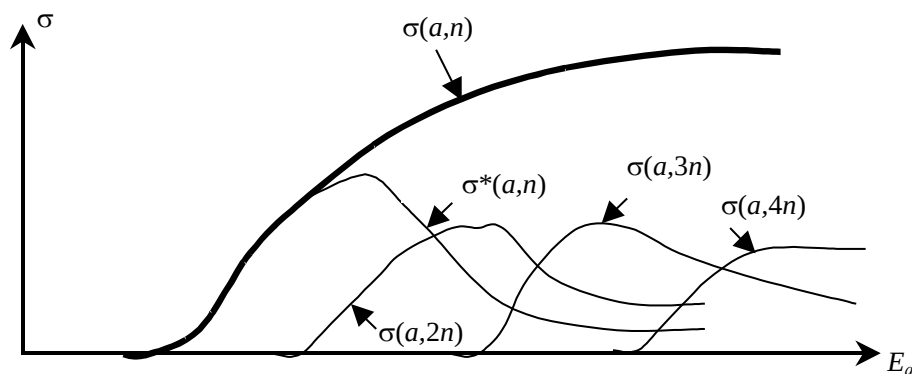


Рис. 46

Боровская теория и модель испарения, являясь, по сути дела, статистическими механизмами, оправданы для тяжелых и средних ядер и совершенно непригодны для описания малонуклонных систем.

Все изложенные нами статистические подходы были очень удачно обобщены и последовательно объединены в формализме, получившем название метода Хаузера – Фешбаха.

6.4.3. Предравновесный распад. Изобар-аналоговые резонансы.

Оптическая модель.

*Так как чудом Господь не гнушается,
Наплевав на свои же формальности,
Нечто в мире всегда совершается
Вопреки очевидной реальности.*

И. М. Губерман

Первоначальные успехи боровской модели в области высоких энергий возбуждения составного ядра были омрачены получением более точных экспериментальных данных по спектрам вторичных частиц. Систематическое расхождение предсказаний теории и экспериментальных данных, особенно в высокоэнергетичной части спектра, указывало на необходимость введения более сложных модельных представлений, чем статистическая модель испарения. Одним из успешных подходов является представление о возможном вылете вторичной частицы до установления термодинамического равновесия в составном ядре. Такая модель, получившая название модели предравновесного распада составного ядра, увеличением количества подгоночных параметров позволила расширить круг экспериментальных данных, удовлетворительно описываемых теорией.

Таким образом, по представлениям боровской теории при достаточно больших энергиях возбуждения составного ядра сечения реакции и рассеяния как функции энергии должны представлять собой плавные кривые, слегка флуктуирующие в силу статистической природы плотности уровней и распределения их ширин. Однако исследования показали, что это не так. Экспериментально наблюдаемые сильные резонансные состояния в средних ядрах при больших энергиях возбуждения составного ядра, плохо укладывающиеся в предсказания статистических моделей даже с учетом флуктуационных особенностей, неожиданно нашли естественное объяснение в рамках обнаруженных изобар-аналоговых резонансов (ИАР) в составном ядре.

Один из основных вопросов этой проблемы – природа ИАР. Проявление ИАР в (p,n) -реакции наблюдается вопреки запрету, обусловленному законом сохранения изоспина. Это происходит, потому что закон сохранения изоспина не выполняется в электромагнитных взаимодействиях. Наличие кулоновского поля протонов в ядре приводит к нарушению этого закона за счет смешивания компаунд-ядерных состояний с ИАР. При этом происходит селективное возбуждение компаунд-ядерных состояний, имеющих такую же конфигурацию

(спин и четность), что и ИАР. Это и обеспечивает проявление ИАР в (p,n) -реакции, несмотря на запрет по изоспину.

Указанное смешивание конфигураций может быть “внутренним” и “внешним”. Первое возникает за счет не сохраняющего изоспин кулоновского взаимодействия внутри ядра. Второе, обусловленное наличием общих каналов распада аналогового и компаунд-ядерных состояний, представляет собой, по существу, резонансное перераспределение во входном (выходном) канале реакции. Считалось, что нейтронный распад ИАР носит чисто статистический характер. Ясное понимание физики происходящих процессов позволило сформулировать теоретические подходы к обработке имеющихся экспериментальных данных и осуществить постановку новых экспериментов, позволивших впервые обнаружить прямой нейтронный распад ИАР.

Продолжение исследований высоко возбужденных изобарических коллективных состояний привело к обнаружению гамов-теллеровских резонансов (ГТР), близких по своей структуре к ИАР. Таким образом, развитие теории ядерных реакций стимулируется новыми экспериментальными данными, не укладывающимися в существующие теоретические представления об их механизмах.

Оптическая модель. Как мы уже неоднократно говорили, уравнение Шредингера похоже на волновое уравнение, описывающее процессы распространения световой волны, и может рассматриваться как обобщение волнового уравнения, если ввести коэффициент преломления n в виде

$$n^2 = \frac{E - V}{E} = 1 - \frac{V}{E}.$$

Для надбарьерных процессов ($E > V$) коэффициент преломления является вещественным во всем пространстве (конечно, при вещественном V). В оптике вводят понятие комплексного коэффициента преломления для учета поглощения в среде. Аналогичным образом введение комплексного коэффициента преломления в уравнение Шредингера (это соответствует комплексности V) позволяет уменьшить интенсивность рассеянной волны и ввести поглощение. Такой подход получил название оптической модели. Процесс взаимодействия с учетом поглощения можно описать уравнением

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \Psi + V\Psi = E\Psi,$$

где $V = [V_a(r) + iW(r) + V_C]$; $V_a(r)$ – действительная часть потенциала ядерных сил; $W(r)$ – мнимая часть потенциала ядерных сил; V_C – кулоновский потенциал в случае заряженной частицы.

В оптической модели образование составного ядра и поглощение тождественны и отвечают процессу выбывания первичных частиц. Оптическая модель должна хорошо “работать” в интервале энергий возбуждения составной системы, в котором среднее расстояние между уровнями компаунд-ядра много меньше их средней ширины, т. е. уровни составного ядра сильно перекрываются. Однако считается, что и в резонансной области оптическая модель показывает удовлетворительные результаты, если резонансы достаточно сильно усреднить каким-либо способом.

В простейшем случае представляют действительную часть потенциала в виде прямоугольной ямы

$$V_a(r) = \begin{cases} V_a & \text{для } r \leq R; \\ 0 & \text{для } r > R, \end{cases}$$

где R – радиус ядра. Чаще всего используют более реалистичную аппроксимацию действительной части потенциала в виде так называемой функции Вудса – Саксона

$$V_a(r) = V_a \left\{ 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right\}^{-1},$$

где a характеризует “размытость” края потенциальной ямы.

В качестве кулоновского потенциала обычно используют потенциал равномерно заряженного шара

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Zze^2}{r} & \text{для } r > R_C; \\ \frac{Zze^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) & \text{для } r \leq R_C. \end{cases}$$

При этом нужно считать, что “зарядовый” радиус R_C совсем не обязательно равен радиусу действия ядерных сил R .

Мнимую часть потенциала в простейшем случае представляют также в виде прямоугольной ямы

$$W(r) = \begin{cases} W_0 & \text{для } r \leq R_w; \\ 0 & \text{для } r > R_w, \end{cases}$$

причем радиус мнимой части R_w может и не совпадать с R . Часто, как и для действительной части потенциала, используют более реалистичную аппроксимацию функцией Вудса – Саксона

$$W(r) = W_0 \left\{ 1 + \exp\left(\frac{r-R_w}{a_w}\right) \right\}^{-1}.$$

В этих представлениях мнимой части потенциала реализуется предположение об одинаковой плотности вероятности поглощения по всему объему ядра (модель объемного поглощения). По ряду соображений можно ожидать повышенной вероятности поглощения вблизи поверхности ядра. Поверхностное поглощение можно отобразить, используя в качестве формфактора мнимой части потенциала производную по радиусу от функции Вудса – Саксона. Часто используют комбинацию поверхностного и объемного поглощений.

Оптическую модель можно усложнять, вводя в потенциал компонент, учитывающий спин-орбитальное взаимодействие. Усложнением оптической модели можно добиться лучшего согласия с экспериментально измеренными угловыми распределениями, хотя это достигается увеличением числа подгоночных параметров.

Таким образом, оптическая модель представляет возможность вычислить полное сечение взаимодействия во входном канале σ_t , которое представляет собой сумму сечения рассеяния σ_s и сечения всех неупругих процессов (сечения реакции) σ_r , т. е.

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_r.$$

Распад составной системы может происходить через входной канал (так называемый компаунд-эластик). Сечение этого процесса σ_{cs} как компонент входит в сечение реакции σ_r , наблюдаемое же в эксперименте сечение упругого рассеяния σ_{es} есть результат интерференции процессов потенциального рассеяния и рассеяния через составное ядро (компаунд-эластика). С точки зрения формальной теории ядерных реакций сечения всех видов рассея-

ния, если бы они происходили независимо от друг друга, пропорциональны квадратам по модулю некоторых комплексных величин, называемых амплитудами рассеяния, т. е.

$$\sigma_s \propto |A_s|^2, \quad \sigma_{cs} \propto \sum_i |A(E_i^R)|^2,$$

где A_s , $A_{cs}(E_i^R)$ – амплитуды потенциального рассеяния и компаунд-ядерного рассеяния через состояние компаунд-ядра с резонансной энергией E_i^R , соответственно.

Однако предположение о независимости справедливо только в случае изолированных резонансных состояний, поэтому в общем случае

$$\sigma_{cs} \propto \left| \sum_i A(E_i^R) \right|^2.$$

Наблюдаемое же в эксперименте сечение упругого рассеяния определяется выражением

$$\sigma_{es} \propto \left| A_s + \sum_i A(E_i^R) \right|^2.$$

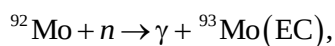
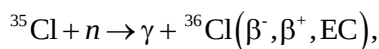
В случае сильно перекрытых уровней составного ядра из-за случайного распределения фаз амплитуд происходит почти полная компенсация интерференционных членов, и тогда вновь $\sigma_{es} \propto |A_s|^2 + \sum_i |A(E_i^R)|^2$. Эта ситуация как раз и реализуется в области энергий возбуждения, где оправдано применение оптической модели.

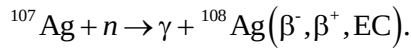
6.5. Реакции, вызываемые нейтронами

Реакции, вызываемые нейтронами, имеют наибольшее число приложений в науке, различных разделах техники и медицины – в энергетике, производстве оружия, радиофармакологии, радиотерапии, аналитике, радиационной химтехнологии и т. д. Это обусловлено прежде всего большими сечениями ядерных реакций, вызываемых нейтронами, вследствие отсутствия кулоновского барьера, препятствующего в случае заряженных частиц проникновению их в ядро при столкновении. Рассмотрим основные типы реакций, прокомментируем их особенности и применения.

6.5.1. Радиационный захват нейтронов

Это реакции, протекающие по схеме $(A, Z) + n \rightarrow (A+1, Z) + \gamma$. Почти все реакции радиационного захвата экзотермические (исключение составляют реакции на ядрах, находящихся на границе стабильности). Из ядра (A, Z) образуется ядро $(A+1, Z)$ с увеличенным нейтронным избытком, поэтому ожидается, что радиационный захват нейтрона стабильным ядром приведет к образованию β^- -радиоактивного ядра. Так и происходит в большинстве случаев, однако вклад энергии спаривания в энергию связи и влияние на нее близости замкнутой оболочки часто приводят к тому, что ядро – продукт радиационного захвата нейтрона – оказывается стабильным ядром и даже β^+ -радиоактивным и/или E -захватчиком. Примерами могут служить реакции





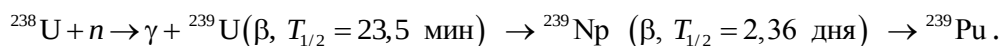
Сечения радиационного захвата нейтрона как функции от энергии нейтрона имеют характерные особенности. В случае отсутствия в составном ядре резонанса вблизи нуля энергии захватываемого нейтрона E_n сечение ведет себя $\sigma_{n\gamma} \propto 1/\sqrt{E_n}$ (так называемый “закон $1/V$ ”). Действительно, в соответствии с резонансной теорией, основанной на предположениях Бора, сечение описывается формулой Брейта – Вигнера

$$\sigma_{n\gamma} \propto \pi \tilde{\lambda}^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_n - E_r)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Отсутствие резонанса при малых значениях E_n означает, что $E_n \ll E_r$ и $E_r \gg \Gamma$. Помня, что $\Gamma_n \propto K_{II} \propto \sqrt{E_n}$, $\tilde{\lambda}^2 = \hbar^2/(2m_n E_n) \propto 1/E_n$ и Γ_γ слабо зависит от энергии, после подстановки в формулу Брейта – Вигнера получим $\sigma_{n\gamma} \propto 1/\sqrt{E_n}$. Для тепловых нейтронов $\sigma_{n\gamma}$ имеет в этом случае значение порядка десятка барн. В случае наличия в составном ядре резонанса вблизи нуля энергии нейтрона сечение захвата может быть во много раз больше. Так, для тепловых нейтронов сечение реакции $^{113}\text{Cd} + n \rightarrow \gamma + ^{114}\text{Cd}$ составляет 19910 барн, реакции $^{149}\text{Sm} + n \rightarrow \gamma + ^{150}\text{Sm}$ – 41000 барн, рекордсменом является реакция $^{157}\text{Gd} + n \rightarrow \gamma + ^{158}\text{Gd}$, сечение которой для тепловых нейтронов около 254000 барн.

В “резонансной” области энергии ($E_n \approx 0,1 - 1000$ эВ) функция возбуждения полного сечения радиационного захвата имеет ярко выраженную резонансную структуру с общей тенденцией уменьшения амплитуд резонансов при росте энергии нейтронов, одновременном увеличении их ширины и росте спектральной плотности. Эта тенденция приводит к тому, что при $E_n > 1$ МэВ резонансы сильно перекрыты, и сечение как функция энергии описывается плавной кривой с характерным значением $\sim 0,1$ барна.

Реакции радиационного захвата играют важную роль в астрофизических процессах (синтез средних и тяжелых ядер за счет так называемого s-процесса), в проблеме наработки радиофармпрепаратов и во многих других приложениях науки и техники. Самой значительной областью применения этой реакции стала наработка плутония для создания ядерной бомбы. Основой энерговыделения в ядерной бомбе является цепная реакция деления. В естественном уране только изотоп ^{235}U , которого в естественной смеси изотопов содержится всего лишь 0,72 %, может образовать критическую массу, достаточную для самоподдерживающегося цепного процесса. При естественной концентрации ^{235}U на быстрых нейтронах самоподдерживающуюся цепную реакцию нельзя получить при любой массе урана. Это означает, что ядерную бомбу из урана естественного изотопного состава изготовить невозможно. Существовало два пути решения проблемы создания ядерного заряда: произвести изотопное обогащение естественной смеси ^{235}U до необходимой степени или найти способ наработки достаточного количества искусственного элемента, обладающего большим сечением деления. Оба пути чрезвычайно сложны и дорогостоящи. Изотопное разделение нельзя осуществить с помощью химических процессов, так как изотопы обладают практически тождественными химическими свойствами, а разделение за счет малых различий в физических свойствах малоэффективно и чрезвычайно дорого. Второй путь – наработка плутония – требует высоких потоков нейтронов и разработки сложных и экологически опасных методов радиохимии. Как известно, оба метода были реализованы, но плутониевое производство оказалось более дешевым, а сам ^{239}Pu – более подходящим по своим ядерно-физическим характеристикам для изготовления ядерного заряда. Изотоп Плутония ^{239}Pu нарабатывают в ядерных реакторах в процессе следующей цепочки превращений, начало которой образует реакция радиационного захвата:



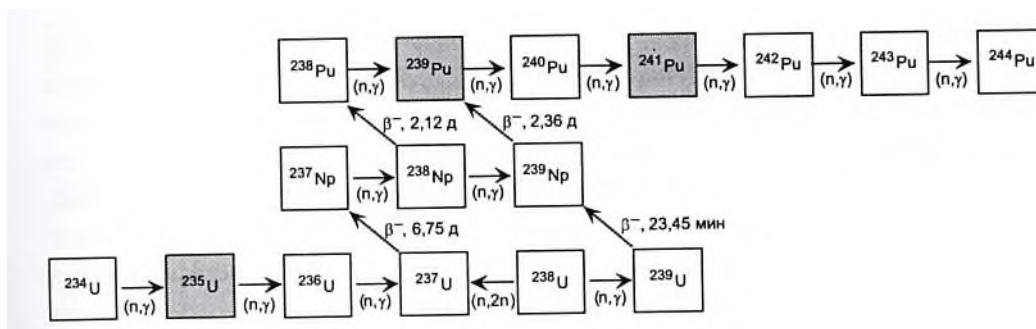
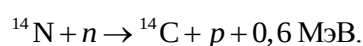
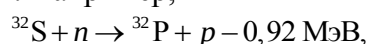


Рис. 47.

На рисунке 47 представлена схема образования изотопов плутония в урановом топливе ядерного реактора за счёт реакции (n,γ) и β^- -распадов.

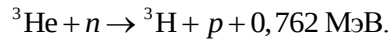
6.5.2. Реакции с образованием протонов

Схема реакции: $(A, Z) + n \rightarrow (A, Z - 1) + p$. Реакции этого типа могут быть как экзотермическими, так и эндотермическими. Например,



Для сравнительно легких ядер в случае экзотермических реакций в области малых энергий нейтронов справедлив закон $\sigma(E_n) \propto 1/\sqrt{E_n}$, если вблизи нуля энергии нет уровней составного ядра. Эта зависимость может сильно искажаться наличием резонанса (или нескольких) вблизи нуля энергии. Другой причиной отклонений от этого закона является энергетическая зависимость проницаемости кулоновского барьера в выходном канале, которая влияет тем сильнее, чем меньше энергия реакции и выше атомный номер остаточного ядра. В “резонансной” области энергии ($E_n \approx 0,1 - 1000$ эВ) функция возбуждения полного сечения, как и в случае реакции радиационного захвата, имеет ярко выраженную резонансную структуру с общей тенденцией уменьшения амплитуд резонансов при росте энергии нейтронов, одновременном увеличении их ширины и росте спектральной плотности. Эта тенденция приводит к тому, что при $E_n > 1$ МэВ резонансы сильно перекрыты, и сечение как функция энергии описывается плавной кривой с характерным значением порядка барна для легких ядер и существенно меньшим значением для ядер с высоким атомным номером. В случае эндотермических реакций сечение от порога возрастает с ростом энергии в соответствии с увеличением прозрачности кулоновского барьера в выходном канале. По достижении энергией в выходном канале значений, сравнимых с высотой кулоновского барьера, поведение сечения становится подобным поведению в случае экзотермических реакций. Такая же структура функции возбуждения полного сечения характерна и для всех нейтронных реакций с образованием других заряженных частиц. Изобар-аналоговых резонансов в реакциях, вызываемых нейтронами, ожидать не следует, так как они запрещены по изоспину.

Реакции этого типа используются для приготовления радиофармпрепаратов. В качестве примера прикладного использования (n,p) -реакции приведем широко применяемую реакцию для спектрометрии быстрых нейтронов и создания высокоэффективных счетчиков медленных нейтронов



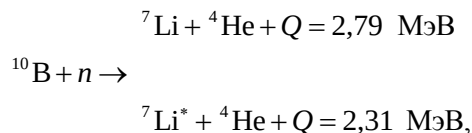
Сечение этой реакции для тепловых нейтронов составляет около 5300 барн. Реакцию предполагается использовать для конвертирования в интенсивных полях тепловых нейтронов ^3He , образовавшегося в результате β -распада трития, обратно в тритий.

6.5.3. Реакции с образованием заряженных частиц

Схема реакции: $(A, Z) + n \rightarrow (A-3, Z-2) + \alpha$. Структура функции возбуждения полного сечения реакций образования α -частиц аналогична случаю нейтронных реакций с образованием протонов и других заряженных частиц. Знание сечений реакций (n, α) очень важно для реакторостроения, так как эти реакции приводят к накоплению гелия в конструкционных материалах, что вызывает изменение их прочностных характеристик (охрупчивание) и сильно влияет на гарантированные сроки работы изделий в интенсивных нейтронных полях.

Приведем еще несколько примеров использования реакций этого типа в науке и технике. Реакция $^6\text{Li} + n \rightarrow ^3\text{H} + ^4\text{He} + 4,5 \text{ МэВ}$ является основным средством получения трития. Сечение этой реакции для тепловых нейтронов составляет 960 барн. Замечательное свойство реакции – она не сопровождается образованием γ -квантов. Это позволяет использовать ее для создания фильтров, отделяющих нейтроны от γ -квантов при регистрации последних в смешанных гамма–нейтронных полях. Другое применение этой реакции – конверсия нейтронов в заряженные частицы для спектрометрии нейтронов (сцинтилляторы на основе LiI , сцинтиллирующие стекла, содержащие литий, и т. д.).

Реакция $^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li} + ^4\text{He} + 2,79 \text{ МэВ}$. Полное сечение для тепловых нейтронов составляет 3900 барн. Благодаря столь большому сечению реакция широко используется для поглощения нейтронов в реакторостроении при изготовлении аварийных устройств и защиты. В технике физического эксперимента на ее основе созданы детекторы и спектрометры нейтронов. Наиболее распространены пропорциональные счетчики, заполненные соединением BF_3 , которое находится в газообразном состоянии при нормальных условиях. Реакция протекает по двум каналам



причем сечение канала через возбужденное состояние ^7Li примерно на порядок выше, чем через основное. Наличие двух каналов значительно затрудняет расшифровку спектров, поэтому в настоящее время спектрометры с ^3He в значительной степени вытеснили спектрометры с ^{10}B .

6.5.4. Вынужденное деление

Учитывая, что механизм и описание вынужденного деления мало зависят от вида частиц, вызывающих этот процесс, изложенное ниже для нейтронов следует считать справедливым в первом приближении с некоторыми оговорками для всех видов вынужденного деления.



где индексы l, l' и h, h' относятся к легкому и тяжелому осколкам, соответственно;

$\nu_{lh} = A - A_h - A_l + 1$ – число нейтронов, родившихся в акте деления.

Таким образом, реакция деления протекает через множество каналов с различными массовыми числами образующихся ядер-осколков, допускаемыми законом сохранения числа нуклонов. При этом закон сохранения электрического заряда приводит к строгому соотношению для ядер-осколков, родившихся в акте деления: $Z_l + Z_h = Z$. Процессы, при которых $Z_l = Z_h$ и $A_l = A_h$, называют симметричным делением. Обычно деление характеризуют средним значением числа нейтронов, родившихся в акте деления $\bar{\nu}$, и средней энергией $\bar{Q} \cong 200$ МэВ. Деление, при котором образуется два осколка, называют двойным (бинарным). Может происходить и деление на три осколка (тройное деление), его вероятность (сечение) на четыре–пять порядков меньше бинарного.

Схема тройного деления: $(A, Z) + n \rightarrow (A_1, Z_1) + (A_2, Z_2) + (A_3, Z_3) + \nu_{1'2'3'} \cdot n$, при этом $A_1 + A_2 + A_3 + \nu_{1'2'3'} = A + 1$; $Z_1 + Z_2 + Z_3 = Z$.

Если для некоторого вещества $\bar{\nu} > 2$, то в среде из такого вещества возможно возникновение незатухающей цепной реакции.

История открытия деления напоминает детектив. Все началось с того, что Э. Ферми со своими учениками пытался “продолжить” таблицу Менделеева, используя для этого тепловые нейтроны. Идея состояла в том, что если уран, состоящий на 99,3 % из изотопа ^{238}U (и только 0,7 ^{235}U и 0,005 % ^{234}U), облучить тепловыми нейтронами, то благодаря захвату тепловых нейтронов должен образоваться изотоп ^{239}U , который в результате β -распада с неизвестным в то время периодом полураспада превратится в изотоп нового элемента, имеющего атомный номер на единицу больше, чем уран. Результаты показали, что в облученном уране действительно обнаруживается β -радиоактивность с новым периодом полураспада. Из этого заключили, что получили трансурановый элемент. Однако, когда за дело взялись радиохимики О. Ган и Ф. Штрассман, оказалось, что наблюдаемая β -радиоактивность принадлежит бария. Правильную интерпретацию этих опытов дали О. Фриш и Л. Мейтнер, объяснив возникновение радиоактивного бария процессом деления изотопа ^{235}U . Следует отметить, что гораздо раньше Фриша и Мейтнер мысль о делении как процесса, объясняющего результаты Гана и Штрассмана, была высказана И. Ноддак (Ida Noddack) в статье, опубликованной в журнале *Zeitschrift für angewandte Chemie*, **47**, 653, 1934: «...в этом новом типе ядерного расщепления, вызываемого нейтронами, имеют место ядерные реакции, отличающиеся от тех, которые наблюдались до этого при воздействии на атомные ядра протонов и α -лучей. Возможно, что при бомбардировке нейтронами тяжёлых ядер последние разделяются на несколько больших осколков, которые в действительности представляют собой изотопы известных элементов...» (Цит. по книге: Старосельская-Никитина О.А. История радиоактивности и возникновения ядерной физики. М.: Издательство АН СССР, 1963). Любопытно, что Ган знал об этой публикации. Теория деления создана Н. Бором и Дж. Уилером и независимо от них – Я. И. Френкелем.

Рассмотрим энергетику процесса деления (это мы уже делали при изучении спонтанного деления). Энергия Q , выделившаяся при делении,

$$Q = Q_k + Q_h + Q_n,$$

где Q_k – кинетическая энергия осколков; Q_n – энергия вторичных нейтронов; Q_h – энергия возбуждения осколков, выделяемая в процессе дальнейших радиоактивных превращений в виде энергии β -частиц Q_β , γ -квантов Q_γ и запаздывающих нейтронов Q_{dn} .

Для простоты будем считать, что в процессе деления образуются два осколка с определенными массовыми числами A_l и A_t и порядковыми номерами Z_l и Z_t (индексы “Л” и “Т” указывают на принадлежность легкому или тяжелому осколку). Пренебрежем также влиянием вторичных нейтронов. Тогда

$$A_l + A_t = A + 1 \approx A; \quad Z_l + Z_t = Z.$$

Если учитывать испускание $\bar{\nu}$ нейтронов и последующие β^- -распады в конечном состоянии осколков, то

$$Z_{\text{Л}} + Z_{\text{Т}} > Z; \quad A_{\text{Л}} + A_{\text{Т}} < A,$$

но в первый момент $Z_{\text{Л}} + Z_{\text{Т}} = Z$. Обозначив полную энергию осколков $Q_f = Q_k + Q_h$, имеем

$$Q_f = [M - (M_{\text{Л}} + M_{\text{Т}})]c^2 \quad \text{или} \quad Q_f = W_{\text{Л}} + W_{\text{Т}} - W, \quad (42)$$

где W_i – энергия связи i -го ядра.

Рис. 48.

Используя модель жидкой капли, по формуле Вайцеккера получим

$$W_i = \alpha A_i - \beta A_i^{2/3} - \gamma \frac{Z_i^2}{A_i^{1/3}} - \varepsilon \frac{(A_i/2 - Z_i)^2}{A_i} + \delta, \quad (43)$$

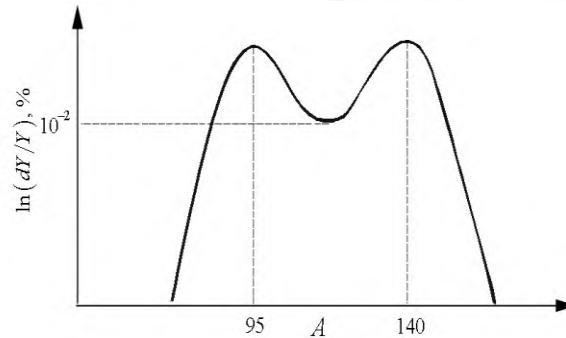
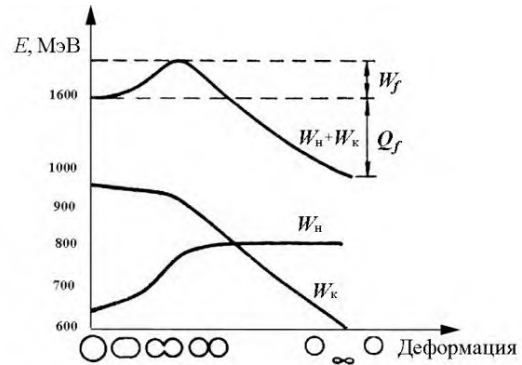
где $\alpha = 15,4$ МэВ; $\beta = 17$ МэВ; $\gamma = 0,69$ МэВ; $\varepsilon = 96$ МэВ; $|\delta| = 34A^{-3/4}$ МэВ.

Из эксперимента известно, что распределение масс осколков носит асимметричный характер (рис. 47), поэтому $A_{\text{Т}} = \frac{140}{95} A_{\text{Л}} \cong \frac{3}{2}$; $A_{\text{Т}} + A_{\text{Л}} = A$, откуда $A_{\text{Л}} = \frac{2}{5} A$; $A_{\text{Т}} = \frac{3}{5} A$. Так же

$Z_{\text{Л}} = \frac{2}{5} Z$; $Z_{\text{Т}} = \frac{3}{5} Z$. Подставим в (42) энергии связи делящегося ядра и осколков, полученные по (43),

$$Q_f = W_{\text{п}} + W_{\text{к}} - W_{\text{пл}} - W_{\text{кл}} - W_{\text{пт}} - W_{\text{кт}} = W_{\text{п}} + W_{\text{к}} - W_{\text{г}}$$

где $W_{\text{по}} = \beta \left(\frac{3}{5} A \right)^{2/3} + \beta \left(\frac{2}{5} A \right)^{2/3} = 1,25 W_{\text{п}}$ (поверх-



ностная энергия осколков увеличилась по сравнению с поверхностной энергией делящегося

ядра); $W_{\text{ко}} = \gamma \frac{(3/5Z)^2}{(3/5A)^{1/3}} + \gamma \frac{(2/5Z)^2}{(2/5A)^{1/3}} = 0,64 W_{\text{к}}$ (кулоновская энергия уменьшилась); индексы:

“п” – поверхностная энергия; “к” – кулоновская; “о” – осколки.

Расчет по формуле Вайцеккера для урана-235 дает $W_{\text{п}} = 650$ МэВ, $W_{\text{по}} = 1,25 W_{\text{п}} = 813$ МэВ, $W_{\text{к}} = 950$ МэВ, $W_{\text{ко}} = 0,64 W_{\text{к}} = 607$ МэВ.

Таким образом, полная энергия, выделившаяся при делении ядра ^{235}U нейтронами, по нашей оценке, $Q_f = 0,36W_{\text{к}} - 0,25W_{\text{п}} = 180$ МэВ, что хорошо совпадает с экспериментальными данными, по которым полная энергия составляет около 200 МэВ (из них на долю γ -, β^- - и запаздывающих нейтронов приходится по 5 МэВ, примерно столько же уносят мгновенные нейтроны).

Теперь проанализируем форму кривой $W_{\text{п}} + W_{\text{к}}$ как функцию от степени деформации, предполагая, что ядро – жидкая капля: $Q_f = 0,36W_{\text{к}} - 0,25W_{\text{п}} \leq 0$ – граница деления, отсюда

$$\frac{W_{\text{к}}}{W_{\text{п}}} = \frac{\gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}}{\beta A^{2/3}} = \frac{\gamma}{\beta} \frac{Z^2}{A} = \frac{0,69}{17} \frac{Z^2}{A} > \frac{0,25}{0,36} = 0,7,$$

т. е. $\frac{Z^2}{A} > 17$ – граница начала спонтанного деления. Это условие выполняется, начиная с се-

ребра и выше: $\frac{Z^2}{A} \left({}_{47}^{107}\text{Ag} \right) = \frac{47^2}{107} \approx 20 > 17$.

Рис. 49.....

Обратимся к анализу зависимости $W_{\text{п}}$ и $W_{\text{к}}$ от степени деформации (рис. 48). К примеру, $W_{\text{п}}$ и $W_{\text{к}}$ для исходного состояния (*)

$$W_{\text{п}} = W_{\text{п урана}} = 650 \text{ МэВ} \text{ и } W_{\text{к}} = W_{\text{к урана}} = 950 \text{ МэВ}.$$

Вычислили эти же величины после акта деления (**):

$$W_{\text{п}} = W_{\text{п}*} = 1,25 W_{\text{п урана}} = 813 \text{ МэВ},$$

$$W_{\text{к}} = W_{\text{к}*} = 0,64 W_{\text{к урана}} = 607 \text{ МэВ}.$$

Сумма $W = W_{\text{пов}} + W_{\text{кул}}$ представляет собой потенциальную энергию.

Проанализируем форму кривой W как функцию степени деформации. Если она имеет максимум между $W(*)$ и $W(**)$, то это и есть барьер. Так как мы показали, что $W(*) > W(**)$ (условие энергетической возможности деления), то нам достаточно показать, что в точке (*) $W(**)$ имеет положительную производную, т. е. является возрастающей функцией. Это мы, следуя Бору – Уилеру, сделаем на основе представления о ядре как жидкой капле. В результате возбуждения ядра его поверхность испытывает колебания (несжимаемость жидкости при этом требует сохранения объема). Сферическое ядро вытягивается в виде эллипсоида и благодаря силам поверхностного натяжения возвращается к сферической форме. При этом кинетическая энергия частей ядра достигает максимума, и оно снова вытягивается. После нескольких таких колебаний (число попыток) форма поверхности ядра может перейти через седловую точку, после прохождения которой энергия электростатического отталкивания превзойдет энергию возвращающего поверхностного натяжения, и ядро окажется разделенным на два осколка. Стадии деформации – шар, эллипсоид, гантель, два грушевидных осколка, два разделившихся сферических осколка – показаны на рис. 49.

Будем считать, что “эллипсоид” – чистый эллипсоид вращения (рис. 50),

$$R = \frac{a+b}{2}; \quad a = 2R - b; \quad \epsilon = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a} = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2}, \quad \epsilon^2 = 1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2;$$

$$\frac{b}{a} = \sqrt{1 - \epsilon^2}, \quad b = a\sqrt{1 - \epsilon^2},$$

где ϵ – эксцентриситет эллипса.

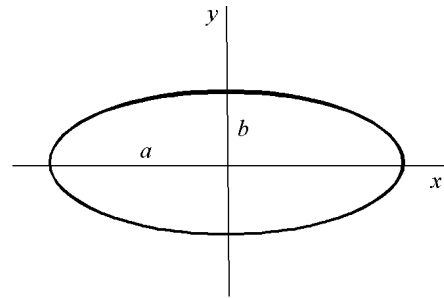


Рис. 50

Исходя из несжимаемости “ядерной жидкости”, потребуем, чтобы объем ядра V не менялся в процессе деформации. Отсюда $V = \frac{4}{3}\pi ab^2 = \frac{4}{3}\pi R^3$, где R – радиус ядра до деформации.

Введем малый параметр деформации $\varepsilon \ll 1$ такой, что $a = R(1 + \varepsilon)$. Тогда из предыдущего равенства следует, что $b = \frac{R}{\sqrt{1 + \varepsilon}}$. Помня, что $\varepsilon^2 = 1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2$, найдем $\varepsilon \cong \frac{\varepsilon^2}{3}$. Площадь поверхности эллипсоида $S = 2\pi ab \left(\sqrt{1 - \varepsilon^2} + \frac{\arcsin \varepsilon}{\varepsilon} \right)$. Подставляя $a = R(1 + \varepsilon)$, $b = \frac{R}{\sqrt{1 + \varepsilon}}$, $\varepsilon = \sqrt{3\varepsilon}$ и, разлагая в ряд по ε , получим $S = 4\pi R^2 \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 + \dots \right)$. Так как $W_{\pi} \sim$ поверхности, то

$$W_{\pi} \cong W_{\pi^*} \left(1 + \frac{2}{5}\varepsilon^2 \right),$$

где W_{π^*} – поверхностная энергия шара.

Для нахождения кулоновской энергии эллипсоида нужно решить уравнение Пуассона для равномерно заряженного эллипсоида

$$\Delta \varphi = 4\pi \rho; \quad \rho = \frac{3Ze}{4\pi R^3}.$$

Краевые условия: $\rho = 0$ вне внутреннего пространства эллипса. Помня, что $W = \frac{1}{2} \int_V \rho \cdot \varphi \cdot dV$, приближенно получим

$$W_{\kappa} \approx W_{\kappa^*} \left(1 - \frac{1}{5}\varepsilon^2 \right),$$

где W_{κ^*} – кулоновская энергия шара.

Как и следовало ожидать, с ростом ε W_{π} растет, а W_{κ} падает. Потенциальная энергия

$$W = W_{\pi} + W_{\kappa} = W_{\pi^*} + W_{\kappa^*} + \frac{\varepsilon^2}{5} (2W_{\pi^*} - W_{\kappa^*}).$$

Мы видим параболическую зависимость W от деформации. Для урана $W_{\pi} = 650$ МэВ, $W_{\kappa} = 950$ МэВ, т. е. $2W_{\pi} - W_{\kappa} > 0$, а значит в точке (*) W имеет положительную производную, что означает наличие в этой точке потенциальной кривой минимума. Высота барьера деления W_f тем меньше, чем меньше $(2W_{\pi} - W_{\kappa})$, т.е. чем меньше отношение $\frac{2W_{\pi}}{W_{\kappa}} = 2 \frac{\beta}{\gamma} \cdot \frac{A}{Z^2}$. Расчёты по-

казывают, что при $\frac{Z^2}{A} \approx 49$ величина $(2W_{\pi} - W_{\kappa}) = 0$ и высота барьера деления $W_f = 0$. Действи-

тельно, из $2\beta A^{2/3} - \gamma Z^2 / A^{1/3} = 0$ следует $\frac{Z^2}{A} = \frac{2\beta}{\gamma} \approx 49,3$. Это означает, что ядро с таким параметром деления должно спонтанно делиться за времена порядка $10^{-21} - 10^{-22}$ с. Такое значение параметра деления для ядра, лежащего на дне долины массовой поверхности соответствует $Z \approx 120$, что и является предельным значением порядкового номера ядра по оценке на основе жидкокапельной модели.

Эксперимент показал, что пороги деления ^{238}U , ^{232}Th , ^{231}Pa составляют $E_{\text{пор}} \cong 1$ МэВ, а ^{235}U делится тепловыми нейтронами. Отсюда барьер деления для ^{238}U $W_f = \varepsilon_n + E_{\text{пор}} \cong 7,5$ МэВ, для ^{235}U $W_f < \varepsilon_n = 6,5$ МэВ.

Две причины, почему ^{235}U делится тепловыми нейтронами, а ^{238}U нет: во-первых, параметр деления $^{235}\text{U} \frac{Z^2}{A} = \frac{92^2}{235} = 36,02$ выше, чем у $^{238}\text{U} \frac{Z^2}{A} = \frac{92^2}{238} = 35,56$; во-вторых, значение ε_n выше из-за энергии спаривания. Формы кривой потенциальной энергии в зависимости от степени деформации показаны на рис. 51

Недостатки капельной модели при описании процесса деления связаны прежде всего с пренебрежением оболочечными эффектами, без которых невозможно объяснить асимметрию деления. Симбиоз различных вариантов оболочечной модели и модификаций жидкокапельной (обобщенные модели) позволил описать практически все особенности деления. Учет оболочечных эффектов позволил предсказать существование ядер с атомными номерами, существенно превышающими предел, предсказанный моделью жидкой капли, что подтверждено экспериментами в Дубне и Дармштадте. Сравнительно недавно у ряда тяжелых ядер было обнаружено существование делящихся изомеров. Это явление удалось объяснить существованием в потенциальной кривой как функции степени деформации дополнительной потенциальной “ямы”, т. е. потенциальный барьер является двугорбым. При этом ядро может иметь в этой яме состояния с достаточно большими временами жизни, которые разряжаются через делительный канал. Такие возбужденные состояния ядер получили название изомеров формы.

Высота барьера деления W_f тем меньше, чем меньше $(2W_n - W_k)$, т. е. чем меньше отношение $\frac{2W_n}{W_k} = \frac{2\beta A^{2/3}}{\gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}} = 2 \frac{\beta}{\gamma} \frac{A}{Z^2}$ и больше параметр деления $\frac{Z^2}{A}$. Расчеты показывают, что при

$\frac{Z^2}{A} = 49$ $2W_n - W_k = 0$ и $W_f = 0$. Это означает, что ядро с таким параметром деления должно спонтанно делиться за времена $\sim 10^{-21} - 10^{-23}$ с. Такое значение параметра деления на дорожке стабильности соответствует $Z \cong 120$, что и является предельным значением порядкового номера ядра по оценке жидкокапельной модели.

При $\frac{Z^2}{A} < 49$ $W_f > 0$, и спонтанное деление может происходить только за счет туннельного эффекта.

Чтобы ядро с $\frac{Z^2}{A} < 49$ разделилось мгновенно, в него должна быть внесена энергия активации, т. е. энергия возбуждения, равная W_f . Эту энергию можно внести γ -квантом с энергией $E_\gamma > W_f$. Если деление вызывается нейтроном, то энергия возбуждения $W = \varepsilon_n + E'_n > W_f$. Помня, что $E'_n = E_n \frac{A}{A+1}$, можно найти порог деления $E_n = \frac{A+1}{A} (W_f - \varepsilon_n)$. Если $W_f - \varepsilon_n < 0$, то деление может производиться тепловыми нейтронами.

6.5.5. Реакции $(n, 2n)$, (n, Xn)

Схема реакции: $(A, Z) + n \rightarrow (A-1, Z) + 2n$, $(A, Z) + n \rightarrow (A-X+1, Z) + Xn$. Нейтронные реакции этого типа используют (на материале передней стенки бланкетов термоядерных установок, в частности ТОКАМАКов) с целью размножения термоядерных нейтронов и смягчения их спектра перед входом в зону воспроизводства трития. Так как тепловая нагрузка передней стенки очень велика, то в качестве ее основного материала используются тугоплавкие металлы: Be, Mo, Nb, Ta, V.

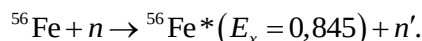
6.5.6. Упругое рассеяние нейтронов

Схема реакции: $(A, Z) + n \rightarrow (A, Z) + n$. Основное прикладное значение этого процесса – замедление нейтронов в реакторах на медленных и тепловых нейтронах и в системах радиационной защиты. Наиболее эффективно в защитных устройствах при энергиях нейтронов в несколько МэВ использовать рассеяние на водороде, так как среднее число столкновений для уменьшения нейтронов до заданной энергии у водорода минимально. Однако в качестве замедлителя в реакторах на тепловых нейтронах протий мало пригоден из-за большого сечения захвата тепловых нейтронов (около 40 мб). Более качественными замедлителями являются дейтерий, бериллий, углерод. В силу малости сечения упругого рассеяния на водороде при больших энергиях нейтронов (с ростом энергии сечение падает, достигая при 14 МэВ лишь $\sim 0,7$ барн) использовать в устройствах радиационной защиты водород нецелесообразно. В этом случае применяют комбинированную многослойную защиту, в которой в первых слоях используется материал с большим сечением неупругих процессов для эффективного смягчения спектра нейтронов.

Следует упомянуть также о фундаментальном значении исследований упругого рассеяния нейтронов на водороде. Прежде всего, этот процесс двухчастичный, поэтому имеет точное решение в смысле проблемы многих тел. Кроме того, его анализ предоставляет наиболее достоверные и легко интерпретируемые сведения о двухчастичном нуклон-нуклонном потенциале.

6.5.7. Неупругое рассеяние нейтронов

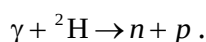
Схема реакции: $(A, Z) + n \rightarrow (A, Z)^* + n'$. (“Звездочка” указывает на возбужденное состояние остаточного ядра.) Реакция используется в комбинированных радиационных защитах для смягчения спектра нейтронов. Наиболее часто применяется железо, в естественной изотопной смеси которого преобладает ^{56}Fe (более 90 %). Это ядро обладает большим сечением возбуждения уровня с энергией 845 кэВ при неупругом рассеянии



6.6. Реакции под действием γ -квантов

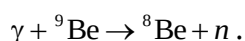
Под действием достаточно энергичных γ -квантов идут реакции (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, Xn) , (γ, p) , (γ, α) и т. д. Особое место занимает (γ, f) – фотоядерное деление. Условие прохождения фотоядерной реакции $E_\gamma > \varepsilon_i$, где ε_i – энергия связи i -й частицы в ядре-мишени.

Первая фотоядерная реакция, наблюдаемая в эксперименте, – фоторасщепление дейтерия



Чедвик и Гольдхабер вызывали эту реакцию, облучая дейтерий радиоактивным препаратом ThC'' (^{208}Tl) $E_\gamma = 2,62$ МэВ. Были зарегистрированы протоны с энергией $E_p = 0,2$ МэВ, откуда впервые была получена оценка энергии связи дейтрона. Из равенства $m_n \approx m_p$ следует: $E_n \approx E_p$. Тогда $E_\gamma = \varepsilon_d + E_p + E_n$, откуда $\varepsilon_d = E_\gamma - 2E_p = 2,62 - 2 \cdot 0,2 = 2,22$ МэВ.

Хорошо известна в качестве источника нейтронов фотоядерная реакция на ${}^9\text{Be}$



↓



Ядро ${}^9\text{Be}$ имеет наименьшую энергию связи нейтрона из всех стабильных ядер $S_n({}^9\text{Be})=1,574\text{ МэВ}$, поэтому фотодезинтеграция ${}^9\text{Be}$ широко используется для создания источников нейтронов на основе радиоактивных изотопов и ядерных реакций для генерации высокоэнергетичных γ -квантов. Наиболее употребимы для этой цели радионуклидные источники на основе RaC' (${}^{214}\text{Po}$) $E_\gamma=1,78\text{ МэВ}$ и ${}^{24}\text{Na}$ ($E_\gamma=2,76\text{ МэВ}$).

Кроме изотопных источников, моноэнергетичные γ -кванты можно получить в ядерных реакциях, например:

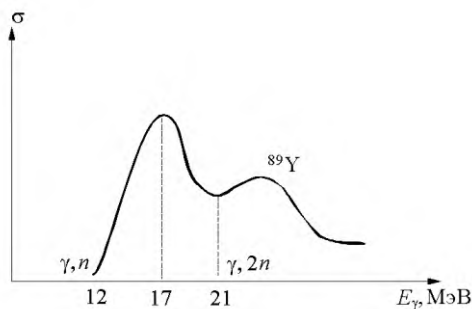


Рис. 52

$${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}, \quad E_\gamma = 17\text{ МэВ}, \quad E_r = 443\text{ кэВ};$$

$${}^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma){}^{16}\text{O}, \quad E_\gamma = 6\text{ МэВ}, \quad E_r = 330\text{ кэВ};$$

$${}^{11}\text{B}(p, \gamma){}^{12}\text{C}, \quad E_\gamma = 17,6\text{ МэВ}, \quad E_r = 163\text{ кэВ}.$$

Основные поставщики высокоэнергетичного фотонного излучения — электронные ускорители: бетатроны, синхротроны, микротроны, линейные ускорители. Спектр тормозных квантов, генерируемых при этом, сплошной, что значительно усложняет интерпретацию результатов, так как она связана с решением интегральных уравнений.

Разработано несколько методических подходов, позволяющих решать эти некорректные задачи, — метод Пенфольда — Лейса, метод разности фотонов и др., однако точность результатов при этом оставляет желать лучшего. Технически осуществлены два метода монохроматизации: аннигиляция на лету быстрых позитронов и метод меченых тормозных квантов.

Систематическое изучение фотоядерных реакций выявило следующее:

1. Основной вклад в полное сечение реакции составляют каналы (γ, n) и (γ, p) .
2. Полное сечение растет пропорционально Z .
3. Для тяжелых ядер ($A > 100$) наблюдаются изотропия в выходах нейтронов и медленных протонов и увеличение выхода под углом 90° для быстрых протонов.

4. Соотношение выходов $\frac{Y(\gamma, p)}{Y(\gamma, n)} \cong 10^{-2}$. Боровская теория предсказывает $10^{-3} - 10^{-4}$.

Несоответствие с предсказаниями боровской теории объясняется тем, что в данном случае имеется смесь двух механизмов: протекание реакции через составное ядро и прямое выбивание протонов. Последний механизм состоит в поглощении энергии γ -кванта протоном (ядерный фотоэффект), находящимся вблизи поверхности ядра, и вылете его из ядра прежде, чем он успеет разменять свою энергию за счет взаимодействия с остальными нуклонами. При этом $(E_p)_{\max} = E_\gamma - \varepsilon_p$. Этим объясняется относительное увеличение выхода протонов (большие энергии протонов и соответствующий рост прозрачности кулоновского барьера по сравнению с его прозрачностью для спектра испарения). Заметим, что протоны взаимодействуют с электрическим и магнитным компонентами электромагнитной волны, а не только с магнитным, как нейтроны. Угловая анизотропия в выходе быстрых протонов объясняется поперечностью электромагнитной волны.

Систематическое изучение фотоядерных реакций показало, что для всех ядер-мишеней сечение, возрастая от порога, выписывает широкий пик с некоторой заметной структурой, который получил название “гигантский дипольный резонанс” (ГДР) (рис. 52). Ширина этого пика $\Gamma \cong 3-6\text{ МэВ}$. Положение максимума закономерно меняется с A : $(E_\gamma)_{\text{рез}} \propto A^{-0,19}$. При таких больших энергиях возбуждения все уровни ядра-мишени перекрыты, поэтому объяс-

нить существование такой структуры (рис. 52) на основе боровской теории составного ядра невозможно. Механизм этого гигантского резонанса объясняется колебаниями ядра под действием электромагнитного поля γ -кванта, причем наиболее вероятны дипольные колебания, затем квадрупольные и т. д. Существование ГДР предсказал в 1945 году академик А.Б. Мигдал, показав, что при поглощении γ -кванта ядром в нём под действием электромагнитного поля должны возникать синхронные колебания определённой частоты всех протонов относительно всех нейтронов (В.Варламов, Б.Ишханов, В.Недорезов. Электромагнитные взаимодействия ядер. Наука в России, 2012, с. 44-52). Это и есть проявление ГДР. При описании природы ГДР возникла в теории ядра концепция коллективных движений протон-нейтронной среды. Механизм возбуждения этих коллективных колебаний состоит в том, что все протоны одновременно в одной фазе испытывают действие электрического поля налетающей волны, характеризуемого вектором $\vec{E}$. Это может происходить только, если длина волны γ -кванта много больше радиуса ядра R

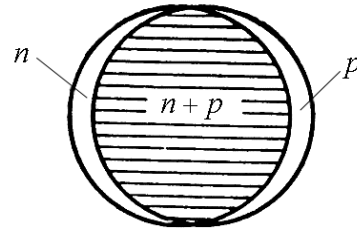


Рис. 53

$$\lambda = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar c}{E_\gamma} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{1,6 \cdot 10^{-6} E_\gamma} \approx \frac{2 \cdot 10^{-11}, \text{ см}}{E_\gamma, \text{ МэВ}}; \text{ для } E_\gamma \approx (10-20) \text{ МэВ, } \lambda \gg R.$$

В этом случае все протоны разом сдвигаются относительно центра тяжести ядра (рис. 53). Возникают колебания. Ядро можно рассматривать как механический осциллятор, совершающий вынужденные колебания. Резонансная частота его $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{M}}$, где k – коэффициент упругости; M – масса ядра. Роль упругой возвращающей силы играют взаимодействия “высунувшихся” из ядра протонов и нейтронов с остальным ядром. Их количество пропорционально поверхности ядра, т. е. $k \sim R^2$; масса ядра $M \sim R^3$, тогда $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{M}} \sim \sqrt{\frac{R^2}{R^3}} \sim \frac{1}{\sqrt{R}} \sim \frac{1}{A^{1/6}} \approx A^{-0,17}$, что хорошо совпадает с экспериментальным значением резонансной энергии $E_{\text{рез}} \sim A^{-0,19}$. Однако последующее развитие экспериментальных исследований показало, что такая модель, основанная только на коллективных движениях нуклонов, не в состоянии описать все наблюдаемые особенности, прежде всего наличие структуры ГДР. В качестве примера на рисунке 54 приведена функция возбуждения фотоядерного процесса на ядре ^{90}Zr . На помощь пришла оболочечная модель, позволившая понять и объяснить наблюдаемую структуру.

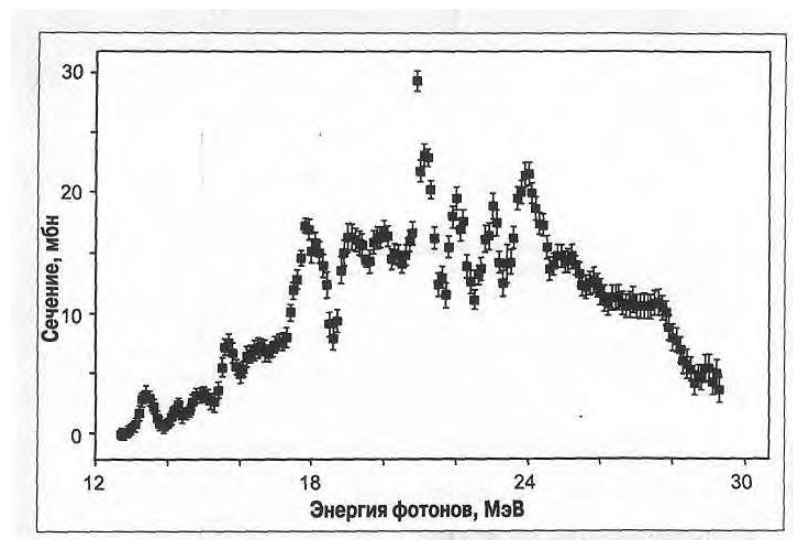


Рис. 54.

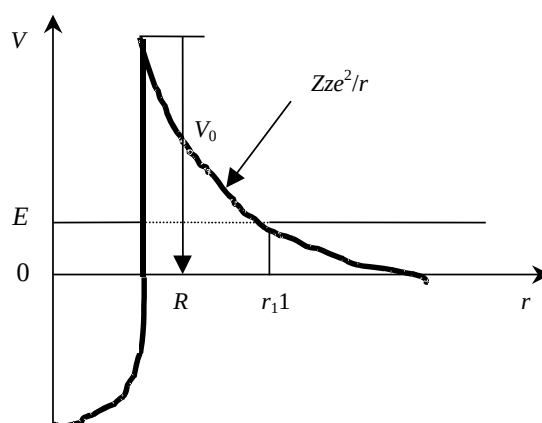


Рис. 55

6.7. Реакции под действием заряженных частиц

Для реакций, вызываемых заряженными частицами, в отличие от нейтронов и γ -квантов существенны две особенности:

1. Сечение ионизации среды больше на 3–4 порядка, чем сечения ядерных реакций. Заряженные частицы из-за ионизационных потерь обладают “истинным” пробегом. Так, например, доля протонов, которые на длине пробега вызовут хотя бы один акт ядерной реакции при $E_p \approx 1$ МэВ, составляет $\approx 10^{-3}$.

2. Наличие кулоновского барьера. Высота кулоновского барьера $V_0 = \frac{Zze^2}{R} \approx \frac{Zz}{A^{1/3}} \text{ МэВ}$, если принять $R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ см}$ (рис. 54). Прозрачность суммарного (кулоновский + центробежный) барьера составит

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^R \sqrt{2\mu[V(r)-E]} dr},$$

где $\mu = \frac{m_1 M_{\text{я}}}{m_1 + M_{\text{я}}}$ – приведенная масса; $r_1 = \frac{Zze^2}{E}$ – классическая точка поворота;

$V(r) = V_{\kappa} + V_{\text{ц}}$ – сумма кулоновского и центробежного потенциалов: $V_{\kappa} = \frac{Zze^2}{r}$, $V_{\text{ц}} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$.

Энергетическая диаграмма представлена на рисунке 55.

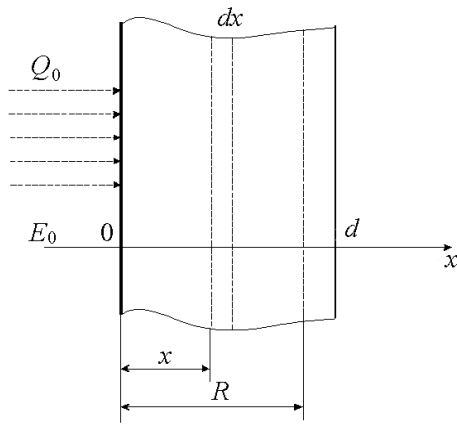


Рис. 56

Рассмотрим образец вещества (рис. 56), на который нормально к его поверхности падает поток заряженных частиц Q_0 , ускоренных до энергии E_0 . Очевидно, число актов реакции, произошедших на глубине x в слое вещества толщиной dx , составит

$$dN = Q(x)n\sigma(x)dx,$$

где n – число атомов вещества в единице объема.

Учитывая, что доля частиц, выбывших из пучка за счет ядерных реакций, мала, перепишем последнее равенство

$$dN \cong Q_0 n \sigma(x) dx.$$

Интегрируя это выражение, получим полное число актов реакции

$$N = Q_0 n \int_0^R \sigma(x) dx = -Q_0 n \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E) dE}{dE/dx(E)} = Q_0 n \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E) dE}{|dE/dx|},$$

где R – пробег частиц первичного пучка в данном веществе. Проведем замену переменных: $x \rightarrow E$, $0 \rightarrow E_0$, $R \rightarrow 0$, $dx = dE \frac{1}{dE/dx}$. Выход из толстой мишени (число актов, приходящееся на одну первичную частицу) имеет вид

$$Y(E_0) = \frac{N}{Q_0} = n \int_0^{E_0} \frac{\sigma(E) dE}{dE/dx}.$$

Дифференцируя это выражение, найдем связь между дифференциальным выходом и сечением реакции

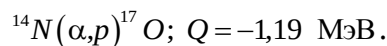
$$\frac{dY}{dE} = n\sigma(E) \frac{1}{dE/dx},$$

откуда

$$\sigma(E) = \frac{1}{n} \frac{dY}{dE} \frac{dE}{dx}.$$

Рассмотрим несколько примеров реакций, вызываемых заряженными частицами.

1. Первая ядерная реакция, наблюдаемая в лабораторных условиях,



В 1919 г. Э. Резерфорд, обнаружив при взаимодействии α -частиц с азотом рождение более длиннопробежных частиц, чем первичные α -частицы, интерпретировал это как генерацию протонов в результате ядерной реакции. В 1923 г. П. Блэккетт в камере Вильсона, заполненной азотом, наблюдал “вилки”, обусловленные этой реакцией, подтвердив тем самым реальность открытия Резерфорда, которое стало воплощением многовековой мечты алхимиков о направленной трансмутации элементов. Такой взгляд на некоторое время отвлек внимание исследователей от другого аспекта этого замечательного открытия: хотя эта ядерная реакция эндотермична, при удачной комбинации реагирующих частиц можно вызвать реакцию с выделением энергии, таким образом открыв путь для искусственного высвобождения внутриядерной энергии. Действительно, десяток лет спустя, в 1932 г. в лаборатории Э. Резерфорда Дж. Кокрофтом и Э. Уолтоном была впервые осуществлена экзотермическая ядерная реакция $^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$ с энергосвободением около 20 МэВ. Через два года Э. Резерфорд впервые наблюдал одну из “основных” термоядерных реакций $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$.

Фундаментальное и прикладное значения обоих аспектов ядерной реакции как физического явления общеизвестны. С точки зрения ядерной энергетики, ядерные реакции разделяют на две категории: реакции деления тяжелых ядер и реакции синтеза легких ядер. Последние лежат в основе по крайней мере двух актуальных прикладных задач: создания современного ядерного оружия и проблемы термоядерной энергетики.

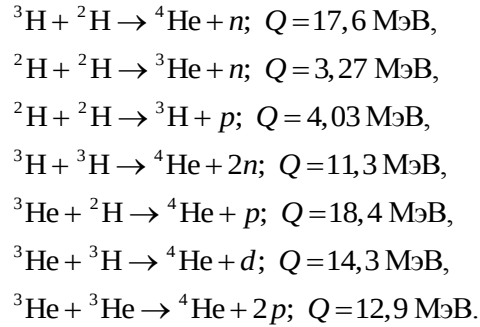
2. Реакция $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}; Q = 5,701 \text{ МэВ}$ замечательна тем, что с ее помощью Дж. Чедвик открыл нейтрон. И в настоящее время реакция широко используется как основа для изготовления изотопных источников нейтронов. В качестве источников α -частиц для этой цели используют радионуклиды ^{226}Ra , ^{222}Rn , ^{210}Po , ^{238}Pu , ^{239}Pu и др.

3. Реакции под действием протонов (p, n) , (p, α) , (p, p') , (p, γ) , (p, d) и т. д., α -частиц, широко применяют для генерации радиофармпрепаратов, которые невозможно или затруднительно получить с помощью реакций, вызываемых нейтронами. Реакции, вызываемые протонами, имеют и другие приложения в науке и технике. Например, реакции $T + p \rightarrow n + ^3\text{He}; Q = -762 \text{ кэВ}$ и $^7\text{Li} + p \rightarrow n + ^7\text{Be}; Q = -1644 \text{ кэВ}$ используют для получения моноэнергетических нейтронов при решении различных задач ядерной спектроскопии. Первая из них интересна тем, что в кинематически обращенном варианте, т. е. когда ускоренные тритоны налетают на неподвижную противевую мишень, рожденные нейтроны летят в сравнительно узком конусе вперед, что создает благоприятные фоновые условия при проведении измерений.

6.8. Термоядерные реакции синтеза

Термоядерные реакции между легчайшими ядрами могут быть средством высвобождения внутриядерной энергии. На их основе создано сверхмощное термоядерное оружие, их используют при проектировании и реализации установок термоядерной энергетики будущего. С сегодняшней точки зрения, энергетика звезд обусловлена термоядерными реакциями, протекающими в их недрах.

Основными реакциями, обеспечивающими энергетику термоядерного заряда и термоядерного управляемого реактора, являются:



Сравним эффективность использования в энергетике реакции деления (например, деление ${}^{235}\text{U}$ нейтронами) и основной термоядерной реакции ${}^3\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n$, которую для краткости и по установившейся традиции будем называть DT-реакцией.

Вспомним, что средняя энергия на акт деления ≈ 200 МэВ. Энергия на акт DT-реакции 17,6 МэВ. Энергия, приходящаяся на один нуклон для деления, $\frac{200}{236} \approx 0,85$ МэВ/нуклон. Для DT-реакции $\frac{17,6}{5} = 3,52$ МэВ/нуклон. Энергия, выделяющаяся при делении 1 г урана-235, составляет $\frac{200 \cdot 6 \cdot 10^{23}}{236} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \approx 8,1 \cdot 10^{10}$ Дж/г, при сгорании 1 г DT-смеси выделяется $\frac{17,6 \cdot 6 \cdot 10^{23}}{5} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} = 3,3 \cdot 10^{11}$ Дж/г (для сравнения: при сгорании 1 г угля выделяется $3 \cdot 10^4$ Дж/г).

Основной характеристикой плазмы в термоядерной системе, представляющей собой смесь ядер типов a и b , является удельная средняя скорость реакции, т. е. среднее число актов реакции $(a+b)$, происходящих в единицу времени в единице объема при единичных концентрациях взаимодействующих частиц. Вообразим некий цилиндр в рассматриваемой плазме с основанием, равным сечению σ_{ab} реакции $(a+b)$, и высотой, численно равной относительной скорости V взаимодействующих частиц (рис. 57).

Число столкновений N_{ab} (актов реакций $(a+b)$) в единицу времени равно объему этого цилиндра, умноженному на концентрации частиц n_a и n_b ,

$$N_{ab} = \sigma(V) V n_a n_b.$$

Чтобы получить среднее число столкновений, нужно предыдущее выражение усреднить по спектру относительных скоростей, т. е.

$$\overline{N_{ab}} = \overline{\sigma V} n_a n_b,$$

где $\overline{\sigma V} = \frac{\int_0^\infty \sigma V f(V, T) dV}{\int_0^\infty f(V, T) dV}$ – средняя удельная скорость реакции; $f(V, T)$ – функция распределения относительных скоростей при заданной температуре плазмы T .

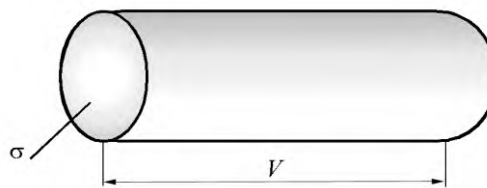


Рис. 57

Если выполнить условие нормировки $\int_0^\infty f(V, T) dV = 1$, то $\overline{\sigma V} = \int_0^\infty \sigma V f(V, T) dV$. Для равновесной плазмы распределение скоростей максвелловское, т. е.

$$f(V, T) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{M}{2kT} \right)^{3/2} V^2 e^{-\frac{MV^2}{2kT}},$$

где $M = \frac{m_a m_b}{(m_a + m_b)}$ – приведенная масса; k – постоянная Больцмана.

Подставив это в формулу для $\overline{\sigma V}$ и выразив скорость V через энергию столкновения E , получим

$$\overline{\sigma V} = \frac{\sqrt{8/\pi}}{\sqrt{M(kT)^3}} \int_0^\infty \sigma E \exp(-E/kT) dE.$$

В настоящее время осуществляется международный проект ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) первого в истории человечества термоядерного реактора. Строительство идёт в Кадараше – французском центре ядерной энергетики. Предполагается, что строительство и монтаж всей установки будет закончен к 2019 году. Проект ведут шесть стран-партнёров – Россия, США, Индия, Китай, Япония, Южная Корея и седьмой партнёр – 27 стран Евросоюза. Основой реактора является токамак со сверхпроводящими катушками тороидального поля на основе сплава NbSn₃ и сверхпроводящими катушками полоидального поля на основе сплава NbTi.

Проектные параметры реактора ITER*

Полная термоядерная мощность, МВт	700
Отношение термоядерной мощности к мощности дополнительного нагрева	≥ 10
Средняя тепловая нагрузка на стенку, МВт/м ²	0,8
Время горения плазмы в индуктивном режиме, с	≥ 400
Большой радиус плазмы, м	6,2
Ток плазмы, МА	17
Малый радиус плазмы, м	2
Тороидальное магнитное поле на оси, Тл	5,3
Объём плазмы, м ³	837
Площадь поверхности плазмы, м ²	678
Мощность дополнительного нагрева, МВт	73

*Данные из статьи А.Красильникова. Газета «Страна Росатом», № 17, ноябрь 2010 г. с.

6.9. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Вопрос из чего состоит окружающий нас материальный мир интересовал человечество с древнейших времён. От древнегреческих философов (Фалес, Гераклит, Эмпедокл) исходит идея свести все ощущаемые нами материальные образования к комбинациям одних и тех же немногочисленных материальных сущностей, которые уже не могут быть разделены на отдельные компоненты. В качестве этих элементарных сущностей рассматривались земля, вода, воздух и огонь. По Эмпедоклу считалось, что все материальные образования представляют собой смесь в разных пропорциях этих элементов. Вершиной этого подхода явилось открытие химических элементов, комбинацией которых удавалось объяснить состав всех веществ, наблюдаемых в природе. Таких элементов оказалось около сотни. Сомнения в невозможности разложить химические элементы на составляющие и превращать одни элементы в другие питали активную деятельность алхимиков на протяжении веков. Большим шагом в направлении решения вопроса о природе материи явилась идея молекулярно-атомистической природы структуры вещества, которая тоже восходит к древнегреческой философской мысли (Демокрит). К концу девятнадцатого века у подавляющего большинства учёных-естественников сложилась полная убеждённость в том, что атомы неделимы, не обладают внутренней структурой и, таким образом, являются элементарными частицами, из которых состоят все материальные объекты природы. Однако экспериментальные исследования электрического разряда в разреженных газах показали, что атомы можно разрушить (Дж. Томсон). Продуктами разрушения атомов оказались электроны и положительно заряженные ионы. Открытие естественной радиоактивности (А. Беккерель) также свидетельствовало о возможности разрушения атомов. Сформировалась идея, что атом состоит из электронов и некоторого положительно заряженного образования. На этой идее была построена Дж. Томсоном первая модель атома, согласно которой атом представляет собой положительно заряженную сферу радиуса, совпадающего с радиусом атома, т.е. порядка 10^{-8} см, с вкрапленными в неё электронами. Модель Томсона не могла описать результаты опытов по рассеянию α -частиц, и ей на смену пришла планетарная модель Резерфорда-Бора, которая предполагает, что атом представляет собой положительно заряженное ядро с радиусом порядка 10^{-12} см, окружённое облаком электронов. Таким образом, в начале двадцатого столетия учёным представлялось, что материальные тела образованы различными комбинациями элементарных частиц, в качестве которых рассматривались электроны, протоны (ядра протия) и ядра химических элементов. К ним следовало причислить ещё фотоны, существование которых вытекало из квантово-механических представлений. Однако утверждение об элементарности ядер химических элементов вызывало большие сомнения (за исключением протонов). В связи с этим делались попытки “построить” модель ядра из известных в то время элементарных частиц. Так возникла протонно-электронная модель ядра, которая имела целый ряд противоречий. Когда “копилка” элементарных частиц пополнилась нейтроном, сразу же была выдвинута независимо друг от друга В. Гейзенбергом и Д. Иваненко протонно-нейтронная модель ядра, которая была свободна от противоречий протонно-электронной модели. Несколько ранее В. Паули постулировал существование некой частицы, в последствии получившей название нейтрино (точнее антинейтрино), для объяснения формы β -спектра. И только через 25 лет удалось Ф. Райнесу и К. Коуэну зарегистрировать антинейтрино. Развитие релятивистских квантово-механических представлений и теорий симметрии привело к идее о том, что для каждой частицы существует античастица. Эксперимент подтвердил справедливость и плодотворность этих воззрений – первой ласточкой был антиэлектрон, получивший название позитрон. Были синтезированы антипротон и антинейтрон и другие античастицы и ядро атома антигелия. Таким образом, число элементарных частиц возросло почти в два раза за счёт античастиц. Из квантовых полевых теорий вытекает необходимость иметь среди элементарных частиц носителей взаимодействия этих полей с материальными объектами. Для электромагнитного поля таким носителем является фотон. Силы слабого взаимодействия реализуются Z и $W^\pm$ бозонами. Сильное (адронное) взаимодействие осуществляется π -мезонами. По современным воззрениям частицы, подверженные сильному взаимодействию, обладают внутренней структурой. Для её описания пришлось ввести новые частицы – кварки. Взаимодействие между кварками осуществляется глю-

онами. Передатчиками гравитационных сил являются гипотетические гравитоны и гравитино, фигурирующие в теории супергравитации. Число элементарных частиц в настоящее время составляет около 500 и, по-видимому, будет расти. Так, теория предсказывает существование не обнаруженных пока бозонов Хиггса, голдстоуновских бозонов, голдстоуновского фермиона (голдстино) и упомянутых нами гравитонов и гравитино. Таким образом, ответ на вопрос о том, что же считать элементарными частицами, оказался весьма непростым и неоднозначным. На уровне современных представлений элементарными частицами считают такие объекты, внутреннюю структуру которых не удаётся представить в виде комбинации частей, которые наблюдаются в свободном виде с временами жизни, существенно превосходящими характерное время сильного взаимодействия. Определение явно неудовлетворительное, однако если следовать ему, то адроны нужно считать элементарными частицами, поскольку образующие их кварки не существуют по современным данным в свободном состоянии.

Обратимся к систематизации элементарных объектов природы. Их можно классифицировать как объекты двух множеств – кванты фундаментальных полей и фундаментальные частицы. Как мы помним, в природе (на уровне современных знаний) реализуются четыре вида фундаментальных полей (взаимодействий): сильное (или адронное) взаимодействие, квантами которого являются глюоны; электромагнитное, квантами которого являются упоминавшиеся нами фотоны; слабое с квантами в виде $W^\pm$ и Z^0 -бозонов; гравитационное, квантами которого являются ещё не открытые гравитоны и гравитино. В таблице 6.9.1 приведены основные характеристики квантов фундаментальных полей.

Таблица 6.9.1. Характеристики квантов фундаментальных полей

Вид взаимодействия	Кванты	Энергия покоя, ГэВ	Спин	Радиус взаимодействия, см
Сильное	Глюон (8 видов)	0	1	10^{-13}
Электромагнитное	Фотон	0	1	∞
Слабое	$W^\pm$, Z^0 -бозоны	80, 91	1	10^{-16}
Гравитационное	Гравитон, гравитино	0 0?	2 $\frac{3}{2}$?	∞

Кванты фундаментальных полей принято называть фундаментальными бозонами, так как они обладают целочисленными спинами (за исключением гипотетического гравитино, само существование которого весьма сомнительно). В силу малой интенсивности гравитационного взаимодействия его роль в физике элементарных частиц не существенна, и мы им будем пренебрегать.

Всё многообразие элементарных частиц можно построить с помощью 12 фермионов (если не учитывать их античастицы) – 6 кварков и 6 лептонов, которые участвуют в фундаментальных взаимодействиях, обмениваясь фундаментальными бозонами: фотонами, глюонами, W - и Z -бозонами (гравитационное взаимодействие мы исключили из рассмотрения). Эти фермионы принято называть фундаментальными. Их делят на три группы, которые называют поколениями. Кварки и лептоны в современных теоретических подходах считают точечными (установлено, что их размер меньше 10^{-16} см), т. е. предполагается, что они не состоят из более элементарных объектов. В таблице 6.9.2 приведены основные свойства фундаментальных фермионов.

Таблица 6.9.2

Поколения		1	2	3	Заряд
Кварки	Верхние	u	c	t	$+\frac{2}{3}e$
	Нижние	d	s	b	$-\frac{1}{3}e$
Лептоны	Нейтрино	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	Заряженные	e	μ	τ	$-1e$

Таким образом, окружающий нас мир можно свести к фундаментальным фермионам, взаимодействующим посредством обмена фундаментальными бозонами.

В таблице 6.9.3 приведены основные свойства лептонов.

Таблица 6.9.3. Характеристики лептонов ($J=\frac{1}{2}$).

Частица	Масса	Время	Лептонный заряд	Основные моды
---------	-------	-------	-----------------	---------------

	mc^2	жизни	L_e	L_μ	L_τ	распада
ν_e	$<3 \text{ эВ}$	стабильно	+1	0	0	
ν_μ	$<0,19 \text{ МэВ}$	стабильно	0	+1	0	
ν_τ	$<18 \text{ МэВ}$	стабильно	0	0	+1	
e^-	$0,511 \text{ МэВ}$	$>4,2 \cdot 10^{24} \text{ лет}$	+1	0	0	
μ^-	$105,66 \text{ МэВ}$	$2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$	0	+1	0	
τ^-	1777 МэВ	$2,9 \cdot 10^{-13} \text{ с}$	0	0	+1	адроны $+\nu$, $\mu^- \bar{\nu}$, $e^- \bar{\nu}$

Названия кварков представляют собой первые буквы английских слов u (up), d (down), c (charm), s (strangeness), b (bottom), t (top). Основные характеристики кварков приведены в таблице 6.9.4

Таблица 6.9.4. Характеристики кварков.

Характеристика	Тип кварка (аромат)					
	d	u	s	c	b	t
Электрический заряд Q	$-\frac{1}{3}e$	$+\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$	$+\frac{2}{3}e$	$-\frac{1}{3}e$	$+\frac{2}{3}e$
Изоспин I	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
Проекция изоспина I_3	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0
Странность S	0	0	-1	0	0	0
Charm C	0	0	0	+1	0	0
Bottom B	0	0	0	0	-1	0
Top T	0	0	0	0	0	+1
Масса в составе адрона, mc^2	0,33 ГэВ	0,33 ГэВ	0,51 ГэВ	1,8 ГэВ	5 ГэВ	174 ± 5 ГэВ

(Все кварки имеют положительную чётность,

спин $J=\frac{1}{2}$ и барионный заряд $B=\frac{1}{3}$)

Самое удивительное в кварках – наличие у них дробных электрического и барионного зарядов.

Кварки подвержены всем видам взаимодействий, лептоны же не участвуют в сильных взаимодействиях. Все сильновзаимодействующие частицы имеют размер порядка 10^{-13} см , состоят из кварков. Им присвоено общее название адроны.

Вначале было введено три кварка – u, d и s. Их было достаточно для описания известных в то время адронов. Однако в связи с расширением списка обнаруженных адронов число кварков пришлось увеличить до шести. Сейчас считается, что список кварков исчерпан. Все кварки имеют экспериментальное доказательство своего существования, хотя в свободном виде их получить не удаётся.

Для описания поведения и свойств частиц были введены квантовые числа: электрический заряд Q (в единицах заряда электрона), барионное число (барионный заряд) B, три лептонных числа (лептонные заряды) L_e , L_μ , L_τ , изоспин I, странность S, очарование C, bottom B, top T.

Рассмотрим законы сохранения в мире элементарных частиц. Ряд законов универсален, т.е. выполняются для всех видов взаимодействия, другие в некоторых взаимодействиях нарушаются. В таблице 6.9.5 перечислены законы сохранения, имеющие место в мире элементарных частиц, где действует множество новых квантовых чисел и законов сохранения.

Таблица 6.9.5.

Законы сохранения:		
1	энергии E	универсальные, выполняются во всех взаимодей-
2	импульса p	
3	момента количества движения J	

4	электрического заряда Q	ствиях
5	барионного числа B	
6	лептонного числа L_e, L_μ, L_τ	
7	изоспина I	выполняется только в сильном взаимодействии
8	проекции изоспина I_3	выполняются в сильном и электромагнитном взаимодействиях
9	чётности P	
10	странности S	
11	очарования C	
12	bottom Bo	
13	top T	

Таблица 6.9.6. Характеристики основных барионов.
(Барионный заряд B=1)

Частица	Кварковая структура	Масса $m c^2$, МэВ	Время жизни или ширина	Спин, чётность, изоспин $J^P(I)$	Основные моды распада
p	uud	938,27	$>10^{32}$ лет	$\frac{1}{2}^+(\frac{1}{2})$	
n	udd	939,57	887 ± 5 с	$\frac{1}{2}^+(\frac{1}{2})$	$p e \bar{\nu}$
Λ	uds	1116	$2,6 \cdot 10^{-10}$ с	$\frac{1}{2}^+(0)$	$p \pi^-, n \pi^0$
Σ^+	uus	1189	$0,8 \cdot 10^{-10}$ с	$\frac{1}{2}^+(1)$	$p \pi^0, n \pi^+$
Σ^0	uds	1193	$7,4 \cdot 10^{-20}$ с	$\frac{1}{2}^+(1)$	$\Lambda \gamma$
Σ^-	dds	1197	$1,5 \cdot 10^{-10}$ с	$\frac{1}{2}^+(1)$	$n \pi^-$
Ξ^0	uss	1315	$2,9 \cdot 10^{-10}$ с	$\frac{1}{2}^+(\frac{1}{2})$	$\Lambda \pi^0$
Ξ^-	dss	1321	$1,6 \cdot 10^{-10}$ с	$\frac{1}{2}^+(\frac{1}{2})$	$\Lambda \pi^-$
Δ^{++}	uuu	≈ 1232	≈ 120 МэВ	$\frac{3}{2}^+(\frac{3}{2})$	$p \pi^+$
Δ^+	uud	≈ 1232	≈ 120 МэВ	$\frac{3}{2}^+(\frac{3}{2})$	$p \pi^0, n \pi^+$
Δ^0	udd	≈ 1232	≈ 120 МэВ	$\frac{3}{2}^+(\frac{3}{2})$	$p \pi^-, n \pi^0$
Δ^-	ddd	≈ 1232	≈ 120 МэВ	$\frac{3}{2}^+(\frac{3}{2})$	$n \pi^-$
$\Sigma(1385)^+$	uus	1383	36 МэВ	$\frac{3}{2}^+(1)$	$\Lambda \pi, \Sigma \pi$
$\Sigma(1385)^0$	uds	1384	36 МэВ	$\frac{3}{2}^+(1)$	$\Lambda \pi, \Sigma \pi$
$\Sigma(1385)^-$	dds	1387	39 МэВ	$\frac{3}{2}^+(1)$	$\Lambda \pi, \Sigma \pi$
$\Xi(1530)^0$	uss	1532	9,1 МэВ	$\frac{3}{2}^+(\frac{1}{2})$	$\Xi \pi$
$\Xi(1530)^-$	dss	1535	9,9 МэВ	$\frac{3}{2}^+(\frac{1}{2})$	$\Xi \pi$
Ω^-	sss	1672	$0,82 \cdot 10^{-10}$ с	$\frac{3}{2}^+(0)$	$\Lambda K^-, \Xi^0 \pi^-$
$N(1440)^+$	uud	≈ 1440	≈ 350 МэВ	$\frac{1}{2}^+(\frac{1}{2})$	$n(p)+\pi(2\pi), \Delta \pi$
$N(1440)^-$	udd	≈ 1440	≈ 350 МэВ	$\frac{1}{2}^+(\frac{1}{2})$	$n(p)+\pi(2\pi), \Delta \pi$
$N(1520)^+$	uud	≈ 1520	≈ 120 МэВ	$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2})$	$n(p)+\pi(2\pi), \Delta \pi$
$N(1520)^0$	udd	≈ 1520	≈ 120 МэВ	$\frac{3}{2}^-(\frac{1}{2})$	$n(p)+\pi(2\pi), \Delta \pi$
Λ_c^+	udc	2285	$2,1 \cdot 10^{-13}$ с	$\frac{1}{2}^+(0)$	(n или p)+ др.
$\Sigma_c(2455)^{++}$	uuc	2453		$\frac{1}{2}^+(1)$	$\Lambda_c^+ \pi^+$
$\Sigma_c(2455)^+$	udc	2454		$\frac{1}{2}^+(1)$	$\Lambda_c^+ \pi^0$
$\Sigma_c(2455)^0$	ddc	2452		$\frac{1}{2}^+(1)$	$\Lambda_c^+ \pi^-$

Квантовое число странность S было введено американским физиком М. Гелл-Манном задолго до появления кварковой модели для объяснения отсутствия одиночного рождения К-мезонов и гиперонов при столкновениях π -мезонов и нуклонов с нуклонами. Наблюдение только совместного рождения К-мезона и гиперона в этих процессах удалось объяснить, приписав компонентам пары равные по величине, но противоположные по знаку значения особого квантового числа (странности S) и предположив сохранение его в сильном взаимодействии.

Все адроны обладают целочисленным значением S (нулевым, положительным или отрицательным). Частицам, не подверженным сильному взаимодействию (фотонам, лептонам), приписывается $S=0$.

Существует два типа адронов – барионы и мезоны. Барионы состоят из трёх кварков (включая антикварки), имеют барионное квантовое число (барионный заряд) $B=1$ и полуцелый спин. В таблице 6.9.6 приведены основные характеристики барионов.

Мезоны состоят из кварка и антикварка, имеют барионный заряд $B=0$ и целый спин.

Таблица 6.9.7. Характеристики основных мезонов.

Частица	Кварковая структура	Масса mc^2 , МэВ	Время жизни или ширина	Спин, чётность, изоспин $J^P(I)$	Основные моды распада
π^+	$u\bar{d}$	139,57	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1)$	$\nu\mu^+$
π^-	$d\bar{u}$	139,57	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1)$	$\nu\mu^-$
π^0	$u\bar{u} - d\bar{d}$	134,98	$8,4 \cdot 10^{-17}$	$0^-(1)$	2γ
K^+	$u\bar{s}$	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1/2)$	$\nu\mu^+, \pi^0\pi^+$
K^-	$\bar{u}s$	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1/2)$	$\bar{\nu}\mu^-, \pi^0\pi^-$
K^0	$d\bar{s}$	498	$8,9 \cdot 10^{-11} K_S^0$	$0^-(1/2)$	$\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$
$\bar{K}^0$	$s\bar{d}$	498	$5,2 \cdot 10^{-8} K_L^0$	$0^-(1/2)$	$\pi e\nu, \pi\mu\nu, 3\pi$
η	$u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}$	547	1,2 кэВ	$0^-(0)$	$2\gamma, 3\pi$
η'	$u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}$	958	0,2 МэВ	$0^-(0)$	$\eta 2\pi, \rho^0\gamma$
ρ^+	$u\bar{d}$	769	150 МэВ	$1^-(1)$	$\pi\pi$
ρ^-	$d\bar{u}$	769	150 МэВ	$1^-(1)$	$\pi\pi$
ρ^0	$u\bar{u} - d\bar{d}$	769	150 МэВ	$1^-(1)$	$\pi\pi$
ω	$u\bar{u} + d\bar{d}$	783	8,4 МэВ	$1^-(0)$	3π
ϕ	$s\bar{s}$	1019	4,5 МэВ	$1^-(0)$	$K^+K^-, K_L^0 K_S^0$
D^+	$c\bar{d}$	1869	$1,1 \cdot 10^{-12}$ с	$0^-(1/2)$	$K+\text{др.}, e+\text{др.}, \mu+\text{др.}$
D^-	$d\bar{c}$	1869	$1,1 \cdot 10^{-12}$ с	$0^-(1/2)$	$K+\text{др.}, e+\text{др.}, \mu+\text{др.}$
D^0	$c\bar{u}$	1865	$4,1 \cdot 10^{-13}$ с	$0^-(1/2)$	$K+\text{др.}, e+\text{др.}, \mu+\text{др.}$
$\bar{D}^0$	$u\bar{c}$	1865	$4,1 \cdot 10^{-13}$ с	$0^-(1/2)$	$K+\text{др.}, e+\text{др.}, \mu+\text{др.}$
D_S^+	$c\bar{s}$	1969	$5 \cdot 10^{-13}$ с	$0^-(0)$	$K+\text{др.}$
D_S^-	$s\bar{c}$	1969	$5 \cdot 10^{-13}$ с	$0^-(0)$	$K+\text{др.}$
B^+	$u\bar{b}$	5279	$1,6 \cdot 10^{-12}$ с	$0^-(1/2)$	$D+\text{др.}, D^*+\text{др.}, \nu+\text{др.}$
B^-	$b\bar{u}$	5279	$1,6 \cdot 10^{-12}$ с	$0^-(1/2)$	$D+\text{др.}, D^*+\text{др.}, \nu+\text{др.}$
B^0	$d\bar{b}$	5279	$1,6 \cdot 10^{-12}$ с	$0^-(1/2)$	$D+\text{др.}, D^*+\text{др.}, \nu+\text{др.}$
$\bar{B}^0$	$b\bar{d}$	5279	$1,6 \cdot 10^{-12}$ с	$0^-(1/2)$	$D+\text{др.}, D^*+\text{др.}, \nu+\text{др.}$
J/ψ	$c\bar{c}$	3097	87 кэВ	$1^-(0)$	адроны, $2e, 2\mu$
Y	$b\bar{b}$	9460	53 кэВ	$1^-(0)$	$\tau^+\tau^-, \mu^+\mu^-, e^+e^-$

6.10. НУКЛЕОСИНТЕЗ ВО ВСЕЛЕННОЙ

Если Вы хотите кое-что выяснить у физиков-теоретиков о методах, которые они применяют, я советую Вам твёрдо придерживаться одного принципа: не слушайте, что они говорят, а лучшие изучайте их действия...

А.Эйнштейн

1. Особенности кривой распространённости нуклидов (рисунок 58).

Наиболее распространённые легчайшие нуклиды ^1H и ^4He .

“Провал” распространённости элементов Li, Be, B.

Пик α -частичных нуклидов.

“Железный” пик в районе $A=60$.

Пики s- и r-процессов.

“Свинцово-висмутовый” пик.

“Провал” Po, At, Rn, Fr, Ra, Ac.

Th-U “хвост”.

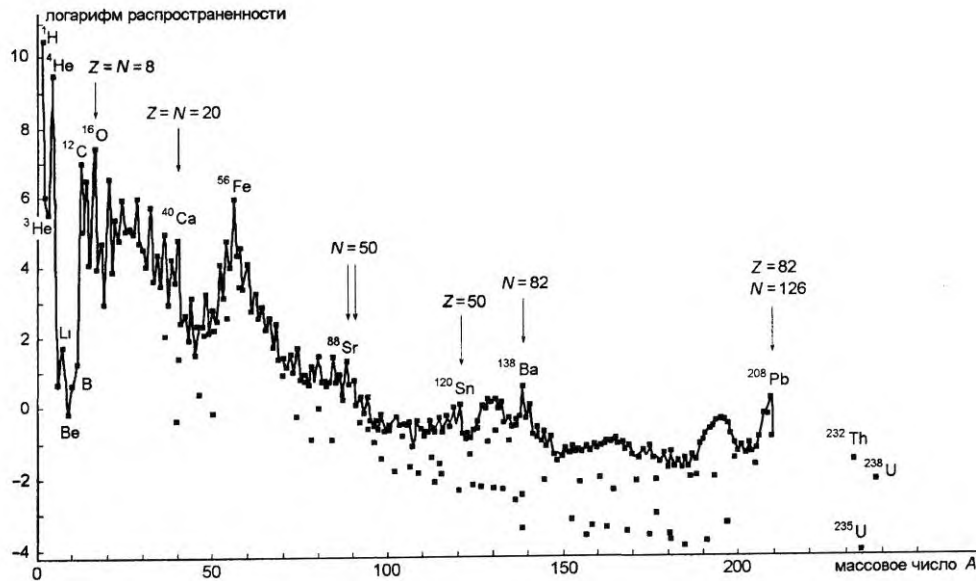


Рис. 58

2. Основные характеристики Вселенной в “наше” время.

Возраст $t_0 \approx (12-18) \cdot 10^9$ лет. Оценка на основе закона Хаббла $t_0 \approx H^{-1}$. Постоянная Хаббла $H \approx 2,3 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$.

Размер (радиус) Вселенной 10^{28} см .

Полное количество вещества-энергии 10^{56} г .

Средняя плотность вещества-энергии 10^{-29} г/см^3 .

Число барионов 10^{78} .

Температура реликтовых фотонов 2,73 К.

Плотность реликтовых фотонов 411 см^{-3} .

Энергетическая плотность реликтовых фотонов $0,26 \text{ эВ/см}^3$.

Вселенная в больших масштабах однородна и изотропна. Она содержит около 10^{11} галактик. Наша Галактика содержит примерно 10^{11} звёзд. Средняя плотность вещества-энергии ρ определена с точностью около 10% и в этих пределах совпадает с критической плотностью ρ_k , которая определяется постоянной Хаббла H и гравитационной постоянной G :

$$\rho_k = \frac{3H^2}{8\pi G} \approx 10^{-29} \text{ г/см}^3.$$

Близость ρ к ρ_k означает, что геометрия нашей Вселенной близка к плоской (евклидовой). Около 95% вещества-энергии Вселенной состоит в виде оптически невидимой “тёмной” материи (dark matter).

3. Возникновение Вселенной. Дозвёздный синтез ядер.

3.1 Теория Большого взрыва.

Г. Гамов в 1946 году ввёл теорию Большого взрыва (Big Bang), предполагая, что на ранних стадиях вблизи сингулярности расширение Вселенной носит взрывной характер, при этом её температура достаточно велика, чтобы шли термоядерные реакции, в которых синтезировался гелий. Расширение началось из сверхплотного горячего состояния, которому приписывается момент времени $t=0$, т.е. начало истории Вселенной. За 10 млрд лет расширения она остыла до температуры около 3 К. Предсказываемое этой теорией реликтовое фотонное излучение с соответствующим спектром было обнаружено астрономами (Р.В. Вильсон и А.А. Пензиас, 1965 г.). Помимо реликтовых фотонов должны существовать и реликтовые нейтрино. На рисунке 59 показана связь температуры, энергии, Размеров и плотности Вселенной.

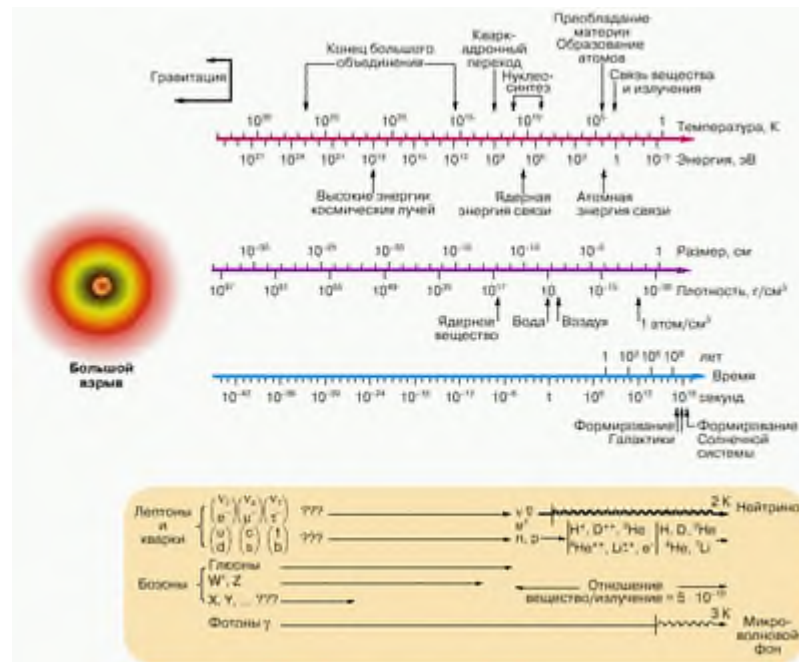


Рис. 59. Связь температуры, энергии, размеров, плотности и времени, существовавшая в ранней Вселенной. Нижняя часть схемы показывает кварковый и лептонный состав материи.

Сценарий Большого взрыва:

Квантовый хаос.

$t < 10^{-43}$ с. Объединены все четыре вида взаимодействия. Размер Вселенной $< 10^{-33}$ см. Температура $> 10^{32}$ К.

Планковская эра

$t = 10^{-43}$ с. Планковский момент. Отделение гравитационного взаимодействия. Размер Вселенной $\sim 10^{-33}$ см. Температура $\sim 10^{32}$ К.

Эра Великого объединения (электрослабого и сильного взаимодействий).

$t = 10^{-43} - 10^{-36}$ с. Размер Вселенной $\sim 10^{-33} - 10^{-29}$ см. Температура $\sim 10^{32} - 10^{28}$ К.

Конец Великого объединения (разделение сильного и электрослабого взаимодействий).

$t = 10^{-36}$ с. Размер Вселенной $\sim 10^{-29}$ см. Температура $\sim 10^{28}$ К.

Конец электрослабого объединения.

$t = 10^{-10}$ с. Размер Вселенной $\sim 10^{-16}$ см. Температура $\sim 10^{15}$ К.

Адронная эра. Рождение и аннигиляция адронов и лептонов.

$t = 10^{-10} - 10^{-4}$ с. Размер Вселенной $\sim 10^{-16} - 10^{-13}$ см. Температура $\sim 10^{15} - 10^{12}$ К.

Лептонная эра. Рождение и аннигиляция лептонов.

$t=10^{-4}$ - 10 с. Размер Вселенной $\sim 10^{-13}$ - 10^{-10} см. Температура $\sim 10^{12}$ - 10^9 К.

Эра дозвёздного синтеза гелия. К концу эры Вселенная состоит на 75% из водорода и на 25% гелия, а также следовых количеств более тяжёлых элементов.

$t=10$ - 10^3 с. Размер Вселенной $\sim 10^{-10}$ - 10^{-9} см. Температура $\sim 10^9$ К.

Радиационная эра. Доминирование излучения над веществом.

$t=10$ с - $4 \cdot 10^4$ лет. Размер Вселенной $\sim 10^{-10}$ - 10^{-5} см. Температура $\sim 10^{10}$ - 10^4 К.

Эра вещества. Доминирование вещества над излучением.

$t > 4 \cdot 10^4$ лет. Размер Вселенной $\sim 10^{-5}$ см. Температура $\sim 10^4$ К.

Звёздная эра.

$t=10^9$ лет. Формирование первых галактик. Образование первых звёзд.

$t=9 \cdot 10^9$ лет. Образование Солнечной системы.

$t=14 \cdot 10^9$ лет. Текущий момент.

Теория горячей Вселенной в рамках стандартной модели Большого Взрыва испытывает ряд трудностей при объяснении некоторых наблюдательных фактов. Одно из наиболее вопиющих противоречий состоит в том, что наблюдаемая Вселенная обладает резкой асимметрией в распространённости вещества и антивещества. В нынешней Вселенной доля антивещества не превосходит 10^{-4} , в то время как в момент Большого Взрыва по стандартной модели частиц и античастиц рождается поровну. Часть проблем стандартной модели, в том числе асимметрию вещество-антивещество, удаётся разрешить в модели раздувающейся Вселенной (модели инфляции). Существует большое разнообразие инфляционных моделей. Все они опираются на то, что в начальной стадии Вселенная имела размерность пространства-времени больше 4. Простейший инфляционный сценарий состоит в том, что постулируется начальная плотность Вселенной ρ порядка 10^{94} г/см³, находящейся в состоянии так называемого ложного вакуума. Уравнение состояния его имеет вид $p = -\rho c^2$, где p - давление. Отрицательное давление соответствует мощному гравитационному отталкиванию, которое и является причиной экспоненциального раздувания. Стадия раздувания завершается распадом неустойчивого ложного вакуума, при этом происходит компактификация пространства-времени до мерности 4. Энергия, запасённая в ложном вакууме, идёт на рождение пар элементарных частиц. Опустошённая и охлаждённая инфляцией Вселенная разогревается до температуры Великого объединения. В море рождённых частиц практически не осталось старых (доинфляционных). В процессе взаимодействия вновь рождённых частиц устанавливается термодинамическое равновесие. Дальнейшее развитие происходит по сценарию Большого Взрыва.

3.2 Согласно модели Г. Гамова синтез всех элементов происходил во время Большого взрыва в результате (n, γ) -реакций и последующих β^- распадов. Однако из-за отсутствия ядерно-стабильных нуклидов с $A=5$ и $A=8$ образование ядер, более тяжёлых, чем ${}^4\text{He}$, в заметных количествах в условиях эры дозвёздного синтеза оказалось невозможным. Предполагается, что начало дозвёздного синтеза происходит за счёт реакции $n(p, \gamma)d$. Как показали расчёты, эта реакция интенсивно идёт на стадии расширения, соответствующей температуре $9 \cdot 10^9$ К, которая достигается в момент времени ~ 3 с после Большого взрыва. При этих условиях дейтерия образуется в достаточном количестве для производства ядер с $A=3$ в реакциях $d(n, \gamma)t$; $d(d, p)t$; $d(p, \gamma){}^3\text{He}$; $d(d, n){}^3\text{He}$. Ядра с массой 3 тут же с большой вероятностью сгорают, образуя ${}^4\text{He}$ в реакциях ${}^3\text{He}(n, \gamma){}^4\text{He}$ и ${}^3\text{H}(p, \gamma){}^4\text{He}$. При этом образуется и ядра с $A=7$ за счёт реакций ${}^4\text{He}(t, \gamma){}^7\text{Li}$ и ${}^4\text{He}({}^3\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$, но из-за более высокого кулоновского барьера во входном канале, чем у предыдущих реакций, вероятность образования ядер с $A=7$ при температурах этой стадии расширения Вселенной чрезвычайно мала. Таким образом, в результате дозвёздного синтеза молодая Вселенная состояла главным образом из протия и гелия в пропорции (по массе) примерно 3:1. При этом присутствовало мизерное количество (менее 0,001%) дейтерия, трития, ${}^3\text{He}$, и ${}^7\text{Li}$. Более тяжёлые ядра образовались лишь через миллиарды лет после Большого взрыва главным образом в процессах звёздного нуклеосинтеза.

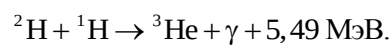
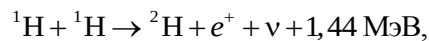
4. Нуклеосинтез в звёздах.

4.1 Термоядерные реакции.

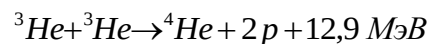
Впервые идею о том, что энергетика звезд обеспечивается термоядерными реакциями, высказал А. Эддингтон. В дальнейшем в трудах Г. Гамова, Г. Бете и Э. Теллера была построена теория термоядерного горения внутри звезд. Бете в 1967 г. был удостоен Нобелевской премии за объяснение природы источника энергии звезд. Рассмотрим процессы термоядерного горения на основе представления циклов Бете. Звёзды образуются, когда облака межзвёздного газа сжимаются под действием гравитации. Если масса облака превосходит 8% от массы Солнца, при гравитационном сжатии газ, состоящий из водорода и гелия, нагревается настолько, что в нём начинают протекать ядерные реакции. Первым начинает “выгорать” водород.

4.2. Горение водорода.

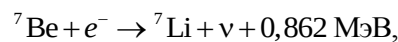
1). Водородный цикл преобладает в молодых звездах, когда температура внутри звезды еще низка,



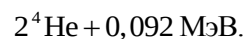
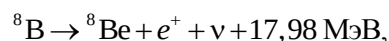
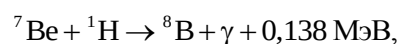
Разветвление А:



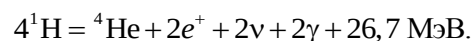
Разветвление В:



Разветвление С:

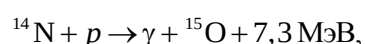
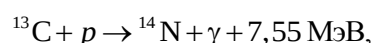
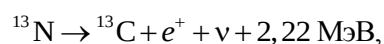
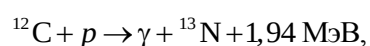


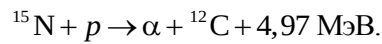
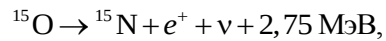
Сумма всех реакций независимо от вида разветвления



В качестве первой ступени водородного цикла реализуется также реакция ${}^1\text{H} + {}^1\text{H} + e^- \rightarrow {}^2\text{H} + \nu + 1,44 \text{ МэВ}$, но она имеет на 5 порядков меньшую вероятность, чем реакция ${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu$, поэтому ее влияние пренебрежимо.

2). Углеродный цикл включается, когда звезда “постарела”, температура внутри нее выросла, ядер ${}^{12}\text{C}$, играющих роль катализатора, наработалось достаточно много





Сумма всех реакций: $4^1\text{H} = ^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu + 2\gamma + 26,7 \text{ МэВ}.$

На рисунке 60 графически представлен CNO-цикл.

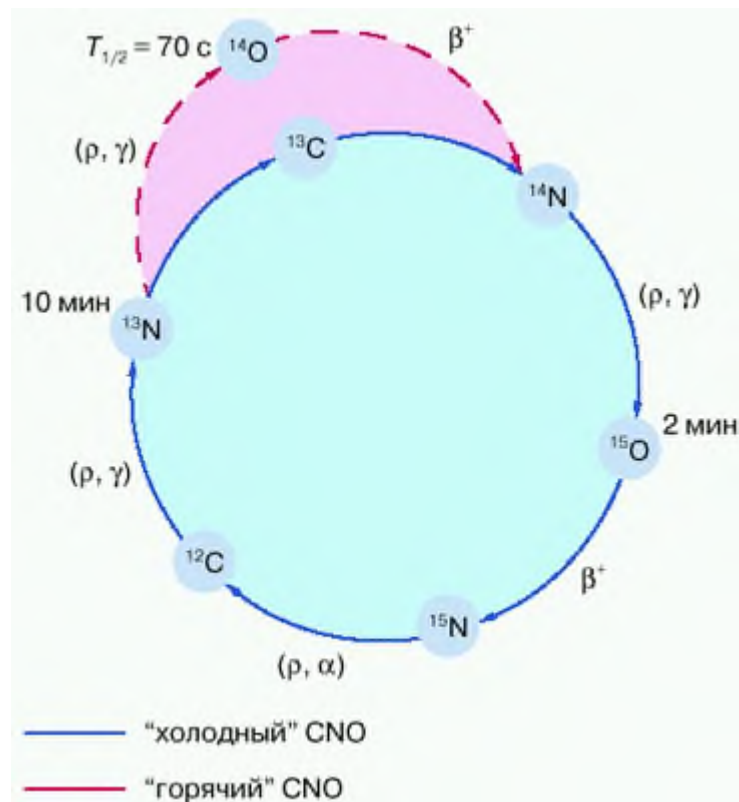
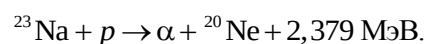
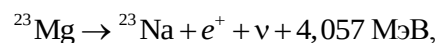
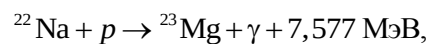
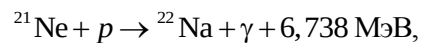
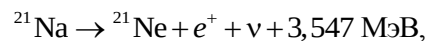
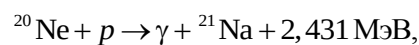
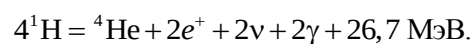


Рис. 60. “Холодный” и “горячий” CNO-циклы. Указаны периоды полураспада $T_{1/2}$ для изотопов ^{13}N , ^{14}O , ^{15}O

3). Неоновый цикл горения остатков водорода

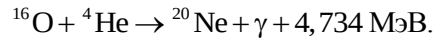
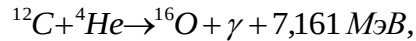
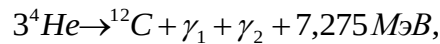


Сумма всех реакций



4.3. Горение гелия. α -процесс.

Для звезд-красных гигантов с выгоревшими ядрами гелиево-неоновый цикл является преобладающим:



Роль уровня ${}^{12}\text{C}$ с энергией 7,5642 МэВ (уровень “жизни”).

Далее происходит последовательный захват ${}^4\text{He}$ (α -процесс), приводящий к образованию α -частичных ядер ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$ и т.д.

4.4. e-процесс.

При достижении температуры $5 \cdot 10^9$ в звёздах в условиях термодинамического равновесия идут как реакции синтеза (которые ограничиваются образованием ядер “железного” пика), так и обратные им фотоядерные реакции.

4.5. s-процесс. Ядра тяжелее “железного” пика образуются за счёт цепочек захвата нейтрона с последующим β^- -распадом (рисунок 61). Этот процесс протекает в условиях нейтронного потока низкой интенсивности. Источником нейтронов являются главным образом реакции ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$ и ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$. s-процесс обрывается на ${}^{209}\text{Bi}$ из-за “полониевой ловушки”: ${}^{209}\text{Bi} + n \rightarrow {}^{210}\text{Bi}(\beta^-, T_{1/2}=5 \text{ дн}) \rightarrow {}^{210}\text{Po}(\alpha, T_{1/2}=138 \text{ дн}) \rightarrow {}^{206}\text{Pb}$.

4.6. r-процесс. В условиях высокой интенсивности нейтронного потока (при взрыве сверхновых) скорость захвата нейтронов может превышать скорости β^- -распадов. Тогда происходит цепочка захвата нейтронов, завершающаяся β^- -распадами (рисунок 61). Этот процесс обуславливает образование ядер тяжелее ${}^{209}\text{Bi}$.

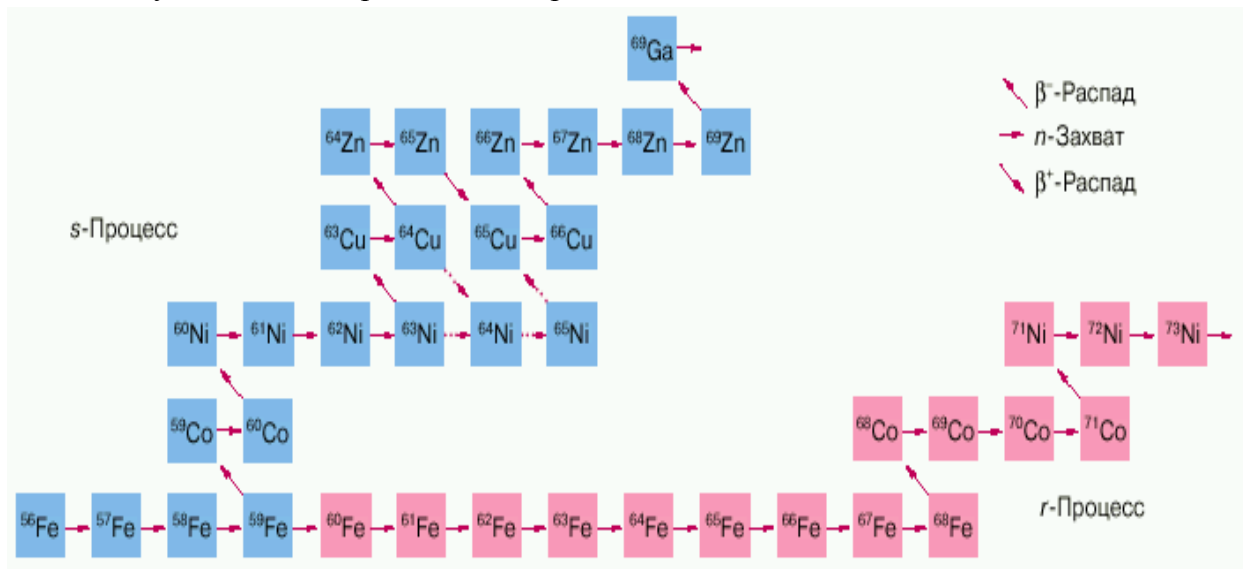


Рис. 61. Цепочки быстрого и медленного захвата нейтронов (r- и s-процессы) для ядра ${}^{56}\text{Fe}$. Точечными стрелками представлены альтернативные каналы образования ${}^{65}\text{Cu}$

4.7. p-процесс. Ряд стабильных нейтронодефицитных ядер (“обойдённые” ядра) образуются в результате низкоинтенсивных процессов захвата протонов, в реакциях (β^+, n) , в нейтринных реакциях.

5. Реакции, вызываемые космическими лучами высоких энергий (x-процесс).

В дозвёздной стадии нуклеосинтеза ядер Li, Be, B образуется слишком мало для объяснения наблюдаемой распространённости. Образовавшись в звёздах эти ядра интенсивно выгорают в реакциях, возбуждаемых протонами. В настоящее время считается, что источником этих ядер являются реакции скалывания, происходящие при взаи-

модействии высокоэнергетических космических лучей с межзвёздной пылью и материалом поверхности звёзд.

Мы рассмотрели основные вопросы физики атомного ядра: свойства ядер, их размеры, массы, заряды, квантовые характеристики; стабильность ядер, явление радиоактивности, виды радиоактивности, ядерные реакции, прохождение ионизирующих излучений через вещество, основные свойства элементарных частиц. Также обсудили основные процессы, обусловившие синтез нуклидов во Вселенной и современные воззрения на ход её зарождения и развития. Конечно, этим не исчерпываются все вопросы ядерной физики, но изложенный материал должен обеспечить основу для дальнейшего углубления знаний по предмету и их применения в различных инженерных приложениях.

4.3. ПРАКТИЧЕСКИЕ И СЕМИНАРСКИЕ ЗАНЯТИЯ

Практические занятия подразумевают решение задач по соответствующим темам курса (см. раздел 4. Структура и содержание учебной дисциплины), тесты, семинары, доклады и обсуждение рефератов.

4 ИНТЕРАКТИВНЫЕ ФОРМЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В РЕАЛИЗАЦИИ ДИСЦИПЛИНЫ

Раздел дисциплины (тема)	Интерактивная форма	Кол-во часов	Методы и средства контроля
Раздел 1-2. Ядерная физика в ряду естественных наук. Необходимые сведения из смежных наук	групповое обсуждение (1-2 неделя)	4	Оценка активности участия студента.
Раздел 3-4. Основные характеристики атомного ядра. Радиоактивность.	круглый стол (3, 6 неделя)	4	Оценка активности и уровня осознанной компетентности студента
Раздел 5-7. Ядерные силы. Модель оболочек и ядерная спектроскопия. Взаимодействие ядерных излучений с веществом	дискуссия анализ конкретных ситуаций (14,15,17 недели)	3	Оценка активности участия студента. Презентация результатов деятельности студентов
Раздел 8. Ядерные реакции	Тренинг (4 неделя)	3	Оценка активности участия студента
Раздел 9. Элементарные частицы	круглый стол (5 неделя)	3	Оценка активности участия студента
Раздел 10. Нуклеосинтез во Вселенной	Дискуссия (7 неделя)	3	Презентация результатов деятельности студентов
Обсуждение рефератов	Дискуссия (8,9 неделя)	12	Презентация результатов деятельности студентов Оценка активности участия студента

4. САМОСТОЯТЕЛЬНАЯ РАБОТА СТУДЕНТОВ

Самостоятельная работа студентов предполагает самостоятельное изучение материалов на тему реферата, написание записки на основе этого материала, подготовку презентации

и устный доклад на коллоквиуме; самостоятельная подготовка к дискуссии, семинарам, контрольным работам, тесту.

Предлагаемые темы рефератов

1. Проблема солнечных нейтрино

Рекомендуемая литература:

1. Ядерная астрофизика/Под ред. Э. Барнса, Д. Клейтона, Д. Шрамма. М.: Мир, 1986.
2. Райнес Ф. Нейтрино: от полтергейста к частице // УФН. 1996. Т. 166, № 12. С. 1532.
3. Даньшин С. Н. и др. Проблема солнечных нейтрино и радиохимический литиевый детектор // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28, вып. 1. С. 5.
4. Klapdor-Kleingrothaus H. V. New Millennium with GENIUS: Double Beta Decay, Dark Matter, Solar Neutrinos // Particles and Nuclei, Letters (Письма в ЭЧАЯ). 2001. Vol. 1(104). P. 20.
5. Miranda O. G. et al. Solar Neutrino Problem Accounting // Ibid. P. 71.
6. Tafirout R. // First Neutrino Observations from the Sudbury Neutrino Observatory // Ibid. P. 79.
7. Лернд Дж., Эйхлер Д. Глубоководный нейтринный телескоп // УФН. 1982. Т. 137, вып. 3. С. 449.
8. Щепкин М. Г. Двойной β -распад и масса нейтрино // УФН. 1985. Т. 143, вып. 4. С. 513.
9. Бештоев Х. М. Смешивание нейтрино и проблема солнечных нейтрино // ЭЧАЯ. 1996. Т. 27, вып. 1. С. 53.
10. Нейтрино: Сб. статей в сер. "Проблемы современной физики". М.: Наука, 1970.
11. Spiro M., Vignaud D. Neutrino Physics and Astrophysics // Nucl. Phys. 1999. A654, No. 1–2. P. 350.
12. Abdurashitov J. et al. Measurement of the Solar Neutrino Capture Rate with Gallium Metal // Phys. Rev. C. 1999. Vol. 60, No. 5. P. 055801.
13. NANP-99: Proc. of II Int. Conf. on Nonaccelerator New Physics, ОИЯИ, Дубна, 1999 // Ядерная физика. 2000. Т. 63, № 6.
14. Ребров М. Мосты сквозь время. М.: Машиностроение, 1989. Гл. 8, 9.
15. Тр. Международ. конф. "Неускорительная новая физика в нейтринных наблюдаемых". Дубна, июль 2000 г. // Письма в ЭЧАЯ. 2001. № 3. С. 7–130.
16. Цукерман И.С. Осцилляции нейтрино и СРТ. УФН. 2005. Т. 175, № 8. С. 863.
17. Домагатский Г.В., Копейкин В.И., Микаэлян Л.А. Нейтринная геофизика и астрономия на Баксане: Возможности спектроскопии природных источников антинейтрино. Ядерная физика, т. 72, № 11, с. 1925-1932.
13. Бояркин О.М. Введение в физику элементарных частиц. М.: КомКнига, 2010.
14. Аврорин А.В. и др. Солнечные нейтрино. Астрофизические аспекты. Письма в ЭЧАЯ, 2011, т. 8, № 7(170), с. 1141-1170.
15. Аврорин А.В. и др. Поиск астрофизических нейтрино в Байкальском нейтринном проекте. Письма в ЭЧАЯ, 2011, т. 8, № 7(170), с. 1171-1191.

2. Нуклеосинтез во Вселенной

Рекомендуемая литература:

1. Силк Дж. Большой взрыв. М.: Мир, 1982. Гл. 5. С. 257.
2. Фаулер В. Экспериментальная и теоретическая ядерная астрофизика, происхождение элементов // УФН. 1986. Т. 145, вып. 3. С. 441.
3. Крамаровский Я. М., Чечев В. П. Загадки самых легких элементов: наблюдения, предсказания, гипотезы // УФН. 1999. Т. 169, № 6. С. 643.
4. Крамаровский Я. М., Чечев В. П. Ядерная стабильность во Вселенной. М.: Знание, 1976.
5. Наликар Дж. Неистовая Вселенная. М.: Мир, 1985.

6. Хван Н.П. Неистовая Вселенная. М.: ЛЕЛАНД, 2006, 408 с.
7. Langanke K. Nuclear Astrophysics // Nucl. Phys. 1999. A654, No. 1–2. P. 330.
8. Адамс Ф., Лафлин Г. Пять возрастов Вселенной. Москва-Ижевск 2006.

3. Рентгенофлуоресцентный анализ

Рекомендуемая литература:

1. Вольдсет Р. Прикладная спектрометрия рентгеновского излучения. М.: Атомиздат, 1977.

4. Современные модификации формулы масс. Границы стабильности ядер, проблема сверхтяжелых ядер, острова стабильности

Рекомендуемая литература:

1. Кравцов В. А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1977.
2. Собичевски А. Современные представления о стабильности тяжелых и сверхтяжелых ядер // УФН. 1996. Т. 166, № 9. С. 943.
3. Флеров Г. Н., Ильинов А. С. На пути к сверхэлементам. М.: Педагогика, 1977.
4. Флеров Г. Н. Перспективы поиска сверхтяжелых элементов в природе. В сборнике “Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики”, Ленинград, «Наука», 1984, с.158-166.
5. Кадышевский В.Г., Сисакян А.Н. Полувековой юбилей ОИЯИ. УФН, 2006, т. 176, № 3, с. 315.
6. Денисов В.Ю. Магические числа ультратяжелых ядер. Ядерная физика, 2005, т. 68, № 7, с. 1179-1184.

5. μ -катализ

Рекомендуемая литература:

1. L.N.Bogdanova. Muon Catalysis and Fusion Reactions at Low Energies // Surveys in High Energy Physics. 1992. Vol. 6. P. 177.
2. В.В.Перевозчиков, А.А.Юхимчук, Ю.И.Виноградов и др. Мишени высокого давления для исследования процессов мюонного катализа ядерных реакций синтеза. В сборнике “Изотопы водорода, фундаментальные и прикладные исследования” под редакцией А.А.Юхимчука. Саров, 2009, с. 559.
3. А.А.Юхимчук, Д.П.Тумкин, Ю.И.Виноградов, С.К.Гришечкин и др. Криогенная тритиевая мишень. В сборнике “Изотопы водорода, фундаментальные и прикладные исследования” под редакцией А.А.Юхимчука. Саров, 2009, с. 552.
4. Ю.И.Виноградов В.С.Арюткин, А.В.Куракин, В.В.Травкин. Автоматизированная система управления комплексом подготовки газовой смеси для экспериментального исследования процессов мюонного катализа ядерных реакций синтеза. В сборнике “Изотопы водорода, фундаментальные и прикладные исследования” под редакцией А.А.Юхимчука. Саров, 2009, с. 664.

6. Трансмутация радиоактивных отходов

Рекомендуемая литература:

1. Квит В., Фридрих Р. Сравнение риска от различных источников электроэнергии // Атомная техника за рубежом. 1998. № 5. С. 15.
2. Ладейро П., Гвидотти М. Использование электроядерных установок для выжигания долгоживущих радиоактивных отходов // Атомная техника за рубежом. 2000. № 1. С. 27.
3. Фудзиэ Т. Развитие ядерной энергетики Японии // Атомная техника за рубежом. 1998. № 5. С. 22.
4. IAEA-TECDOC-985 Status report, 1997, Accelerator Driven System: Energy Generation and Transmutation of Nuclear Waste.

5. Маршалкин В. Е., Повышев В. М. К вопросу о трансмутации ^{237}Np в высокопоточном бланкете // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1994–1995. Вып. 3–1. С. 69.
6. Barre B. Nuclear Energy: From Here to Where? // Nucl. Phys. 1999. A654, No. 1–2. P. 409.
7. Matsuura S. Future Perspective of Nuclear Energy in Japan and the OMEGA Program // Ibid. P. 417.
8. Gudowski W. Accelerator-Driven Transmutation Projects/The Importance of Nuclear Physics // Ibid. P. 436.
9. Соколова И.Д., Блинова И.В. Экологические аспекты производства электроэнергии на электростанциях разного типа. Ат. Техн. За рубежом, № 3, с.3-16.
10. Proc. of the IInd Int. Conf. on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications. Kalmar, Sweden, 1996. Vol. 1, 2.
11. Елагин Ю. П. Признаки возрождения мировой ядерной индустрии// Атомная техника за рубежом. 2001. № 10. С. 17.
12. Боол Т. и др. Шведская энергетическая политика – факты и анализ // Атомная техника за рубежом. 1998. № 7. С. 3.
13. Михалевич А., Якушев А. Техничко-экономические аспекты создания ядерной энергетики в Белоруссии // Там же. С. 11.
14. Твэлов Ю. Ядерная энергетика Словакии // Там же. С. 19.
15. Путвинский С. В. Возможна ли будущая мировая энергетическая система без ядерного синтеза? // УФН. 1998. Т. 168, № 11. С. 1235.
16. Герасимов А. С., Киселев Г. В. Проблемы радиационной безопасности атомной энергетики России // УФН. 2003. Т. 173, № 7. С. 739.
17. Риволь Ж.-П. Электроядерная установка для уничтожения ядерных отходов // УФН. 2003. Т. 173, № 7. С. 747.
18. Бабенко В.А., Енковский Л.Л., Павлович В.Н. Ядерная энергетика. Тенденции в мире и особенности Украины. ЭЧАЯ, 2007, т. 38, вып. 6, с. 1517-1580.
19. Андрияшин И. А., Чернышев А. А., Юдин Ю. А. Укрощение ядра. Саров–Саранск, 2003.
20. Блинова И.В., Соколова И.Д. Проблема хранения облучённого ядерного топлива в США. // Атомная техника за рубежом. 2013. № 2. С. 3.
20. Кидд С. Насколько ядерный вариант энергетики выглядит сегодня лучше, чем десятилетие назад? Атомная техника за рубежом, № 4, 2010, с. 30-33.
21. Кидд С. Китай и Великобритания – арбитры будущего атомной энергетики? Атомная техника за рубежом, № 2, 2014, с. 30-33.
22. Скорик Ю.И. Радиоактивность нефти и газа. Атомная техника за рубежом, № 2, 2014, с. 13.

7. Уран-ториевый цикл и безопасность ядерной энергетики

Рекомендуемая литература:

1. Трутнев Ю. А. и др. Перевод реакторов на уран-ториевый цикл как способ решения проблем ядерной энергетики// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1994–1995. Вып. 3-1. С. 84.
2. Маршалкин В. Е., Повышев В. М., Трутнев Ю. А. Изотопная кинетика рециклированного топлива в замкнутом уран-ториевом цикле // Там же. С. 87.
3. Елагин Ю. П. Признаки возрождения мировой ядерной индустрии // Атомная техника за рубежом. 2001. № 10. С. 17.
4. Соколова И. Д., Шульга Н. А. Усовершенствованные, перспективные и альтернативные технологии ядерного топливного цикла // Атомная техника за рубежом. 2004. № 10. С. 3.
5. Киселёв Г.В., Конев В.Н. История реализации ториевого режима в советском атомном проекте. УФН, 2007, т.177, № 12, с. 1361-1384.

6. Proc. of the IInd Int. Conf. on Accelerator Driven Transmutation Technologies and Applications. Kalmar, Sweden, 1996. Vol. 1, 2.

7. Соколова И.Д., Шульга Н.А., Блинова И.В. Использование тория в ядерно-энергетических реакторах. Атомная техника за рубежом. № 8, 2009, с. 3-15.

8. Кидд С. Насколько ядерный вариант энергетики выглядит сегодня лучше, чем десятилетие назад? Атомная техника за рубежом, № 4, 2010, с. 30-33.

9. Попов В.К. Ториевый цикл: новые возможности и перспективы. Атомная техника за рубежом, № 9, 2010, с. 14-16.

8. Масса и квантовые характеристики нуклоно-нестабильного ядра ^{10}Li

Рекомендуемая литература:

1. Wilcox K.H., et al. Phys. Lett. 59B, 1975, p. 142.

2. Barker F.C., Hickey G.T., J. Phys. G., 1977, 3, L23.

3. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Лазарев Л. М. Квантовые характеристики и структура низколежащих уровней ядра ^{10}Li // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26, вып. 4. С. 1001.

4. Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Лазарев Л. М. Пороговые явления в ядерных реакциях. // ЭЧАЯ, 1992, т.23, вып.2, с.305.

5. Амелин А.И. и др. Ядерная физика, 1990, т. 52, с. 782.

6. Bohlen H.G., et al. Z. Phys. 1993, A 344, p. 381.

7. Bohlen H.G., et al. Z. Phys. 1988, A 330, p. 227.

9. Активационный анализ

Рекомендуемая литература:

1. Активационный анализ в науке и технике: Сб. ст./Под ред. А. Кист. Ташкент: ФАН, 1980.

2. Вандекастеле К. Активационный анализ с использованием заряженных частиц. М.: Мир, 1991.

3. Активационный анализ. Сборник статей под редакцией А.А. Лапенас и др. Рига: «Зинатне», 1976.

4. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М.: Атомиздат, 1976.

10. Ядерная гео- и космохронология

Рекомендуемая литература:

1. Шуколюков Ю. А. Деление ядер урана в природе. М.: Атомиздат, 1970.

2. Воронин А. М. Изотопы-свидетели минувшего. Алма-Ата: Наука, 1980.

3. Вернадский В. И. Труды по радиоэкологии. О радиоактивных химических элементах в земной коре. М.: Наука, 1997. С. 78.

4. Фаулер В. Экспериментальная и теоретическая ядерная астрофизика, происхождение элементов // УФН. 1986. Т. 145, вып. 3. С. 441.

5. Фаулер В. Резерфорд и ядерная космохронология // Современные проблемы ядерной физики. М.: Госатомиздат, 1963. С. 405.

6. Хван Н.П. Неистовая Вселенная. М.: ЛЕЛАНД, 2006, 408 с.

7. Langanke K. Nuclear Astrophysics // Nucl. Phys. 1999. A654, No. 1–2. P. 330.

8. Адамс Ф., Лафлин Г. Пять возрастов Вселенной. Москва-Ижевск 2006.

9. В.А.Мейер, П.А.Ваганов. Основы ядерной геофизики. Ленинград, Издательство ЛГУ, 1985. Глава V.

10. В.В.Ларионов, Р.А.Резванов. Ядерная геофизика. М.: Недра, 1976. Глава V.

11. Проблема массы покоя нейтрино

Рекомендуемая литература:

1. Райнес Ф. Нейтрино: от полтергейста к частице // УФН. 1996. Т. 166, № 12. С. 1532.
2. Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю. Масса покоя нейтрино // УФН. 1981. Т. 135, вып. 1. С. 41.
3. Даньшин С. Н. и др. Проблема солнечных нейтрино и радиохимический литиевый детектор // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28, вып. 1. С. 5.
4. Бештоев Х. М. Смешивание нейтрино и проблема солнечных нейтрино // ЭЧАЯ. 1996. Т. 27, вып. 1. С. 53.
5. Рекало М. П. Нейтрино. Киев: Наукова думка, 1986.
6. Spiro M., Vignaud D. Neutrino Physics and Astrophysics // Nucl. Phys. 1999. A654, No. 1–2. P. 350.
7. Proc. of the IInd Int. Conf. on Nonaccelerator New Physics. ОИЯИ, Дубна, 1999 // Ядерная физика. 2000. Т. 63, № 6.
8. Klapdor-Kleingrothaus H.V. New Millennium with GENIUS: Double Beta Decay, Dark Matter, Solar Neutrinos. Particles and Nuclei, Letters // Письма в ЭЧАЯ. 2001. Vol. 1(104) P. 20.
9. Тр. Международ. конф. “Неускорительная новая физика в нейтринных наблюдаемых”. Дубна, июль 2000 г./Письма в ЭЧАЯ. 2001. № 3. С. 7–130.
10. Тр. Международ. конф. “Неускорительная новая физика”. Дубна, июнь 2003 г. // Ядерная физика. 2004. № 11. С. 1967–1997.
11. Цукерман И.С. Осцилляции нейтрино и СРТ. УФН. 2005. Т. 175, № 8. С. 863.
12. Домагатский Г.В., Копейкин В.И., Микаэлян Л.А. Нейтринная геофизика и астрономия на Баксане: Возможности спектроскопии природных источников антинейтрино. Ядерная физика, т. 72, № 11, с. 1925–1932.
13. Бояркин О.М. Введение в физику элементарных частиц. М.: КомКнига, 2010.

12. Двойной β -распад

Рекомендуемая литература:

1. Proc. of the IVth Int. Conf. on Nonaccelerator New Physics. ОИЯИ, Дубна, 2003 // Ядерная физика. 2004. Т. 67, № 11. С. 1998–2061.
2. Klapdor-Kleingrothaus H. V. New Millennium with GENIUS: Double Beta Decay, Dark Matter, Solar Neutrinos. Particles and Nuclei, Letters (Письма в ЭЧАЯ), 2001. Vol. 1(104). P. 20.
3. Proc. of the IInd Int. Conf. on Nonaccelerator New Physics. ОИЯИ, Дубна, 1999 // Ядерная физика. 2000. Т. 63, № 6.
4. Белов В.А., Зельдович О.Я., Кобякин А.С. Исследование источников фона в эксперименте “Девиз” (2 β -распад). Ядерная физика. 2008. Т. 71, № 6, с. 1057–1061.

13. Ультрахолодные нейтроны

Рекомендуемая литература:

1. Бондаренко И. В. и др. Нейтронные интерференционные фильтры в фундаментальных экспериментах с ультрахолодными нейтронами // Ядерная физика. 1999. Т. 62, № 5. С. 775.
2. Игнатович В. К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986.
3. Франк А. И. Оптика УХН // УФН. 1989. Т. 151, вып. 2. С. 229.
4. Багрянов Б. В., Карташов Д.Г., Кувшинов и др. Динамический конвертор УХН на импульсном реакторе. // Ядерная физика. 1996. Т. 59, № 11. С. 1983–88.
5. Багрянов Б. В., Карташов Д.Г., Кувшинов и др. Экспериментальная проверка метода динамического конвертора УХН на реакторе БИГР // Там же. 1999. Т. 62, № 5. С. 844–850.
6. Барабанов А. Л., Беляев С. Т. К вопросу о потенциале взаимодействия УХН с веществом // Там же. С. 824.
7. Несвижевский В. В., Стрелков А. В. и др. Наблюдение нового механизма потерь УХН в ловушках // Там же. С. 832.
8. Багрянов Б. В. и др. Экспериментальная проверка метода динамического конвертора УХН на реакторе БИГР // Там же. С. 844.

9. Багрянов Б. В. и др. Предложение эксперимента по измерению времени жизни нейтрона на импульсном источнике УХН // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. 1997. Спец. вып. С. 136.

10. Арзуманов С. С., Бондаренко И. В. и др. Хранение ультрахолодных нейтронов в сосудах со стенками из графита, фторполимерного масла и льда из тяжелой воды // Ядерная физика, 2003. Т. 66, № 10. С. 1868.

11. Колесов В.Ф. Аперiodические импульсные реакторы. Т. 2. С. 446-450. 2007, Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ.

14. Синхротронное излучение: природа, свойства и применение

Рекомендуемая литература:

1. Синхротронное излучение: Сб. ст./Под ред. Н. Г. Басова. М.: Наука, 1975.
2. Синхротронное излучение: Сб. ст. М.: Наука, 1966.
3. Кодлинг К. Синхротронное излучение: свойства и применение. М.: Мир, 1981.
4. Фетисов Г.В. Синхротронное излучение. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007.
5. Боуэн Д. К., Таннер Б. К. Высокразрешающая рентгеновская дифрактометрия и топография. С.-П.: Наука, 2002.
6. Кулипанов Г.Н. Изобретение ондуляторов и их роль в современных источниках СИ. УФН, 2007, т. 177, №4, с.384-396.

15. Кластерная радиоактивность

Рекомендуемая литература:

1. Замятнин Ю. С. и др. // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21, вып. 2. С. 537.
2. Rose H. J., Jones G. A. // Nature. 1984. Vol. 307. P. 245.
3. Александров Д. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 152.
4. Пик-Пичак Г. А., Оглоблин А. А. Кластерная радиоактивность и холодное деление // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2003. Т. 67, № 11. С. 1646.
5. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д., Чувильский Ю.М. Кластерные состояния атомных ядер и процессы кластерного распада. ЭЧАЯ, 2007, т. 38, вып. 6, с. 1333-1412.

16. Ядерно-физические методы обнаружения контрабандных делящихся материалов, взрывчатых и наркотических веществ

Рекомендуемая литература:

1. Лайкин А. И., Платоновских Ю.А. Оптимальное использование спектрометрической информации при обнаружении ВВ методом нейтронно-радиационного анализа и неупругого рассеяния нейтронов.// Атомная энергия 2010, т. 109, вып. 3, с. 165-169.
2. Slaughter Dennis, Accatino Mark, Bernstein Adam, et al. Detection of Special Nuclear Material in Cargo Containers Using neutron interrogation // UCRL-ID-155315, 2003.
3. Абрамович С.Н., Белов В.А., Глуходедов Д.В., Кондратов С.Е., Мисатюк Е.В., Моренко А.А., Разиньков С.Ф., Скачков А.Б., Скрипка Г.М., Тимагин В.Н., Ягофаров Р.А. Разработки ВНИИЭФ в области радиационных методов контроля ядерных материалов. ВАНИТ, сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 2/3, с.158.
4. Поттер У. К., Флоркин Н. «Многоликий ядерный терроризм», Ядерный контроль, №1, 2003 год.
5. Ильин Л.А., Булдаков Л.А., Бушманов А.Ю., Грачев М.И., Гринёв М.П., Кочетков О.А., Криминский А.А. «Соответствие категории радиоактивного источника его физической защите для регулирования безопасности на радиационных объектах», Проблемы безопасности и чрезвычайных ситуаций, №1, 2009г, стр 66-81.
6. Вишняков Я.Д., Матевосова К.Л. «Обеспечение эффективности управленческих решений в условиях критических ситуаций», Проблемы безопасности и чрезвычайных ситуаций, №5, 2006г, стр 5-11.

7. Верховцев В. «Безопасность ядерного оружия – приоритет России на долгосрочную перспективу», Ядерный контроль, №1, 2005 год, стр 29-39.

8. Гаврилов С.Л., Евсеев В.Ф., Осипьянц И.А., Перевошиков В.Я., Сегаль М.Д. «Современные системы мониторинга, прогнозирования и раннего обнаружения источников радиационного излучения», Проблемы безопасности и чрезвычайных ситуаций, №1, 2007г, стр 105-111.

9. Гринёв М.П., Игнатов А.А., Чигирь С.Д., Кардаков А.А. «Сетевая модель сценария террористического акта на радиационно-опасном объекте с оценкой рисков здоровью населения прилегающих территорий», Проблемы безопасности и чрезвычайных ситуаций, №5, 2007г, стр 98-111.

5. КОНТРОЛЬНО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ КОНТРОЛЬНЫЕ РАБОТЫ

Текущий и итоговый контроль знаний студентов:

- посещаемость лекций, семинарских и практических занятий
- активность на всех видах занятий
- выполнение индивидуальных заданий (рефераты, доклады на семинары)
- выполнение контрольных работ
- тестирование
- сдача зачёта и экзамена.

6. 1. Вопросы к зачету

1. Что представляют собой основные свойства атомных ядер?
2. Каковы основные методы определения размеров атомных ядер?
3. Как определяют заряд ядра?
4. В чём состоят прямые и косвенные методы определения массы ядер?
5. Что такое изобары, изотопы, изотоны и изомеры?
6. Каковы основные посылки для обоснования модели жидкой капли?
7. Что из себя представляет формула Вайцзеккера и каков физический смысл её членов?
8. Что такое массовая поверхность?
9. Чем обусловлено расщепление массовой поверхности?
10. Каковы виды зависимостей масс нуклидов от Z в изобарных семействах?
11. Как получить уравнение линии наибольшей устойчивости на массовой поверхности?
12. Что такое радиоактивность?
13. Какие существуют виды радиоактивности?
14. В чём состоит основной закон радиоактивного распада?
15. В чём причина независимости свойств радиоактивного распада от внешних воздействий?
16. Что такое период полураспада и среднее время жизни, какова их связь с постоянной распада?
17. Что такое естественная и искусственная радиоактивности?
18. Какие существуют виды радиоактивных рядов (семейств)?
19. Почему отсутствует ряд с $A=4n+1$?
20. Почему ряды естественной радиоактивности заканчиваются изотопами свинца?
21. В чём состоит правило смещения Содди-Фаянса?
22. Что собой представляет α -распад?
23. В чём состоит правило Гейгера-Неттола?
24. Что такое длиннопробежные α -частицы?
25. В чём состоят особенности тонкой структуры α -спектров чётно-нечётных ядер?
26. В чём состоят особенности тонкой структуры α -спектров нечётно-нечётных ядер и ядер с нечётным A ?

27. Каковы правила отбора при α -распаде?
28. Каковы виды β -радиоактивности?
29. Какими атомными процессами сопровождается e -захват?
30. Чем обусловлен сплошной характер β -спектра?
31. Чем обусловлено испускание γ -квантов и моноэнергетических групп электронов при β -распаде некоторых ядер?
32. Что такое внутреннее тормозное излучение и какова его природа?
33. Что такое запаздывающие частицы при β -распаде?
34. В чём состоит правило Сарджента?
35. Что такое график Ферми-Кюри?
36. Что такое сравнительный период полураспада?
37. В чём состоит классификация β -спектров по степени разрешённости?
38. В чём состоят правила отбора для разрешённых фермиевских и гамов-теллеровских переходов?
39. В каких процессах возникают γ -радиоактивные ядра?
40. Что такое мультипольность?
41. Какие процессы конкурируют с γ -распадом?
42. Что такое парная конверсия?
43. Что такое спонтанное деление?
44. Каково распределение по массам осколков при спонтанном делении?
45. Каково значение параметра деления, при котором оно энергетически возможно?
46. Как определяется предел существования ядер с точки зрения капельной модели?
47. Что такое остров стабильности?
48. Каковы виды сил в природе по современным представлениям?
49. Каковы основные процессы взаимодействия γ -квантов с веществом?
50. Чем определяются ионизационные потери при прохождении быстрых ионов через вещество?
51. В чём основные отличия механизма ионизационных потерь электронов по сравнению с быстрыми ионами?
52. Что представляют из себя черенковское и переходное излучения?
53. Что такое каналирование?
54. В чём особенности взаимодействия нейтронов с веществом?
55. Какими процессами обуславливается замедление нейтронов в веществе?
56. За счёт чего происходит поглощение нейтронов в веществе?
57. Какие основные материалы используются в реакторостроении в качестве замедлителей?
58. Какие основные материалы используются в реакторостроении в качестве поглотителей нейтронов?

Тестовые вопросы по разделу

«ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ»

8 семестр

Лекция 1.

1. Чем отличается ядерная реакция от распада?
2. В чём сходство и различие ядерной и химической реакций?
3. Что такое канал реакции?
4. Какие существуют типы ядерных реакций по видам продуктов в конечном состоянии?

Лекция 2.

1. В чём проявляется закон сохранения электрического заряда в ядерных реакциях?
2. В чём состоит закон сохранения массы-энергии?
3. Что такое теплота реакции?
4. Почему "работает" закон сохранения массы Лавуазье-Ломоносова в химических реакциях?
5. В чём состоит закон сохранения барионного заряда?
6. В чём состоит закон сохранения импульса в ядерных процессах?
1. В чём состоит закон сохранения момента импульса?
2. Что такое изоспин и как проявляется закон сохранения изоспина в ядерных процессах?

Лекция 3.

1. Что такое порог ядерной реакции?
2. В чём состоит двужначность кинематики ядерной реакции?
3. Когда возникает предельный угол вылета вторичной частицы?
4. Что такое якобиан перехода из лабораторной системы координат в систему центра масс?
5. Как вычислить якобиан перехода из лабораторной системы координат в систему центра масс в случае двужначности?
6. Что такое обратный порог и каков его физический смысл?

Лекция 4.

1. Почему не существует единого модельного подхода, который бы объяснил все свойства ядерных процессов?
2. В чём состоит ограниченность одночастичной модели?
3. В чём состоит проблема многих тел?
4. В чём состоят основные идеи боровской теории ядерных реакций?
5. Что такое предравновесный распад?
1. Какие виды коллективных моделей ядерных реакций существуют?
2. В чём состоит основное отличие прямых процессов от статистических?
3. Что такое реакции срыва и подхвата?

Лекция 5.

1. Как вычислить энергию возбуждения составного ядра?
2. Что такое ширина состояния?
3. Что такое функция плотности уровней и как она связана с энтропией и температурой ядра?
4. В чём причина отличия спектра испарённых нейтронов и протонов?

Лекция 6.

1. В чём заключаются основные идеи каскадной статистической теории?
2. В чём состоят основные предпосылки оптической модели ядерных реакций?
3. Как выглядит функция Вудса-Саксона?
4. Как записывается мнимая часть оптического потенциала при поверхностном и объёмном поглощении?
5. Чем обусловлен спин-орбитальный член оптического потенциала?

Лекция 7.

1. Что такое изобар-аналоговые резонансы?
2. Что такое внутреннее и внешнее смешивания?
3. В чём состоит прямой нейтронный распад ИАР?
4. Что такое пороговые аномалии?
5. В чём физическая причина возникновения пороговых аномалий?

Лекция 8.

1. Чем обусловлено широкое применение в науке и технике реакций, вызываемых нейтронами?
2. В чём заключаются особенности реакций радиационного захвата нейтронов?
3. В чём значение реакций радиационного захвата нейтронов в ядерной энергетике и ядерном зарядостроении?
4. В чём отличие оружейного и энергетического плутония?
1. Как используются реакции радиационного захвата нейтронов в ядерной спектроскопии?

Лекция 9.

1. В чём особенности нейтронных реакций с образованием заряженных частиц?
2. Какие реакции используются для детектирования и спектрометрии нейтронов?
3. Какие реакции лежат в основе промышленной наработки трития?
4. Почему изобар-аналоговые резонансы не проявляются в реакциях, вызываемых нейтронами?

Лекция 10.

1. В чём особенность реакции вынужденного деления по сравнению с остальными ядерными реакциями?
2. Как проявляются законы сохранения при делении, вызываемом нейтронами?
3. Что такое тройное деление?
4. Как зависят свойства делимости от параметра деления Z^2/A ?
5. Чем определяется предел существования тяжёлых элементов с точки зрения модели жидкой капли?
6. Чем обусловлено существование острова (а может быть и островов) стабильности?
1. На сколько калорийность ядерного топлива выше калорийности угля?

Лекция 11.

1. Почему обычную воду нельзя использовать в качестве замедлителя в реакторах с необогащённым ураном?
2. В чём состоит техническое использование реакций $(n,2n)$, (n,Xn) ?
3. Какие существуют механизмы фотоядерных реакций?
4. Как оценить зависимость энергии гигантского дипольного резонанса от массового числа ядра-мишени?
5. В чём особенность реакций, вызываемых заряженными частицами?
6. Какие реакции используются для получения квазимоноэнергетических нейтронов?

Лекция 12.

1. Перечислить термоядерные реакции, которые предполагается использовать в термоядерных энергетических установках.

2. Какие термоядерные реакции лежат в основе термоядерного оружия?
3. Сравнить калорийность DT-смеси и угля.
4. Каким образом предполагается осуществить воспроизводство трития в термоядерных энергетических установках?

**Тестовые вопросы по разделу
«НУКЛЕОСИНТЕЗ ВО ВСЕЛЕННОЙ»**

8 семестр

Лекция 1.

1. Каковы особенности кривой распространённости нуклидов?
2. Чем обусловлен провал в области $A=6-11$?
3. Причина пилообразного характера кривой распространённости.
4. Объяснить причину образования “железного” пика.
5. Из-за чего возникают пики в районе магических чисел?
6. Чем обусловлена “дыра” между висмутом и торием?

Лекция 2.

1. Что представляет собой закон Хаббла?
2. Какова связь между постоянной Хаббла и возрастом Вселенной?
3. Каков размер Вселенной в настоящее время?
4. Каково полное количество вещества-энергии?
5. Какова плотность вещества-энергии в настоящий момент?
6. Каково число барионов в настоящий момент?
7. Какова температура реликтовых фотонов в настоящий момент?
8. Какова критическая плотность вещества-энергии?

Лекция 3.

1. В чём состоит теория Большого Взрыва?
2. Какие существуют экспериментальные основания теории Большого Взрыва?
3. В чём состоит дозвёздный нуклеосинтез, какие реакции обеспечивают его?
4. Почему в результате дозвёздного нуклеосинтеза не накапливаются ядра с $A=7$?

Лекция 4.

1. В чём состоит цикл начального горения водорода в звёздах?
2. Какие две реакции являются первичными в начальном цикле звёздного горения водорода?
3. Какие разветвления в начальном цикле звёздного горения водорода?

Лекция 5.

1. В чём состоит каталитический CNO-цикл?
2. Откуда берётся углерод-12, являющийся первым катализатором в CNO-цикле?
3. В чём состоят различия “холодного” и “горячего” CNO-циклов?
4. Когда на сцену выходит неоновый цикл звёздного горения водорода?
5. В чём состоит неоновый цикл?

Лекция 6.

1. В чём состоит α -процесс?
2. За счёт чего обходится Li-Be-B-провал в горении гелия, какова роль уровня ^{12}C с энергией 7,564 МэВ?
3. Чем определяется предел образования нуклидов за счёт α -процесса?

Лекция 7.

1. Что представляет собой e-процесс?
2. В чём состоит s-процесс?
3. Какой нуклид является предельным в s-процессе?
4. За счёт каких реакций генерируются нейтроны, обеспечивающие s-процесс?
5. В каких условиях идёт r-процесс?
6. Что представляет собой r-процесс?
7. Что такое x-процесс и какова роль космических лучей высокой энергии в процессах нуклеосинтеза?

6. 2. ВОПРОСЫ К ЭКЗАМЕНУ

1. Основные характеристики атомных ядер.
2. Правило смещения Содди-Фаянса.
3. Капельная модель атомного ядра. Формула масс.
4. Тонкая структура альфа-спектров. Роль центробежного барьера.
5. Естественная радиоактивность. Ряды естественной радиоактивности.
6. Виды β -распада.
7. Альфа-распад.
8. Форма β -спектра. Влияние на неё массы нейтрино.
9. β -распад. Основные экспериментальные данные о свойствах β -распада.
10. Энергетика β -распада.
11. Гамма-распад.
12. Правило Гейгера-Неттола, его объяснение.
13. Ядерная изомерия. Природа и виды изомерии.
14. Энергетика альфа-распада.
15. Спонтанное деление.
16. Внутренняя электронная конверсия.
17. Протонная, двупротонная и кластерная радиоактивности.
18. Граница периодической системы элементов. “Остров” стабильности.
19. Оболочечная модель ядра. Магические числа.
20. Явление “запаздывающих частиц”.
21. Прохождение частицы через одномерный потенциальный барьер.
22. Элементарная теория β -распада.
23. Свойства и основные характеристики ядер.
24. Длиннопробежные α -частицы.
25. Элементарная теория α -распада.
26. Основные характеристики радиоактивности. λ , $T_{1/2}$, τ .
27. Боровская теория ядерных реакций.
28. Распространённость элементов и механизмы нуклеосинтеза.
29. Радиационный захват нейтронов.
30. Горение гелия в звёздах.
31. Механизмы ядерных реакций.
32. Оптическая модель в теории ядерных реакций.
33. Кинематика бинарной ядерной реакции.
34. Каталитический CNO-цикл.
35. Законы сохранения в ядерных реакциях.

36. Циклы горения водорода в звёздах.
37. Порог эндотермической ядерной реакции.
38. Роль в нуклеосинтезе реакций, вызываемых космическими частицами.
39. Обратный порог. Область двузначности. Предельный угол вылета вторичной частицы в лабораторной системе координат.
40. R-процесс в нуклеосинтезе.
41. Вынужденное деление.
42. S-процесс в нуклеосинтезе.
43. Реакции, вызываемые протонами.
44. Экспериментальные основания теории Большого взрыва.
45. Теорема взаимности и принцип детального равновесия в ядерных реакциях.
46. Дозвёздный нуклеосинтез.
47. Реакции нейтронов с образованием заряженных частиц.
48. Основные термоядерные реакции.
49. Ядерные реакции, вызываемые ускоренными ионами.
50. Альфа-процесс в нуклеосинтезе.
51. Виды взаимодействий в природе.
52. Фотоядерные реакции.

Примерные задачи для экзамена

1. Найти высоту кулоновского барьера при взаимодействии α -частиц с ядром урана-238.
2. Вычислить поверхностную плотность ядер фтора слоя MgF_2 с массовой толщиной 1 мг/см^2 .
3. Найти длину дебройлевской волны нейтрона с энергией 1 эВ .
4. Рассчитать длину волны γ -кванта с энергией 1 МэВ .
5. Оценить энергию, выделившуюся при делении 1 кг урана-235. Сравнить с энергией, выделившейся при сгорании 1 кг угля. Теплотворная способность угля 30 МДж/кг .
6. Оценить, на какое наименьшее расстояние альфа-частица, имеющая скорость $1,9 \cdot 10^7 \text{ м/с}$, может приблизиться к ядру золота. $Z(\text{Au})=79$.
7. Определить скорость электронов, падающих на анод рентгеновской трубки, если минимальная длина волны возникающего при этом рентгеновского излучения 1 нм . Масса покоя электрона $\approx 0,911 \cdot 10^{-27} \text{ г}$.
8. Изотоп ^{226}Ra содержится в уране в отношении $1:2,8 \cdot 10^6$. Найти период полураспада ^{238}U , если известно, что он значительно больше периода полураспада ^{226}Ra , который составляет 1620 лет.
9. Время пролёта одного метра нейтроном составило 72 нс . Определить энергию нейтрона.
10. Сколько процентов радиоактивных ядер кобальта останется через месяц, если его период полураспада равен 71 дню?
11. Вычислить энергию, необходимую для разделения ядра ^{16}O на α -частицу и ядро ^{12}C . Энергия связи ядер ^{16}O , ^{12}C и ^4He составляет $127,62$; $92,16$ и $28,3 \text{ МэВ}$ соответственно.
12. Ядро ^{210}Po испускает α -частицы с энергией $5,3 \text{ МэВ}$. Найти количество тепла, которое выделит препарат, содержащий 10 мг ^{210}Po за время, равное среднему времени жизни этого ядра.
13. В кровь человека ввели препарат, содержащий ^{24}Na активностью $2,1 \cdot 10^3 \text{ Бк}$. Через 5 часов активность 1 см^3 крови составила $0,28 \text{ Бк}$. Найти объём крови человека, считая, что за это время не произошло вывода натрия из организма. Для ^{24}Na $T_{1/2}=14,96$ часа.
14. Рассчитать длину волны γ -кванта в максимуме гигантского дипольного резонанса ^{89}Y ($E_R = 17 \text{ МэВ}$).
15. Найти высоту кулоновского барьера при взаимодействии протона с ядром урана-238.
16. Найти длину дебройлевской волны нейтрона с энергией 10 МэВ .
17. Вычислить поверхностную плотность ядер фтора слоя CaF_2 с массовой толщиной 1 мг/см^2 .
18. Оценить энергию, выделившуюся при делении 1 кг урана-235. Сравнить с энергией, выделившейся при сгорании 1 кг угля. Теплотворная способность угля 30 МДж/кг .
19. Оценить энергию, выделившуюся при "сгорании" 1 кг смеси дейтерия с тритием за счёт реакции $^3\text{H} + ^2\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + \text{n} + Q = 17,6 \text{ МэВ}$. Сравнить с энергией, выделившейся при сгорании 1 кг угля. Теплотворная способность угля 30 МДж/кг .
20. Рассчитать энергию протона отдачи, вылетевшего под углом 30° при рассеянии нейтрона с энергией 10 МэВ на водороде.

21. Найти для налетающих протонов энергетический интервал однозначности энергий нейтронов в реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, если известна энергия реакции $Q=-1,642$ МэВ.
22. Найти порог реакции ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$. Энергия реакции $Q=-0,762$ МэВ.
23. Время пролёта одного метра протоном составило 72 нс. Определить энергию протона
24. Какой энергией будет обладать протон, рассеянный под углом 180° ядром ${}^9\text{Be}$, если начальная энергия протона составляла 10 МэВ.
25. Вычислить энергию, необходимую для разделения ядра ${}^{16}\text{O}$ на α -частицу и ядро ${}^{12}\text{C}$. Энергия связи ядер ${}^{16}\text{O}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^4\text{He}$ составляет 127,62; 92,16 и 28,3 МэВ соответственно.
26. Найти классическую точку поворота для альфа-частицы с энергией 5 МэВ при рассеянии её ядром ${}^{238}\text{U}$.

6. 4. УРОВЕНЬ ТРЕБОВАНИЙ И КРИТЕРИИ ОЦЕНКИ

Текущий контроль осуществляется в ходе учебного процесса, консультирования студентов, проверки выполнения ими самостоятельных, контрольных и тестовых заданий.

Формой промежуточной аттестации является экзамен, который проводится в виде ответов на вопросы билетов.

Оценка знаний студентов осуществляется в баллах в комплексной форме с учетом:

- оценки за работу в семестре;
- оценки знаний в ходе экзамена (зачета).

Ориентировочное распределение баллов по видам работы

№ п/п	Вид отчетности	Баллы
1	Работа в семестре	50
2	Экзамен (зачет)	50
4	Итого	100

Оценка знаний по 100-бальной шкале в соответствии с критериями СарФТИ НИЯУ МИФИ реализуется следующим образом

По экзамену:

90 – 100 баллов – отлично

75 – 89 баллов – хорошо

60 – 74 баллов – удовлетворительно

0 – 59 баллов - неудовлетворительно

6. ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

В соответствии с требованиями ОС НИЯУ МИФИ, ФГОС ВПО по подготовке студентов для направления (специальности) 03.03.01 «Прикладные математика и физика» реализация компетентностного подхода к обучению предусматривает широкое использование в учебном процессе активных и интерактивных форм проведения занятий в сочетании с внеаудиторной работой с целью формирования и развития профессиональных навыков студентов. В рамках учебного курса студенты работают с лекциями, рекомендованной литературой, выполняют лабораторные работы, готовят семинары, выполняют домашние задания. В процессе подготовки студенты используют информационные источники, размещенные в сети Интернет (официальные сайты, веб-порталы и веб-представительства организаций, предприятий и учреждений, тематические форумы и телекоммуникации), электронные учебники и учебно-методические пособия.

7. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ И ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ

ОСНОВНАЯ ЛИТЕРАТУРА:

1. С.Н. Абрамович. Физика атомного ядра. Саров – ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2005.
2. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц. М.: КомКнига, 2006.
3. Бояркин О.М. Введение в физику элементарных частиц. М.: КомКнига, 2010.
4. Новикова Г.И. Введение в ядерную физику. Москва-Ижевск, 2005.
5. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Том 1 -3, СПб: ЛАНЬ, 2008.
6. Хван Н.П. Неистовая Вселенная. М.: ЛЕЛАНД, 2006, 408 с
7. Адамс Ф., Лафлин Г. Пять возрастов Вселенной. Москва-Ижевск, Издательство: Институт компьютерных исследований. 2006.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА:

8. Экспериментальная ядерная физика, под редакцией Э. Сегре, т. 1,2,3. М.: ИЛ, 1961.
9. Альфа-, бета-, гамма-спектроскопия, под редакцией К. Зигбана. М.:1971.
10. Гинзбург В.Л. О физике и астрофизике. М.: Бюро Квантум, 1995.
11. Сербер Р. Лос-Аламосский букварь (Первые лекции на тему «Как создать атомную бомбу»). Саров,2004.
12. Кудрявцев П.С. Курс истории физики. М.: Просвещение, 1982.
13. Ю.А.Храмов. Физики. Биографический справочник. М.: Наука, 1983.
14. Старосельская-Никитина О.А. История радиоактивности и возникновения ядерной физики. М.: Издательство АН СССР, 1963.
15. Андрюшин И.А., Чернышёв А.К., Юдин Ю.А. Укрощение огня. Саров, 2003.
16. Колдобский А.Б. Создание термоядерного оружия в СССР. Москва, 2007.
17. Ю.К. Акимов, О.В. Игнатъев, А.И. Калинин, В.Ф. Кушнирук. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. МЭ: Энергоатомиздат, 1989.
18. С.Н. Абрамович. Лабораторный практикум по курсу «Ядерная физика». Саров, Саранск, 2003.
19. А. Вартанов, П.С. Самойлов. Практические методы сцинтилляционной спектрометрии. АТОМИЗДАТ, 1964.
20. А.И. Базь, Я.Б. Зельдович, А.М. Переломов. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1966.
21. В.В. Маляров. Основы теории атомного ядра. М.: ГФМЛ, 1959.
22. Дж. Блатт, В. Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. М.:ИЛ, 1954.

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ядерная физика
2. Известия РАН, серия физическая
3. Успехи физических наук
4. Журнал экспериментальной и теоретической физики
5. Приборы и техника эксперимента
6. Элементарные частицы и атомные ядра
7. Nuclear Physics
8. Physical Review C
9. Zeitschrift für Physik
10. Physical Review Letters
11. Physical Letters

8. МАТЕРИАЛЬНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ

Материально-техническое обеспечение включает в себя специально оборудованные кабинеты и аудитории: компьютерные классы, аудитории, оборудование мультимедийными средствами обучения.

9. МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ОРГАНИЗАЦИИ ИЗУЧЕНИЯ ДИСЦИПЛИНЫ (ДЛЯ ПРЕПОДАВАТЕЛЕЙ И СТУДЕНТОВ)

Изучение дисциплины «Физика атомного ядра и элементарных частиц» предполагает освоение материалов лекций, систематическую работу студентов в ходе проведения семинарских занятий, тестовых заданий, выполнение заданий для самостоятельной работы.

На лекциях раскрываются основные вопросы в рамках рассматриваемой темы, ставятся акценты на наиболее сложных положениях изучаемого материала. Материалы лекции используются студентами для подготовки к семинарским занятиям.

Целью семинарского занятия является рассмотрение основных и наиболее проблемных вопросов в рамках темы занятия, контроль за степенью усвоения студентами пройденного материала и ходом выполнения ими заданий самостоятельной работы. В ходе семинарских занятий закрепляются умения и навыки использования прослушанного в ходе лекций и самостоятельных работ материала, его дальнейшее осмысление с целью более глубокой увязки с общефизической картиной мира.

Задания для самостоятельной работы предусмотрены для закрепления и расширения знаний, умений и навыков, приобретенных в результате изучения дисциплины. Задания выполняются студентами в письменном виде во внеаудиторное время.

Работа должна носить творческий характер. При ее оценке учитывается обоснованность и оригинальность выводов. В письменной работе студент должен полно и всесторонне рассмотреть все аспекты задания, четко сформулировать и аргументировать свою позицию по исследуемым вопросам.

Преподавание дисциплины требует в каждой теме выделить наиболее важные, базовые моменты и сделать акцент на них. Предлагается:

1. Обратит внимание на разъяснения понятия состояния в квантовой механике, особо подчеркнув на отсутствие в квантовой физике, в отличие от классической, понятия траектории. При обсуждении полного момента заострить внимание студентов на дискретный характер квантового момента и его проекции. При введении понятия спина следует особо подчеркнуть, что это особый собственный момент частицы, не имеющий классического аналога. При обсуждении принципа Паули и принципа неопределённости Гейзенберга следует обратить особое внимание на использование этих квантовомеханических закономерностей в мире гигантских масс и расстояний (белые карлики, нейтронные звёзды и чёрные дыры).

2. Обратит внимание на особенности проявления ядерных сил, приводящих к эффектам насыщения и, как следствие, к слабой зависимости удельной энергии связи от числа нуклонов в ядре. При изучении изотопического спина особое внимание следует обратить на использование подобного термина и на его сходство и различие со спином механическим.

3. Следует особо подчеркнуть связь между наличием ряда изотопов в природе и их материнскими долгоживущими радиоактивными ядрами. При выводе формулы радиоактивного распада следует акцентировать особое внимание слушателей на факт эмпирического обоснования этого закона.

4. Обратит внимание на использование законов сохранения при обосновании возможности реализации той или иной реакции. Особо следует остановиться на рассмотрении энергетических соотношений в ядерных реакциях и расчетах порогов эндотермических реакций.

5. Обратит особое внимание на то, каким образом в процессе сжатия первичной туманности происходит разогрев протозвезды и когда начинаются термоядерные реакции. При рассмотрении самих реакций следует подчеркнуть существенную разницу в условиях протекания рассматриваемых реакций в лаборатории по сравнению с реальной звездой, что может приводить к существенным расхождениям между значениями реальных сечений и сечениями, полученными в эксперименте.

6. При изучении нуклеосинтеза следует обратить внимание на существование трёх стадий этого процесса и их тесной увязки друг с другом. Рассматривая конечные стадии эволюции звезды, такие как белый карлик, нейтронная звезда или чёрная дыра, нужно особо подчеркнуть важность применения к этим гигантским макроскопическим объектам таких сугубо квантово-механических принципов, как принципы Паули и неопределённости Гейзенберга.

7. следует обратить внимание на систематику частиц согласно их спинам - целым или полуцелым. При рассмотрении стандартной модели нужно связать мультиплеты сильновзаимодействующих частиц с законами симметрии и обусловленными ими параметрами.

8. Обратить внимание на гипотезу Большого Взрыва и его экспериментальное обоснование.

Рабочая программа составлена в соответствии с требованиями ОС НИЯУ МИФИ, ФГОС ВО по направлению подготовки (специальности) 03.03.01 «Прикладные математика и физика» и компетентностной моделью выпускника.

Лист регистрации изменений

Лист регистрации изменений (продолжение)

Номер измене- ния	Номера листов			Основание	для внесения	изменений	Подпись	Расшифровка
	заменен- ных	новых	аннулирован- ных					
1.								
2.								
3.								
4.								
5.								
6.								
7.								
8.								
9.								